

NNT : 2017SACLS282

THÈSE DE DOCTORAT  
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY  
PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

Ecole doctorale n°576  
Particules Hadrons Énergie et Noyau : Instrumentation, Image, Cosmos  
et Simulation (PHENIICS)  
Spécialité de doctorat : Structure et réactions nucléaires

par

M. Loïc Thulliez

Caractérisation des fragments de fission et  
développement du dispositif expérimental  
FALSTAFF

Thèse présentée et soutenue à Saclay, le 25 septembre 2017.

Composition du Jury :

M.	PIERRE DÉSESQUELLES	Professeur	Université Paris XI	(Président du jury)
M.	DOMINIQUE DURAND	Directeur de Recherche	LPC-Caen	(Rapporteur)
M.	STEPHAN POMP	Professeur	Uppsala University	(Rapporteur)
M.	STEPHAN OBERSTEDT	Directeur de Recherche	EC-JRC Geel	(Examinateur)
M <sup>me</sup>	DIANE DORÉ	Ingénieure chercheuse	CEA-Saclay	(Directrice de thèse)
M.	OLIVIER LITAIZE	Ingénieur chercheur	CEA-Cadarache	(Encadrant de thèse)
M.	ERIC BERTHOUMIEUX	Ingénieur chercheur	CEA-Saclay	(Invité)

# Remerciements

Une thèse, c'est une aventure scientifique et humaine, un cheminement personnel fait d'un important investissement personnel, de doutes, de joies, de remises en question, de rires, en somme de découvertes et d'amitiés. Durant ces trois années, il convient donc d'être bien entouré.

Je souhaite tout d'abord remercier sincèrement mes encadrants, Diane et Olivier, pour avoir toujours répondu présent tout au long de ce travail, pour m'avoir laissé jouir d'une certaine liberté tout en me canalisant aux moments opportuns (surtout à la fin quand il faut que le manuscrit converge!) et pour toutes ces choses qui sont empreintes dans mon cheminement scientifique et personnel, et donc à travers chaque ligne de ce manuscrit.

Merci Diane pour ta disponibilité, tes encouragements de chaque instant, ta bonne humeur constante malgré les nombreux rebondissements qu'a subis cette thèse et pour m'avoir laissé vadrouiller entre Saclay et Cadarache.

Merci Olivier pour cette joyeuse ambiance de travail, pour avoir répondu à mes innombrables questions, pour avoir découvert l'existence des transitions E0 avec moi et pour ces pauses tiz'.

Merci Eric, l'encadrant de l'ombre, pour ton caractère posé et pour m'avoir aidé à faire fonctionner cette merveilleuse acquisition GANIL (en vain?).

Je remercie le CEA et le Labex P2IO qui ont rendu ce travail possible.

Au CEA-Cadarache, je tiens à remercier F. Varraine, J.-C. Bosque et Ph. Dardet pour m'avoir accueilli au sein du SPRC.

Un grand merci à tout le LEPH pour m'avoir si bien accueilli, avec une mention spéciale à Cyrille pour mon deuxième prénom "Ulrich" et à Pierre pour nos discussions sur la fission.

Merci à toute la team FIFRELIN, Abdel et Olivier S., qui a été présente tout au long de cette thèse.

Mes séjours à Cadarache n'auraient pas été ce qu'ils ont été sans tous mes amis d'Aix. Mention spéciale à Xavier, Nicolas et Guillaume qui m'ont toujours prêté leur canapé quand j'en avais besoin, mais aussi pour toutes les randonnées, les balades en vélo dans le pays aixois et dans les calanques. Merci aussi à Paul, Virginie, Axel (dit le Pilote), Benoît et Alix pour tous ces bons moments passés dans le Sud.

Au CEA-Saclay, je veux tout d'abord remercier les chefs successifs du service SPhN, maintenant devenu le DPhN (et oui, on a pris du galon), Héroïse Goutte, Franck Sabatié et Jacques Ball pour m'avoir accueilli dans le service et pour les échanges enrichissants que nous avons eus. Je remercie l'ensemble des personnes du service pour la bonne ambiance quotidienne.

Cette thèse n'aurait pas été ce qu'elle est sans Aurélie avec qui j'ai partagé de nombreuses foulées (dommage pour toi que les miennes soient plus rapides!), qui m'a grandement aidé à augmenter le taux de végétation au SPhN et qui m'a abondé en fromage; Georg le plus français des autrichiens, dieu de la statistique, qui a toujours une réponse à mes nombreux questionnements informatiques; Jason avec qui j'ai eu le plaisir de voir du/des pays; Antoine, le gai pinson aux aventures toutes plus rocambolesques les unes que les autres et qui je l'espère sèche toujours; Messieurs les théoriciens, Mehdi (dit le kenyan blanc), Pierre, Benjamin, Nabil, que je salue bien bas; Christopher, "je t'ai vu"! A Saclay, il est aussi important de connaître la mafia italienne. Merci au parrain Davide, à Andreina pour ta bonne humeur qui n'a d'égale que ta rapidité à

apprendre le français (n'est-ce pas Georg!) et à Alessandro qui aime à me pousser vers l'avant. Maké (la gestuelle est ici importante)!

Je tiens à remercier aussi tous les anciens thésards/post-docs : Cédric pour avoir guidé mes premiers pas avec le dispositif FALSTAFF; JF pour nos discussions passionnantes sur la fission et pour m'avoir légué sa chambre; Raphaël pour tous les trucs utiles et inutiles qui tournent actuellement sur mon ordinateur; Valérian pour ses conseils, notamment en C++; Maria pour son sourire et sa bonne humeur.

J'ai aussi une petite pensée pour les CEA-mourais avec qui j'ai eu le plaisir de courir et de monter sur la boîte!

Un expérimentateur au SPhN est un expérimentateur au Sédi. Je souhaite remercier chaleureusement l'ensemble de l'équipe FALSTAFF et l'ensemble des personnes du service pour leur aide. Merci Mariam pour ta bonne humeur, tes nombreux coups de main et pour les nombreux kilomètres effectués ensemble à arpenter le Sédi à la recherche de diverses bricoles. Je te remercie Maxence, tu m'as beaucoup apporté expérimentalement avec les détecteurs TF-10 avec lesquels mes débuts ont été quelque peu fumants.

Merci François-René et Jérôme pour votre accueil au LPC-Caen lors des premiers tests effectués sur CALIBER.

Mille mercis à toutes les personnes avec qui j'ai pu échanger au cours de ces trois années et qui m'ont toutes beaucoup apporté, parfois quelques brèves discussions suffissent à éclairer un esprit!

Un grand merci aux membres du jury qui ont lu ce manuscrit et qui ont fait le déplacement de loin jusqu'à la salle Galilée en ce 25 septembre 2017.

Pour finir, je remercie toute ma famille et plus particulièrement ma maman et ma sœur qui ont toujours été présentes tout au long de cette thèse et dont le soutien inconditionnel m'a permis de réaliser ce travail. Je ne sais comment vous remercier. Merci pour tout!

Sur ce, chères lectrices et chers lecteurs (oui oui j'espère que certains vont continuer à lire ce manuscrit), je vous souhaite une bonne lecture.

## Titre : Caractérisation des fragments de fission et développement du dispositif expérimental FALSTAFF

**Keywords :** Fragments de fission, FIFRELIN, Désexcitation, Moment angulaire, FALSTAFF, spectromètre 2V-EV

**Résumé :** La fission nucléaire est le mécanisme de séparation d'un noyau lourd en deux noyaux appelés fragments de fission. Ces fragments excités émettent des neutrons et des gammas dits prompts pour rejoindre leur état fondamental ou métastable. L'énergie libérée lors de la fission est utilisée dans les centrales nucléaires pour fournir de l'électricité. La durée de vie et le contrôle des réacteurs nucléaires dépendent entre autres des observables de fission telles que les rendements en masse des fragments, la multiplicité et l'énergie des neutrons et des gammas prompts.

La première partie de cette thèse est dédiée à l'étude du processus de désexcitation des fragments de fission avec le code de simulation Monte-Carlo FIFRELIN. Ce code, constitué de plusieurs modèles nucléaires décrivant les fragments, prédit les propriétés (multiplicité, énergie) des particules prompts émises lors de la désexcitation. Lors de ce travail de thèse l'influence des modèles sur les prédictions du code a été étudiée. Les modèles étudiés sont ceux définissant le moment angulaire initial, la densité de niveaux et les fonctions de force gamma des fragments. Les résultats de ces études permettent d'identifier les modèles qui influencent significativement les prédictions du code et donc, de sélectionner la combinaison des modèles reproduisant le maximum d'observables et d'améliorer la description nucléaire des fragments.

Ces études sont d'abord menées sur la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  pour laquelle de nombreuses données expérimentales existent ce qui permet de contraindre fortement les modèles. Des études sur la fission rapide (énergie des neutrons incidents de l'ordre du MeV) de  $^{238}\text{U}$  et  $^{237}\text{Np}$  sont ensuite réalisées. Elles sont motivées, entre autres, par le développement de nouveaux concepts de réacteurs rapides, dits de quatrième génération, permettant de réduire les quantités de déchets nucléaires et d'utiliser les réserves abondantes de  $^{238}\text{U}$  pour fournir de l'électricité.

Les données expérimentales relatives à la fission rapide sont rares. De nouveaux dispositifs expérimentaux sont actuellement en développement afin d'étudier l'évolution des différentes observables de fission sur un large domaine en énergie d'excitation. Le dispositif FALSTAFF qui fait l'objet de la deuxième partie de cette thèse est l'un d'entre eux.

Dans cette seconde partie les étapes de développement, d'optimisation et de caractérisation du premier bras du dispositif expérimental FALSTAFF sont présentées. Ce spectromètre, installé auprès de l'installation NFS (*Neutrons For Science*), étudiera la fission rapide en cinématique directe de nombreux actinides. La détection des deux fragments de fission en coïncidence permettra de caractériser leur énergie, leurs masses (avant et après évaporation des neutrons) et leur charge. La multiplicité des neutrons émis sera alors déterminée et nous renseignera sur le partage de l'énergie d'excitation entre les fragments. Les données mesurées serviront ultérieurement de données d'entrée au code FIFRELIN.

La mesure de la vitesse des deux fragments en coïncidence (méthode 2V), avec des détecteurs de temps de vol MWPC-SeD donnent accès à la masse avant évaporation. Une chambre à ionisation axiale placée après ces détecteurs permet de mesurer l'énergie cinétique et le profil de perte d'énergie des fragments, et donc de déterminer respectivement la masse après évaporation (méthode EV) et la charge nucléaire des fragments.

La partie expérimentale de cette thèse est dédiée au développement des programmes de simulation et d'analyse des données, à la mise en place du système d'acquisition, à la caractérisation et à l'optimisation des détecteurs. Ce dernier point concerne essentiellement l'étude des performances de la chambre à ionisation axiale.



**Title :** Fission fragment characterization and development of the FALSTAFF spectrometer

**Keywords :** Fission fragments, FIFRELIN, deexcitation, Angular momentum, FALSTAFF, 2V-EV spectrometer

**Abstract :** Nuclear fission is the process in which a heavy nucleus splits into two nuclei called fission fragments. These excited fragments emit prompt neutrons and gammas to reach their ground or a metastable state. The energy released during fission is used in nuclear power plants to provide electricity. The nuclear reactor lifespan and control depend partly on fission observables such as the fragment mass yields, the neutron and gamma multiplicity and energy.

The first part of this thesis is dedicated to the study of the fission fragment de-excitation process with the FIFRELIN Monte-Carlo code. This code, containing many nuclear models describing the fragments, predicts the prompt particle properties (multiplicity, energy).

During this PhD work the impact of different models on the code predictions was investigated. The models which are studied are those defining the initial angular momentum, the level density and the radiative strength function of fragments. These studies identified those nuclear properties that have a significant impact on the code predictions, and as a consequence permitted selection of the model combination suited to reproduce the maximum number of fission observables, and improving our understanding about the nuclear description of fission fragments.

These studies are firstly performed on the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$  for which numerous experimental data are available allowing constraints to be set on the models. Studies on fast fission (incident neutron with an energy around MeV) of  $^{238}\text{U}$  and  $^{237}\text{Np}$  are then performed. They are motivated partly by the development of new fast reactor concepts, called Generation IV reactors, that will reduce the quantity of nuclear waste and burn the large amount of natural uranium to provide electricity. Experimental data concerning fast fission are scarce. As a consequence new experimental setups are currently under development. They will measure fission observables over a large excitation energy domain. One of them, called FALSTAFF, is the topic of the second part of this thesis.

In the second part of this PhD thesis, the different steps concerning the development, the optimization and the characterization of the first arm of the FALSTAFF setup are presented. This spectrometer, placed at the NFS facility (*Neutrons For Science*), will study fast fission in direct kinematic for various actinides. The detection of both fragments in coincidence will allow characterization of their energy, their masses (before and after neutron evaporation) and their nuclear charge. The neutron multiplicity will be deduced and will provide information on the energy sharing between the fragments. This data will be later used as input for the FIFRELIN code. The velocity determination of both fragments (2V method), with MWPC-SeD time-of-flight detectors, will provide pre-neutron emission fragment masses. An axial ionization chamber, placed after those detectors, will measure the kinematic energy and the energy loss profile of fragments, which will provide respectively the post-neutron emission mass (EV method) and the nuclear charge.

The experimental part of this thesis is dedicated to the development of simulation and data analysis software, the configuration of the data acquisition system, the characterization and the optimization of the detectors. This last item mainly concerns the axial ionization chamber.



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>10</b>
<b>A Introduction à la fission</b>	<b>12</b>
<b>1 Étude de la fission : pourquoi et comment ?</b>	<b>13</b>
1.1 Intérêt de l'étude de la fission . . . . .	13
1.2 Chronologie du processus de fission . . . . .	14
1.3 Formation du système fissionnant . . . . .	15
1.3.1 Réactions induites par neutrons . . . . .	16
1.3.2 Réactions de transfert de multinucléons . . . . .	17
1.3.3 Réactions d'excitation coulombienne . . . . .	17
<b>2 Caractérisation des fragments de fission</b>	<b>19</b>
2.1 Importance des rendements de fission pour la physique des réacteurs . . . . .	19
2.2 Techniques et dispositifs expérimentaux . . . . .	20
2.2.1 Utilisation de spectromètres magnétiques . . . . .	20
2.2.2 Dispositifs de mesure des fragments en coïncidence . . . . .	21
2.3 Données expérimentales . . . . .	23
2.3.1 Rendements en masse et en charge . . . . .	23
2.3.2 Distributions en énergie cinétique . . . . .	24
2.4 Modèles de fission . . . . .	25
<b>3 Désexcitation des fragments de fission</b>	<b>29</b>
3.1 Émission de particules promptes . . . . .	29
3.2 Rôle des particules promptes dans les réacteurs . . . . .	30
3.3 Techniques et données expérimentales . . . . .	31
3.4 Modèles de désexcitation des fragments . . . . .	36
<b>B FIFRELIN</b>	<b>39</b>
<b>4 Présentation générale du code</b>	<b>41</b>
4.1 Définition de l'état initial des fragments $(A, Z, KE, E^*, J, \pi)$ . . . . .	41
4.1.1 Définition de l'identité du fragment $(A, Z, KE)$ . . . . .	41
4.1.2 Définition de l'état initial $(E^*, J, \pi)$ . . . . .	42
4.2 Schéma de niveaux des fragments . . . . .	46
4.2.1 Construction du schéma de niveaux . . . . .	46
4.2.2 Modèles de densité de niveaux . . . . .	47
4.2.3 Distributions de moment angulaire et de parité . . . . .	48
4.3 Probabilités de décroissance . . . . .	49
4.3.1 Émission neutron . . . . .	50
4.3.2 Émission gamma . . . . .	51
4.3.3 Compétition neutron/gamma . . . . .	53
4.4 Obtention des observables de fission : notion de réalisation nucléaire . . . . .	54

<b>5</b>	<b>Influence des modèles sur les observables de fission</b>	<b>55</b>
5.1	Calcul de référence . . . . .	55
5.2	État initial ( $E^*$ , $J$ , $\pi$ ) des fragments de fission . . . . .	58
5.2.1	Cas d'école . . . . .	58
5.2.2	Moment angulaire total des fragments de fission . . . . .	62
5.2.2.1	Approche statistique, cas d'un noyau isolé . . . . .	62
5.2.2.2	Approche dynamique, cas des fragments de fission . . . . .	67
5.2.2.3	Données expérimentales . . . . .	69
5.2.3	Modèles de spin cut-off . . . . .	71
5.2.4	Influence des modèles de spin cut-off . . . . .	73
5.2.4.1	États initiaux des fragments . . . . .	73
5.2.4.2	Comparaisons des prédictions des modèles . . . . .	78
5.2.4.3	Influence des paramètres des modèles dépendant de la température . . . . .	84
5.3	Densité de niveaux . . . . .	88
5.3.1	Modèle de densité de niveaux HFB . . . . .	88
5.3.2	Influence du modèle sur les observables de fission . . . . .	93
5.4	Fonctions de force gamma . . . . .	100
5.4.1	Origine de la résonance dipolaire géante (GDR) . . . . .	100
5.4.2	Modèles de fonction de force gamma . . . . .	102
5.4.3	Influence des modèles sur les observables gammas . . . . .	107
5.5	Conclusion et perspectives . . . . .	110
<b>6</b>	<b>Étude de la fission rapide des actinides</b>	<b>111</b>
6.1	Motivations . . . . .	111
6.2	Fission rapide du $^{237}\text{Np}$ . . . . .	112
6.2.1	Données et modèles d'entrée de la simulation . . . . .	113
6.2.2	Prédictions des observables de fission . . . . .	114
6.2.2.1	Observables neutrons . . . . .	114
6.2.2.2	Observables gammas . . . . .	118
6.3	Comparaison des fissions de $^{238}\text{U}$ et du $^{237}\text{Np}$ . . . . .	119
6.3.1	Données et modèles de la simulation . . . . .	119
6.3.2	Prédictions des observables de fission . . . . .	120
6.4	Conclusion et perspectives . . . . .	122
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>123</b>
<b>C</b>	<b>FALSTAFF</b>	<b>125</b>
<b>7</b>	<b>Choix des détecteurs</b>	<b>126</b>
7.1	Objectifs et moyens mis en œuvre . . . . .	126
7.2	Installations de faisceaux de neutrons et flux . . . . .	126
7.3	Résolutions nécessaires . . . . .	128
7.3.1	Longueur de la base de vol et angle solide de détection . . . . .	128
7.3.2	Résolutions des détecteurs de temps de vol . . . . .	128
7.3.3	Résolution en énergie . . . . .	129
7.3.4	Autres spectromètres 2V-EV en développement . . . . .	130
7.4	Simulation Geant4 . . . . .	131
7.4.1	Simulation des événements de fission . . . . .	132
7.4.2	Interaction des particules chargées avec la matière . . . . .	133
7.4.3	Modèles de pertes d'énergie électronique pour des ions lourds de faible vitesse . . . . .	134
7.4.4	Choix de la bibliothèque électromagnétique . . . . .	136
7.5	Méthode de reconstruction des observables . . . . .	140

<b>8</b>	<b>Principe de fonctionnement d'un détecteur gazeux</b>	<b>142</b>
8.1	Régimes de fonctionnement . . . . .	142
8.2	Processus d'ionisation dans un gaz . . . . .	143
8.3	Cinématique des électrons dans un gaz . . . . .	144
8.4	Induction du signal . . . . .	146
8.5	Traitement du signal . . . . .	147
<b>9</b>	<b>Détecteurs MWPC-SeD : vitesse des fragments</b>	<b>149</b>
9.1	Description des détecteurs . . . . .	149
9.2	Détermination des positions . . . . .	151
9.2.1	Chaîne électronique d'acquisition . . . . .	151
9.2.2	Reconstruction du barycentre . . . . .	152
9.3	Détermination du temps de vol . . . . .	155
9.3.1	Chaîne électronique d'acquisition . . . . .	156
9.3.2	Définition des temps de référence . . . . .	156
9.4	Détermination de la vitesse . . . . .	160
9.4.1	Chaîne électronique d'acquisition . . . . .	160
9.4.2	Vitesse des fragments . . . . .	160
<b>10</b>	<b>Chambre à ionisation axiale : CALIBER</b>	<b>163</b>
10.1	Intérêt d'une chambre à ionisation axiale . . . . .	163
10.2	Description technique de CALIBER . . . . .	164
10.2.1	Généralités . . . . .	164
10.2.2	Chaînes électriques et électroniques . . . . .	165
10.2.3	Réponse du détecteur . . . . .	167
10.2.3.1	Spectroscopie d'une source de $^{252}\text{Cf}$ . . . . .	167
10.2.3.2	Évolution temporelle de la réponse du détecteur . . . . .	169
10.3	Études de deux grilles de Frisch . . . . .	170
10.3.1	Généralités sur les grilles de Frisch et application à CALIBER . . . . .	170
10.3.1.1	Transmission des électrons . . . . .	170
10.3.1.2	Inefficacité de la grille . . . . .	170
10.3.2	Caractérisation du détecteur pour chaque grille de Frisch . . . . .	173
10.3.2.1	Grille de Frisch en fils . . . . .	174
10.3.2.2	Grille de Frisch en micro-grille . . . . .	174
10.3.3	Comparaison des grilles de Frisch . . . . .	176
10.4	Résolutions en énergie de CALIBER . . . . .	176
10.4.1	Résolution en énergie avec des particules alphas . . . . .	176
10.4.2	Spectroscopie d'une source de $^{252}\text{Cf}$ . . . . .	178
10.5	Conclusions et perspectives . . . . .	179
<b>11</b>	<b>Résultats du premier bras de FALSTAFF</b>	<b>181</b>
11.1	Distribution en énergie cinétique des fragments . . . . .	181
11.1.1	Influence de la méconnaissance de l'épaisseur des matériaux . . . . .	182
11.1.2	Distribution en énergie avant le détecteur Sed . . . . .	183
11.2	Distribution en masse du $^{252}\text{Cf}$ . . . . .	183
11.3	Analyses des signaux des pré-amplificateurs . . . . .	185
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>192</b>
	<b>Annexe</b>	<b>194</b>
<b>A</b>	<b>Modèles de fission</b>	<b>195</b>
A.1	Modèles statiques statistiques au point de scission . . . . .	195
A.2	Modèle adiabatique . . . . .	196
A.3	Modèle dynamique quasi-adiabatique . . . . .	198

A.4	Modèle dynamique de changement soudain de potentiel . . . . .	199
<b>B</b>	<b>Fissions rapides de l'<math>^{238}\text{U}</math></b>	<b>200</b>
B.1	Données d'entrée de la simulation de l' $^{238}\text{U}$ . . . . .	200
B.2	Multiplicités neutrons totales . . . . .	201
B.3	Observables gammas . . . . .	201
<b>C</b>	<b>Influence de l'épaisseur des matériaux sur les observables de fission</b>	<b>203</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>208</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>216</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>220</b>

# Introduction générale

La fission du noyau d'un atome découverte en 1938 par O. Hahn et F. Strassmann est un processus nucléaire qui possède encore quelques zones d'ombre que les physiciens aimeraient bien éclaircir. Deux des principaux points d'intérêt sont notamment l'origine du moment angulaire des fragments de fission et le processus de partage de l'énergie d'excitation entre ces deux fragments. La compréhension des caractéristiques de la fission a aussi un enjeu interdisciplinaire allant de l'étude de l'abondance des éléments dans l'univers à la physique des réacteurs. L'étude de la fission est aujourd'hui surtout motivée par le besoin de quantifier les échauffements nucléaires dans les éléments de structures des réacteurs actuels pour prolonger leur durée de vie et par le développement de nouveaux concepts de réacteurs à neutrons rapides capables d'incinérer les actinides et de fournir de l'électricité à partir des réserves abondantes en uranium naturel.

Dans un réacteur, les principales sources d'incertitudes liées aux échauffements nucléaires sont dues aux gammas de fission. D'ailleurs en 2006, la *Nuclear Energy Agency* (NEA), à travers la publication de la *High Priority Request List* (HPRL), demande explicitement aux équipes de recherche de relancer des campagnes de mesures et le développement d'outils de modélisation pour réduire ces sources d'incertitude. Les caractéristiques des observables gammas étant étroitement liées au moment angulaire initial des fragments, les codes de calculs doivent pouvoir déterminer ce dernier avec une précision suffisante pour reproduire les observables gammas existantes et les prédire lorsque les données sont inexistantes. Le code de désexcitation des fragments de fission FIFRELIN, développé au CEA-Cadarache, est l'un de ces codes.

Le développement de réacteurs à neutrons rapides nécessite la connaissance de nombreuses caractéristiques de la fission telles que les rendements en masse, la multiplicité des neutrons émis en fonction de la masse des fragments ou encore les sections efficaces de réaction. Or à ces énergies très peu de données expérimentales existent et celles disponibles présentent des évolutions singulières en fonction de l'énergie du neutron incident. En effet, des mesures réalisées par A. Naqvi [1] et R. Müller [2] ont mis en évidence que lorsque l'énergie des neutrons incidents augmente, les fragments lourds emportent la majorité de l'énergie supplémentaire ce qui conduit à une émission préférentielle de neutrons par les fragments lourds. Par conséquent des campagnes de mesures systématiques sur une large gamme en énergie et pour de nombreux noyaux d'intérêt doivent être mises en place pour étudier la fission rapide et mieux comprendre le processus de partage d'énergie d'excitation entre les fragments.

Les travaux de cette thèse ont donc pour objectifs d'apporter des éléments de réponse à ces deux questions.

La partie **A** a pour objectif de réaliser une revue succincte des études précédemment réalisées sur la fission. Elle permet de mettre en évidence le réel besoin de développer le code de désexcitation FIFRELIN et le dispositif expérimental FALSTAFF. Pour cela, cette partie rappelle les différentes étapes du mécanisme de fission avant de détailler chacune d'elles d'un point de vue expérimental et théorique. L'importance de connaître les caractéristiques de la fission pour la physique des réacteurs est notamment soulignée.

Après cette introduction, les travaux de cette thèse sont séparés en deux parties.

La partie **B** se focalise sur la prédictions des observables de fission et sur l'étude du partage de l'énergie d'excitation entre les fragments par l'intermédiaire du développement du code de désexcitation Monte-Carlo FIFRELIN développé au CEA-Cadarache (France). Cette partie

est consacrée à l'étude de la fission d'un point de vue de la simulation par la reproduction des caractéristiques des particules promptes émises par les fragments de fission avec ce code.

Le chapitre 4 est dédié à la présentation du fonctionnement de ce code et des ingrédients nécessaires au calcul de désexcitation des fragments de fission. Celui-ci permet de comprendre les éléments influençant les propriétés des neutrons et des gammas émis.

Ensuite le chapitre 5 est consacré à l'étude de sensibilité des observables de fission à certains modèles nucléaires que j'ai implémentés dans le code FIFRELIN. Ceux-ci décrivent la distribution de moment angulaire total initial, la densité de niveaux et la fonction de force gamma des fragments de fission. L'objectif de ce chapitre est d'identifier les éléments clés influençant l'émission gamma afin de mieux prédire ces observables.

Enfin l'étude de la fission rapide du  $^{237}\text{Np}$  fait l'objet du chapitre 6. Cette étude est motivée par la compréhension du partage de l'énergie d'excitation singulier entre les fragments qui s'opère lorsque l'énergie d'excitation du système fissionnant augmente. Les caractéristiques de la fission rapide du  $^{237}\text{Np}$  sont alors comparées à celles de  $^{238}\text{U}$ .

La partie C est dédiée au développement du dispositif expérimental 2V-EV FALSTAFF qui, placé auprès de l'installation NFS (*Neutrons For Science*), permettra d'étudier la fission rapide d'un large panel d'actinides. Il permettra de déterminer les distributions en énergie cinétique, en masse avant et après évaporation des neutrons et donc la multiplicité des neutrons émis en fonction de la masse des fragments.

Le chapitre 7 de cette partie présente brièvement les points clés qui ont été considérés lors du développement du dispositif et notamment le choix des détecteurs. Les points importants du développement de la simulation Geant4, réalisée dans cette thèse, sont alors présentés.

Après la description du fonctionnement des détecteurs gazeux, le chapitre 9 décrit les caractéristiques des détecteurs de temps de vol, les moyens et les méthodes mis en œuvre pour déterminer la vitesse des fragments (2V).

Le chapitre 10 présente les tests de caractérisation et l'optimisation de la chambre à ionisation du dispositif (EV).

Enfin les résultats préliminaires obtenus avec le prototype du premier bras du spectromètre FALSTAFF, notamment le traitement du signal pour accéder au profil de perte d'énergie des fragments, seront présentés dans le chapitre 11.

---

## Partie A

# Introduction à la fission

# Chapitre 1

## Étude de la fission : pourquoi et comment ?

### 1.1 Intérêt de l'étude de la fission

En 1938 O. Hahn et F. Strassmann découvrent que l'irradiation d'un échantillon d'uranium par un faisceau de neutrons conduit à la formation inattendue d'isotopes du baryum alors qu'ils s'attendaient plutôt à obtenir des noyaux voisins de l'uranium, conformément aux réactions nucléaires connues à l'époque. Ils s'empressent d'envoyer leur résultat déconcertant à leur collègue L. Meitner, alors expatriée en Suède à cause de la montée de l'antisémitisme en Allemagne. Durant les fêtes de fin d'année, elle et son neveu, O. Frisch, se retrouvent et travaillent à la compréhension de ce curieux résultat. Munis du modèle de la goutte liquide du noyau élaboré par N. Bohr en 1936, ils réalisent alors que le noyau d'uranium se déforme, s'allonge jusqu'à se séparer en deux, libérant une quantité colossale d'énergie de l'ordre de 200 MeV principalement sous forme d'énergie cinétique. L'énergie libérée est 50 millions de fois plus importante que lors de la combustion d'un atome de carbone qui est de 4 eV. Les noyaux alors produits, appelés fragments de fission, émettent en moyenne plus d'un neutron, ce qui permet d'induire d'autres réactions de fission : c'est la réaction en chaîne.

Cette découverte retentit encore de nos jours grâce aux équipes américaines, constituées notamment de E. Fermi et de L. Szilard, et françaises, formées de F. Joliot et L. Kowarski. Ils ont été les premiers à voir les applications de cette découverte : la bombe atomique et les réacteurs nucléaires. L'équipe française dépose, entre le 30 avril et le 4 mai 1939, trois brevets sur ces deux applications de la fission.

L'étude de ce processus est toujours d'actualité. Ses caractéristiques sont utilisées, entre autres, dans les trois domaines décrits ci-dessous.

La fission permet actuellement de répondre en partie à nos besoins énergétiques grâce au déploiement massif de centrales nucléaires dans les années 70. Aujourd'hui, notamment dans le cadre du *Generation IV International Forum (GIF)*, de nouveaux concepts de réacteurs nucléaires sont à l'étude afin d'utiliser plus efficacement l'uranium naturel, de diminuer la quantité de déchets produits par les centrales nucléaires et de permettre l'exploitation des ressources en thorium qui sont trois fois plus importantes que celles en uranium. Le CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives) étudie actuellement la faisabilité du réacteur à neutrons rapides isogénérateur ASTRID (*Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration*) qui permettra de recycler les isotopes du plutonium et de convertir les ressources naturelles abondantes d' $^{238}\text{U}$  en  $^{239}\text{Pu}$  par capture neutronique. Le développement de ces réacteurs de 4<sup>ème</sup> génération et le prolongement de la durée de vie des centrales nucléaires actuelles nécessitent une connaissance approfondie des rendements de fission et des propriétés des particules promptes émises par les fragments.

La fission produit des fragments riches en neutrons comme le montre la Figure A.1.1. La fission des noyaux lourds, tels que l'uranium et le plutonium, est donc utilisée pour fabriquer des faisceaux de noyaux riches en neutrons loin de la vallée de la stabilité, ce qui permet d'étudier les

propriétés de structure de ces noyaux. Ce type de faisceau est disponible auprès d'installations telles que RIKEN au Japon (faisceau d' $^{238}\text{U}$  sur une cible de  $^9\text{Be}$ ), ALTO [3] en France (faisceau d'électrons sur une cible d' $^{238}\text{U}$ ) ou encore auprès de la future installation française SPIRAL-2 [4] (faisceau de neutrons sur une cible d'uranium). Le calcul de l'intensité des faisceaux de noyaux exotiques nécessite une bonne connaissance des rendements de fission et des temps de demi-vie des noyaux générés.

Par ailleurs, la fission est un processus clé pour expliquer les abondances relatives des éléments dans notre univers. En effet, elle limite (ainsi que la décroissance  $\alpha$ ) la formation de noyaux au-delà des transuraniens et alimente la zone des noyaux riches en neutrons qui permet de générer des éléments plus lourds par capture neutronique [5]. L'étude de la fission (mesures de sections efficaces, de rendements de fission ...) permet donc de comprendre en partie l'abondance des éléments dans notre univers.

Maintenant que l'importance de l'étude de la fission dans plusieurs domaines a été montrée, les différentes étapes de ce processus vont d'abord être présentées de manière générale avant de les détailler.

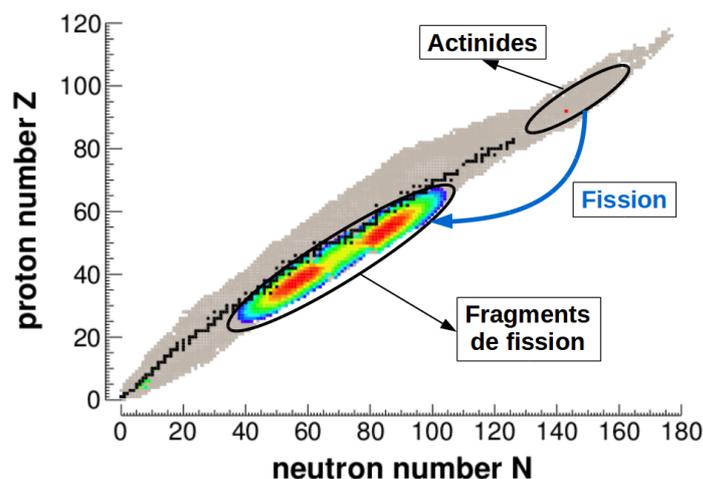


FIGURE A.1.1 – Rendements des noyaux produits lors de la fission thermique de l'uranium-235 [6].

## 1.2 Chronologie du processus de fission

Le processus de fission/désexcitation est présenté sur la Figure A.1.2. Il peut être décomposé en quatre étapes :

1. La formation du système fissionnant. Il est soit dans son état fondamental (cas de la fission spontanée) soit dans un état excité lorsqu'il est produit lors d'une réaction. L'état initial du système est conditionné par le choix de la réaction menant à sa formation comme nous le verrons dans la Section 1.3. Les observables permettant de caractériser cette étape initiale sont notamment les sections efficaces de formation du système fissionnant.
2. La déformation du système fissionnant jusqu'au point selle. Lorsque l'énergie d'excitation est suffisante, les barrières d'énergie potentielle de déformation ( $V_{pot}(\beta)$  sur la Figure A.1.2) sont franchies. Dans le cas contraire, le système fissionnant les traverse par effet tunnel, effet accentué par la présence de pseudo états propres dans les puits successifs. Au point selle, la force de répulsion coulombienne devient supérieure à la force attractive nucléaire forte. Le processus de fission devient alors irréversible. Quand le système passe le point selle, un col apparaît entre les deux fragments naissants. La mesure des sections efficaces de fission et des gammas émis par le noyau dans le second puits,

permettent de remonter aux coefficients de transmission du système à travers la barrière de fission et aux données de structures nucléaires du système déformé.

3. La déformation du système du point selle jusqu'au point de scission. Le col reliant les deux fragments se développe, s'allonge, jusqu'au point de scission où il se rompt. Les fragments, dont la masse et la charge nucléaire sont alors complètement déterminées, n'interagissent plus que par la force coulombienne qui les repousse à l'infini l'un de l'autre. La structure des fragments et la dynamique du système fissionnant lors de sa descente du point selle au point de scission sont à l'origine de la forme des rendements en masse, en charge et en énergie cinétique des fragments. Ces observables contiennent donc de précieuses informations sur les éléments de dynamique et de structure influençant la fission.
4. La désexcitation des fragments primaires par émission de particules. Après la scission, les fragments sont dans un état excité et émettent des particules promptes, neutrons et gammas, pour rejoindre un état stable. Les caractéristiques des particules émises (spectre en énergie, multiplicité ...) nous renseignent sur l'état initial des fragments primaires : leur énergie, leur spin et leur parité.

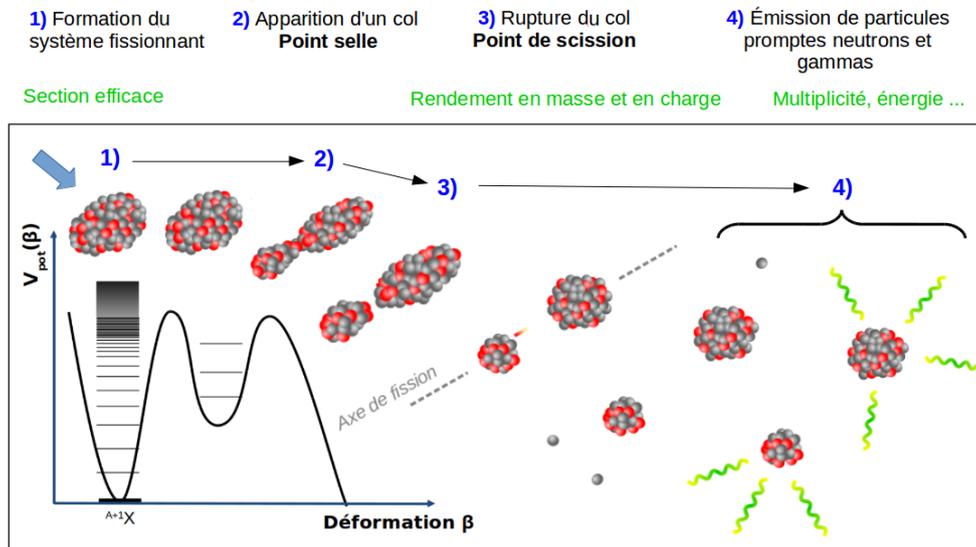


FIGURE A.1.2 – Schéma des étapes du processus de fission avec les observables mesurables associées [7].

La détermination de la masse ( $A$ ), de la charge ( $Z$ ) et de l'énergie cinétique des fragments ( $KE$ ) corrélées aux propriétés des particules promptes permet d'obtenir de précieuses informations sur le processus de fission par confrontation des résultats expérimentaux avec différents modèles. Dans la section suivante, les réactions de formation du système fissionnant seront présentées et comparées.

### 1.3 Formation du système fissionnant

La production d'un système fissionnant (hors fission spontanée) commence par la fabrication d'un noyau composé, dont la probabilité de formation est  $\sigma_{CN}$ . Le noyau composé a alors une énergie d'excitation  $E^*$ . Plusieurs voies de désexcitation du noyau sont possibles parmi laquelle la voie fission a une probabilité  $P_f$ . La section efficace de formation d'un noyau fissionnant ( $\sigma_f$ ) s'écrit alors :

$$\sigma_f = \sigma_{CN} P_f \quad (\text{A.1.1})$$

La probabilité de fission dépend essentiellement des caractéristiques des états du noyau dans les puits et aux sommets des barrières de potentiel présentés sur la Figure A.1.2. Lorsque le noyau composé  ${}^A\text{X}^*$  est formé avec une énergie d'excitation  $E^* > S_n \sim 5\text{-}6$  MeV, il a une probabilité non nulle d'émettre des neutrons. Si il émet  $k$  neutrons avant que le noyau résiduel  ${}^{A-k}\text{X}^*$  fissionne, on parle de fission de  $(k + 1)$ <sup>ième</sup>-chance.

Le choix de la réaction de formation du système fissionnant dépend :

- de l'identité du noyau : riche en neutrons ou en protons, de sa durée de vie et de son activité.
- de la précision souhaitée sur l'état initial du noyau composé notamment son énergie d'excitation et son moment angulaire total.
- des observables de fission d'intérêt.

Les réactions utilisées sont maintenant décrites en accordant une attention particulière à l'état initial du noyau formé.

### 1.3.1 Réactions induites par neutrons

La connaissance des caractéristiques de la fission des actinides induite par neutrons est essentielle pour de nombreuses applications (cf. Section 1.1). Ces réactions consistent à faire interagir un neutron avec une cible constituée du noyau  ${}^A\text{X}$  pour former un noyau composé  ${}^{A+1}\text{X}^*$  selon la réaction :



Selon le contexte de l'étude, les neutrons incidents doivent avoir des énergies  $E_n$  différentes. Par exemple les études de la fission pour l'industrie nucléaire actuelle nécessitent d'avoir des énergies moyennes de neutrons de  $\sim 25$  meV. Aujourd'hui, différents types de faisceaux de neutrons sont disponibles. Ils peuvent :

- être thermiques de l'ordre du meV lorsque les mesures sont réalisées auprès d'un réacteur nucléaire. Ces mesures peuvent par exemple être réalisées auprès du réacteur de l'Institut Laue-Langevin (Grenoble, France).
- aller de la centaine de keV à la dizaine de MeV, appelé domaine rapide. Ce type de spectre peut être obtenu avec un faisceau de deutons de 40 MeV sur une cible de carbone. Cette réaction est par exemple utilisée à NFS (*Neutron For Science*) (Caen, France).
- couvrir une gamme d'énergie allant du meV au GeV, lorsque des réactions de spallation sont utilisées comme par exemple à *n\_ToF* (Genève, Suisse).
- être mono-énergétiques, lorsque des réactions telles que  $p({}^7\text{Li},n){}^7\text{Be}$  ou  $t(d,n){}^4\text{He}$  sont utilisées. Les énergies obtenues dépendent de la réaction et de l'énergie du faisceau incident délivré par l'accélérateur. A l'installation LICORNE (Orsay, France) c'est la réaction  $p({}^7\text{Li},n){}^7\text{Be}$  qui est utilisée alors qu'à NFS c'est  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ .

Lorsque le spectre en énergie des neutrons est large, la sélection d'une énergie se fait par une mesure de temps de vol dont la résolution temporelle détermine la résolution en énergie de  $E_n$ . Les fissions de premières chances induites par neutrons permettent de connaître avec une grande précision l'énergie d'excitation du noyau fissionnant. Plus  $E_n$  est élevée, plus la moyenne et la largeur de la distribution du moment orbital moyen apporté seront grandes, comme le montre la Figure A.1.3 issue d'un calcul DWBA.

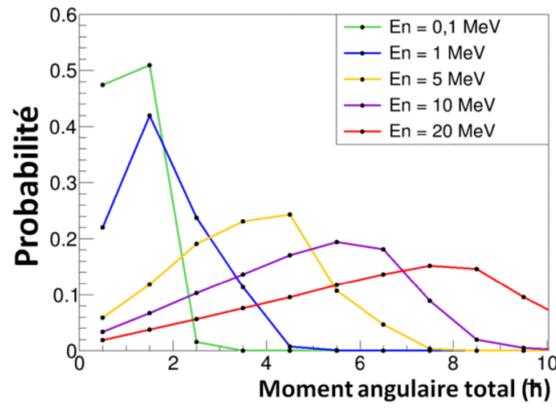


FIGURE A.1.3 – Évolution du moment angulaire total du noyau composé  $^{237}\text{U}$  en fonction de l'énergie du neutron incident lors de la réaction  $^{236}\text{U}(n,f)$  [8]. Résultats issus de calculs DWBA.

### 1.3.2 Réactions de transfert de multinucléons

Les réactions de transfert de multinucléons consistent à envoyer un projectile  $y$  sur une cible  $Y$  menant à la formation d'un noyau composé  $X$  et d'un éjectile  $w$  selon :



L'énergie cinétique de la particule incidente doit être suffisamment élevée pour franchir la barrière coulombienne. Plusieurs voies de réaction sont alors possibles :

- une réaction de transfert, menant à la formation d'un noyau composé et d'un éjectile
- une réaction de fusion, menant à la seule formation d'un noyau composé

L'énergie d'excitation et le moment angulaire du noyau composé dépend de la nature et de l'énergie cinétique du projectile. L'énergie d'excitation peut varier de quelques MeV à quelques dizaines de MeV et le moment angulaire peut atteindre 40  $\hbar$  [9]. L'identification de l'éjectile (masse, charge, énergie cinétique et angle d'émission) permet de déterminer la cinématique de la réaction.

Les réactions de transfert permettent d'étudier la fission de noyaux exotiques riches en neutrons ou en protons formés par des réactions en cinématique directe ou inverse. En cinématique directe, le projectile est léger et la cible lourde, comme par exemple avec la réaction d'un  $^{18}\text{O}$  (157 MeV) sur  $^{232}\text{Th}$  [10]. En cinématique inverse, le projectile est lourd et la cible légère comme par exemple avec la réaction  $^{238}\text{U}$  ( $\sim 6$  MeV/A) sur  $^{12}\text{C}$  [11, 12]. Une impulsion initiale supplémentaire est alors fournie aux produits de la réaction ce qui les focalise vers l'avant et limite le besoin de couverture angulaire expérimentale. L'un des avantages des études en cinématique inverse est aussi la possibilité d'étudier des noyaux de temps de demi-vie court [13, 11, 12, 10].

### 1.3.3 Réactions d'excitation coulombienne

Les réactions d'excitation coulombienne (Coulx) consistent à accélérer un noyau  $^{A+1}\text{X}$  sur une cible lourde telle que  $^{208}\text{Pb}$  ou  $^{238}\text{U}$ . Lorsque le paramètre d'impact entre le noyau incident et la cible est faible, il y a une réaction de transfert de nucléons, sinon il y a un échange de photon virtuel qui conduit à l'excitation de la résonance dipolaire géante (GDR) du noyau incident selon :



Le noyau incident voit son moment angulaire varier de 1  $\hbar$  (excitation de la GDR), son spectre en énergie varie de 5 à 25 MeV avec une énergie moyenne d'environ 14 MeV et une énergie la plus probable de 12 MeV [13, 14]. Cette réaction est notamment mise en œuvre à GSI (Darmstadt, Allemagne) [13, 14, 15].

## Discussion

Les trois types de réactions qui ont été décrits donnent accès à une large gamme d'états initiaux du système fissionnant. La comparaison des observables de fission obtenues avec différentes réactions permet d'étudier l'influence de l'énergie d'excitation et du moment angulaire sur les caractéristiques de la fission.

L'influence de l'énergie d'excitation sur les observables de fission peut être étudiée en comparant les résultats obtenus avec une réaction de Coulex et une réaction induite par neutron thermique. En effet avec la réaction Coulex la variation de moment angulaire du système fissionnant est connue avec une précision de  $\Delta J=0-1 \hbar$  et son énergie d'excitation varie sur une large plage en énergie allant de quelques MeV à une vingtaine de MeV. Avec la fission thermique le système fissionnant gagne aussi un moment angulaire  $\Delta J=0-1 \hbar$ , mais a dans ce cas une énergie d'excitation de l'ordre de l'énergie de séparation du neutron du noyau composé. Les différences entre les observables obtenues avec ces deux réactions peuvent être alors imputables à la seule différence d'énergie d'excitation entre les deux systèmes fissionnants.

Les expériences de Coulex menées à GSI ont permis d'obtenir de précieuses informations sur la fission d'un ensemble de noyaux allant de l'astate à l'uranium [13, 14, 16]. De nombreuses données expérimentales existent sur la fission thermique de l'uranium, permettant déjà de comparer l'influence de l'énergie d'excitation sur les observables de fission [15]. Il est donc nécessaire aujourd'hui de conduire de nouvelles expériences de fission induite par des neutrons rapides sur des isotopes de l'uranium, ce qui permettra d'étudier l'influence du moment angulaire sur les observables de fission.

## Chapitre 2

# Caractérisation des fragments de fission

Aujourd'hui les dispositifs expérimentaux dédiés à l'étude de la fission ne permettent pas l'accès à toutes les observables de fission en même temps. Le choix d'un dispositif expérimental se fait en fonction des observables d'intérêt et du mécanisme de formation du système fissionnant qui définit son état initial (cf. Section 1.3). Les dispositifs doivent permettre de déterminer les caractéristiques des fragments primaires avant qu'ils subissent des décroissances  $\beta^-$ .

Après un rappel de l'intérêt de connaître les distributions en masse, en charge et en énergie cinétique des fragments pour la physique des réacteurs, un état de l'art des dispositifs/méthodes et des observables qu'ils permettent de déterminer est maintenant dressé.

### 2.1 Importance des rendements de fission pour la physique des réacteurs

La connaissance des distributions en masse, en charge et en énergie cinétique des fragments permet de dimensionner et de piloter les réacteurs nucléaires en fonctionnement normal ou accidentel. Les fragments générés lors d'une fission perdent leur énergie cinétique en interagissant avec le matériau constitutif de la pastille de combustible. La pastille s'échauffe et un transfert thermique de celle-ci vers le caloporteur du réacteur apparaît. L'élévation de la température du caloporteur permet, après divers processus thermodynamiques, de générer de la vapeur d'eau. Cette dernière fait tourner un alternateur qui produit de l'électricité.

La connaissance des rendements en masse et en charge des fragments permettent :

- de calculer la quantité de poisons neutroniques générés. Ces noyaux, tel que le  $^{149}\text{Sm}$ , possèdent des sections efficaces de capture pour les neutrons thermiques de l'ordre de  $\sigma_c \sim 10^3\text{-}10^6$  barn. Ils ont un rôle non-négligeable dans le calcul d'anti-réactivité d'un réacteur car ils diminuent le nombre de neutrons disponibles pour réaliser une réaction de fission.
- de déterminer la chaleur résiduelle générée par les produits de fission, contenus dans les crayons combustibles, lorsque le réacteur est arrêté. Ceci nécessite aussi la connaissance de leur temps de demi-vie et de l'énergie libérée lors de leur décroissance. La chaleur résiduelle permet d'évaluer le temps de stockage des crayons combustibles en piscine avant de les transporter dans une usine de retraitement, ou de dimensionner les zones de stockage des déchets nucléaires<sup>1</sup>.
- de calculer les rendements des noyaux appelés précurseurs. Leur décroissance  $\beta^-$  forme des noyaux émetteurs de neutrons dits retardés, dont le temps caractéristique d'émission joue un rôle essentiel dans le contrôle des réacteurs nucléaires.

---

1. La caractéristique d'un déchet est qu'il n'est pas valorisable

Actuellement, ces données de rendements de fission existent principalement pour les réactions de fission thermique. Le développement de nouveaux réacteurs utilisant des neutrons rapides nécessite leur connaissance précise sur un domaine en énergie au-delà du meV. Cependant les données évaluées à ces énergies sont peu pertinentes, ou inexistantes. Par exemple, dans l'évaluation JEFF-3.1.1 aucune évolution des rendements en masse n'est visible en fonction de l'énergie du neutron incident dans le domaine rapide [17] contrairement à ce qui est observé expérimentalement. Il est donc aujourd'hui important de mener des campagnes de mesures afin de déterminer les rendements de systèmes fissionnants dans des domaines en énergie au-delà du domaine thermique ( $\sim 25$  meV). Les techniques et les dispositifs expérimentaux utilisés sont maintenant exposés.

## 2.2 Techniques et dispositifs expérimentaux

Les différentes techniques/dispositifs expérimentaux sont ici séparés en deux catégories. L'une contient les dispositifs expérimentaux comportant un dipôle magnétique et l'autre contient ceux qui n'en utilisent pas. Un état des lieux des deux types de détection est dressé dans les sections qui suivent.

### 2.2.1 Utilisation de spectromètres magnétiques

Les spectromètres magnétiques sélectionnent les fragments selon la valeur du rapport de leur masse après évaporation des neutrons ( $A$ ) et de leur charge ionique ( $Q$ ) selon l'Équation A.2.1. Cette sélection nécessite la connaissance du champ magnétique  $B$  qui est réglable par l'utilisateur, la détermination du rayon de courbure  $\rho$  du fragment dans le dipôle et de sa vitesse  $v$ . Cette dernière permet de calculer les paramètres  $\beta = v/c$  et  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ .

$$A \frac{d\vec{v}}{dt} = Q\vec{v} \times \vec{B} \quad \Rightarrow \quad B\rho \propto \beta\gamma \frac{A}{Q} \quad (\text{A.2.1})$$

**Le spectromètre LOHENGRIN** (ILL, Grenoble, France) [18] construit dans les années 70 auprès du réacteur de l'ILL, permet l'étude de la fission induite par neutrons thermiques. Il réalise une première sélection des fragments selon leur rapport  $A/Q$  à l'aide d'un dipôle magnétique, puis une deuxième selon leur rapport  $KE/Q$  avec un condensateur (sélection sur la vitesse  $v$ ) pour enfin mesurer leur énergie cinétique  $KE$  avec une chambre à ionisation. Les fragments sont alors complètement déterminés par le triplet  $(KE, KE/Q, A/Q)$ . La faible énergie cinétique des fragments, inférieure à 1 MeV/A, ne permet de déterminer que la charge nucléaire des fragments légers de  $Z < 38$ . Celle des fragments lourds est réalisée par spectroscopie gamma. LOHENGRIN permet d'accéder aux rendements  $Y(A, Z, KE)$  avec une résolution en énergie cinétique de  $\frac{\Delta KE}{KE} = 1$  % et en masse de  $\frac{\Delta A}{A} = 1$  %. Ce spectromètre ne permet de détecter qu'un fragment à la fois.

**Le spectromètre VAMOS** couplé au détecteur SPIDER (GANIL, Caen, France) [11, 12] utilise, pour l'étude de la fission des actinides, un faisceau d' $^{238}\text{U}$  accéléré à 6 MeV/A sur une cible de  $^{12}\text{C}$  pour réaliser une réaction de transfert de multinucléons (cf. Section 1.3.2). Le confinement cinématique des fragments dans un cône d'angle d'ouverture de  $25^\circ$  et l'acceptance du spectromètre permet de détecter seulement un fragment par événement de fission. Son identification en charge nucléaire  $Z$  est réalisée par la méthode  $\Delta E - E_{res}$ . Son identification en masse  $A$  (cf. Équation A.2.1) nécessite la détermination du rayon de courbure des fragments  $\rho$  et de leur temps de vol  $ToF$ . Les résolutions en masse et en charge obtenues sont  $\frac{\Delta Z}{Z} \approx 1.5$  % et  $\frac{\Delta A}{A} \approx 0.6$  %. L'énergie d'excitation est calculée à partir des caractéristiques de l'éjectile.

La détection des deux fragments nécessite l'ajout d'un second bras de détection ou la production d'un faisceau d'ions lourds plus énergétique. Dans ce dernier cas, l'impulsion initiale des fragments augmente et donc le phénomène de focalisation cinématique.

**Le spectromètre SOFIA** (*Studies on fission with ALADIN*) (GSI, Darmstadt, Allemagne) [15] a récemment étudié la fission des actinides par réaction Coulex (cf. Section 1.3.3). Un faisceau de  $^{238}\text{U}$  est d'abord accéléré à des énergies allant jusqu'à 1 GeV/A puis dirigé sur une cible de Béryllium où se produit une réaction de transfert de multinucléons. Les produits de la réaction sont envoyés dans un séparateur de masse (méthode  $\Delta E\text{-}ToF\text{-}B\rho$ ) permettant de sélectionner le noyau à étudier. Ce faisceau de  $\sim 700$  MeV/A parcourt une distance de 175 m avant d'arriver sur la cible de plomb ou d'uranium où se produit une réaction Coulex. L'impulsion initiale permet de détecter simultanément les deux fragments nus de tout électron dans le spectromètre SOFIA. La méthode d'identification des fragments est semblable à celle utilisée par le spectromètre VAMOS. La connaissance de la masse après évaporation des deux fragments permet de déterminer le nombre de neutrons total  $\bar{\nu}^{tot}$  émis lors de la fission. Les résolutions en masse et en charge sont respectivement  $\frac{\Delta A}{A} < 0.8\%$  et  $\frac{\Delta Z}{Z} < 1\%$ .

L'énergie d'excitation est déterminée avec VAMOS-SPIDER alors qu'avec SOFIA seul le spectre d'excitation est connu (déterminé par des calculs). Les observables mesurées sont un mélange d'observables de fission de première, seconde et troisième chance. Elles sont donc la somme des observables de fission de systèmes fissionnants différents.

Les spectromètres magnétiques permettent d'étudier les effets de structure des fragments, notamment les effets pair/impair, grâce à la précision des mesures sur la masse et sur la charge nucléaire.

## 2.2.2 Dispositifs de mesure des fragments en coïncidence

Les dispositifs de mesure des fragments en coïncidence mettent en œuvre des méthodes de mesures de vitesse et d'énergie, appelées respectivement méthode 2E, 2V et EV. Dans ce qui va suivre l'exposant \* désigne l'état initial du fragment avant évaporation de neutrons.

**Méthode 2E.** La mesure en coïncidence de l'énergie des deux fragments, et les relations de conservation de la masse et de l'impulsion dans le référentiel du centre de masse (CM) permettent de déterminer la masse des fragments avant évaporation de neutrons selon :

$$A_{1,2}^* = A_{CN} \frac{E_{1,2}^{*,CM}}{E_1^{*,CM} + E_2^{*,CM}} \quad (\text{A.2.2})$$

avec  $A_{CN}$  la masse du noyau composé,  $A_i^*$  et  $E_i^{*,CM}$  la masse initiale et l'énergie cinétique initiale du fragment  $i$  dans le centre de masse.

Expérimentalement, l'énergie cinétique mesurée est celle des fragments après évaporation de neutrons ( $E^{Lab}$ ). Pour appliquer la relation A.2.2, il faut passer de  $E^{Lab}$  à  $E^{*,CM}$  en réalisant différentes étapes. Pour cela il faut calculer la variation d'énergie cinétique du fragment due à l'émission de neutrons. La connaissance de la multiplicité neutron  $\bar{\nu}(A^*)$ <sup>2</sup> est alors requise. Celle-ci est obtenue soit par la mesure (détecteurs de neutrons placés autour du dispositif), soit par les relations d'approximation de Terrell [19] ou encore par des interpolations entre des mesures existantes [20, 21]. En supposant que l'émission de neutrons est en moyenne isotrope dans le CM [20, 22] :

$$E_{1,2}^{Lab} \Rightarrow E_{1,2}^{*,Lab} = \frac{A_{1,2}^*}{A_{1,2}^* - \bar{\nu}(A)} E_{1,2}^{Lab} \quad (\text{A.2.3})$$

Expérimentalement deux chambres à ionisation sont généralement mises dos à dos et partagent la même cathode au milieu de laquelle est placée la cible à étudier [20, 21, 23, 24]. Ce dispositif permet de couvrir un grand angle solide par rapport à l'utilisation de détecteurs silicium [25].

2. Dans la suite de ce manuscrit la notation  $\bar{\nu}(A^*)$  sera équivalente à  $\bar{\nu}(A)$ .

La résolution en masse dépend de la résolution en énergie des détecteurs tel que :

$$\frac{\sigma(A_{1,2}^*)}{A_{1,2}^*} = \frac{A_{2,1}^*}{A_{CN}} \sqrt{\left(\frac{\sigma_E}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_E}{E_2}\right)^2} \quad (\text{A.2.4})$$

Les différentes incertitudes expérimentales conduisent généralement à une résolution en masse de l'ordre de 4 uma (*FWHM*).

**Méthode 2V.** Avec la méthode 2V, la masse avant évaporation des deux fragments ( $A_{1,2}^*$ ) est obtenue par la mesure en coïncidence de leur vitesse. En supposant que l'émission de neutrons est isotrope dans le référentiel du CM (en moyenne l'impulsion des fragments n'est pas modifiée), les relations de conservation de la masse et de l'impulsion dans le référentiel du CM permettent de déterminer  $A_{1,2}^*$  selon :

$$A_{1,2}^* = A_{CN} \frac{v_{2,1}^{*,CM}}{v_1^{*,CM} + v_2^{*,CM}} \quad (\text{A.2.5})$$

En considérant que seule la résolution temporelle  $\sigma_t$  des détecteurs de temps de vol *Start* et *Stop*, supposées identiques ( $\sigma_{t,Start} = \sigma_{t,Stop}$ ), influence la résolution en masse, cette dernière s'écrit :

$$\frac{\sigma(A_{1,2}^*)}{A_{1,2}^*} = \frac{A_{2,1}^*}{A_{CN}} \frac{1}{L} \sqrt{\sigma_t^2 (v_1^2 + v_2^2)} \quad (\text{A.2.6})$$

La résolution expérimentale sur la masse avant évaporation est généralement d'environ 2 uma (*FWHM*). Souvent le détecteur *Start* est un détecteur d'électrons secondaires, constitué d'une feuille émissive d'électrons placée à 45° par rapport à l'axe du faisceau et d'un détecteur d'électron, puis d'un détecteur *Stop* qui peut être un scintillateur plastique [26, 27, 28], un silicium [29] ou un second détecteur de temps de vol [30, 31, 32].

C'est à partir des masses  $A_i^*$  et des vitesses  $v_i$  des fragments que l'énergie cinétique totale *TKE* des fragments à la scission est déterminée selon :

$$TKE^* = \frac{1}{2} A_1^* v_1^2 + \frac{1}{2} A_2^* v_2^2 \quad (\text{A.2.7})$$

**Méthode 2V-EV.** La méthode 2V-EV nécessite en plus de la mesure en coïncidence de la vitesse des fragments (méthode 2V) celle de leur énergie cinétique. Les fragments n'étant pas des particules relativistes ( $v_{FF} < 0.06c$ ), leur masse après évaporation est donnée par :

$$A = 2 \frac{E}{v^2} \quad (\text{A.2.8})$$

La résolution sur la masse après évaporation est alors :

$$\frac{\sigma_A}{A} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 + 4 \frac{(\sigma_{t,Start}^2 + \sigma_{t,Stop}^2)}{\left(\frac{L}{v}\right)^2}} \quad (\text{A.2.9})$$

Expérimentalement, une résolution en masse de l'ordre de  $FWHM_A < 1$  uma a déjà été obtenue [33], avec  $\sigma_t \sim 100$  ps, une base de vol d'environ 1 m et une résolution en énergie de  $\frac{\Delta E}{E} \sim 1$  %. La méthode 2V-EV permet de déterminer la masse des fragments avant (2V) et après (EV) évaporation et donc de connaître le nombre de neutrons émis  $\nu$  par les fragments lors de leur désexcitation selon :

$$\nu = A^* - A \quad (\text{A.2.10})$$

Dans les années 1960-1980, plusieurs dispositifs 2V-EV ont été développés dont les plus connus sont ceux de Müller et Naqvi [1, 2, 34] et le spectromètre Cosi-Fan-Tutte [33, 35, 36, 37].

Le spectromètre de Müller et Naqvi est constitué de détecteurs silicium pour la mesure de l'énergie et du temps *Stop*. Le temps *Start* de la fission est donné par l'accélérateur Van de Graaff auprès duquel le dispositif est placé. Ils ont notamment montré que lorsque l'énergie du système fissionnant augmente, le nombre de neutrons évaporés par les fragments légers reste stable et celui des lourds augmente. Cette observation montre que l'énergie d'excitation supplémentaire est préférentiellement emportée par les fragments lourds.

Le spectromètre Cosi-Fan-Tutte utilise lui, deux détecteurs de temps de vol à feuille émissive (ToF) et une chambre à ionisation axiale pour chacun de ses deux bras. Ce spectromètre a permis de déterminer la masse et la charge nucléaire des fragments légers avec une résolution  $\frac{\Delta A}{A} = \frac{1}{160}$  et  $\frac{\Delta Z}{Z} \approx \frac{1}{40-50}$  [38]. Ces résolutions sont obtenues moyennant une efficacité géométrique du dispositif d'environ 0.003 %. Cette faible acceptation rend la détection des fragments sensible au processus d'évaporation de neutrons et à la diffusion des fragments dans les matériaux traversés (*straggling*) qui modifient événement par événement la trajectoire des fragments. Cette faible acceptation est compensée par son installation auprès du réacteur de l'ILL qui délivre un flux de neutrons thermiques important,  $\phi_n \sim 10^{15} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

Ces deux dispositifs expérimentaux 2V-EV n'existent plus actuellement. Le développement de nouvelles installations fournissant des faisceaux de neutrons sur une large gamme en énergie, permettant d'étudier la fission dans le domaine en énergie rapide, a motivé le développement de nouveaux spectromètres tels que SPIDER [30, 39] (Los Alamos, États-Unis), STEFF [40] (Manchester, Grande-Bretagne), VERDI [29] (IRMM, Belgique) et FALSTAFF [32] (CEA-Saclay, France), dont le développement fait l'objet de cette thèse.

Un récapitulatif des observables de fission auxquelles ont accès les différents dispositifs expérimentaux décrits précédemment est présenté dans le Tableau A.2.1. Il montre que ces dispositifs ne permettent pas d'avoir accès à toutes les observables de fission simultanément. Par conséquent le choix de l'un d'entre eux dépend de l'étude que l'on souhaite réaliser.

	Spectromètres					
	LOHENGRIN	VAMOS	SOFIA	Méthode 2E	Méthode 2V	Méthode 2V-EV
Réaction	Fission induite par neutrons	Transfert de multinucléons	Coulex			
Fragments	1	1	2	2	2	2
$KE$	✓	✓	✓	✓	✓	✓
$A_{pre}$	/	/	/	✓	✓	✓
$A_{post}$	✓	✓	✓	/	/	✓
$Z$	✓	✓	✓	/	/	~
$\nu^{tot}$	/	/	✓	/	/	✓
$\nu(A)$	/	/	~	/	/	✓

Tableau A.2.1 – *Observables de fission accessibles avec divers dispositifs expérimentaux. Les symboles  $KE$ ,  $A_{pre}$ ,  $A_{post}$ ,  $Z$  et  $\nu$  désignent respectivement l'énergie cinétique des fragments, leur masse avant et après évaporation, la charge nucléaire et la multiplicité des neutrons.*

## 2.3 Données expérimentales

Quelques distributions expérimentales des fragments de fission sont présentées ici. Il ne s'agit pas d'une liste exhaustive des résultats de la littérature mais de quelques exemples caractéristiques de la fission des actinides.

### 2.3.1 Rendements en masse et en charge

L'étude des rendements en masse des fragments a montré que la fission d'un noyau est symétrique ou asymétrique suivant leur masse et leur charge [13]. Un exemple de fission asymétrique est visible sur la Figure A.2.1. Celle-ci présente les rendements en masse de l' $^{234}\text{U}^*$  obtenus par deux réactions. L'une est produite par un neutron incident d'énergie de  $\sim 25$  meV (LOHENGRIN) et l'autre par une réaction de Coulex (SOFIA). Les rendements en masse de l'ILL

présentent un pic pour les fragments légers entre les masses 90 et 95 et un pic pour les lourds situé aux masses  $\sim 135$  et  $\sim 140$  uma qui sont associés à deux chemins de fission du système sur sa surface d'énergie potentielle de déformation [41, 42], dont une projection est visible sur la Figure A.1.2. L'un est associé à la double fermeture de couche pour  $Z=50$  et  $N=82$  et l'autre à la fermeture de couche déformée  $N=88$ . L'étude de l'évolution des pics légers et lourds en fonction de la masse du système fissionnant, représentée sur la Figure A.2.1, montre que le pic lourd ne bouge pas ce qui corrobore la présence de fermetures de couche stabilisatrices en masse lors de la fission.

Lorsque l'énergie d'excitation du système fissionnant augmente (SOFIA), les effets de structures pairs-impairs s'effacent progressivement et l'importance de la fission symétrique augmente (Figure A.2.1). Le passage d'une fission asymétrique à symétrique est interprété comme une diminution des effets de structure : le système fissionnant se comporte de plus en plus comme une goutte liquide [43]. La transition d'une fission asymétrique à symétrique a été magistralement montrée par K.-H. Schmidt et al. [13, 44] en mesurant les rendements en charge pour des systèmes fissionnants pré-actinides allant de l'astate à l'uranium. Ces résultats visibles sur la Figure A.2.2 montrent de plus qu'il y a une stabilisation des rendements en charge pour  $Z=54$  pour les actinides ayant un nombre de neutrons compris entre 133 et 142 [13] comme le  $^{225}\text{Th}$ , le  $^{228}\text{Pa}$  et le  $^{233}\text{U}$ . Cela signifierait la présence d'une fermeture de couche proton déformée qui jouerait un rôle prépondérant dans la stabilisation du pic lourd des rendements en masse.

La présence de fermeture de couche neutron est plus difficile à mettre en évidence que pour les protons. En effet, les mesures de rendements en neutron sont très sensibles au processus de désexcitation des fragments de fission ce qui biaise les résultats.

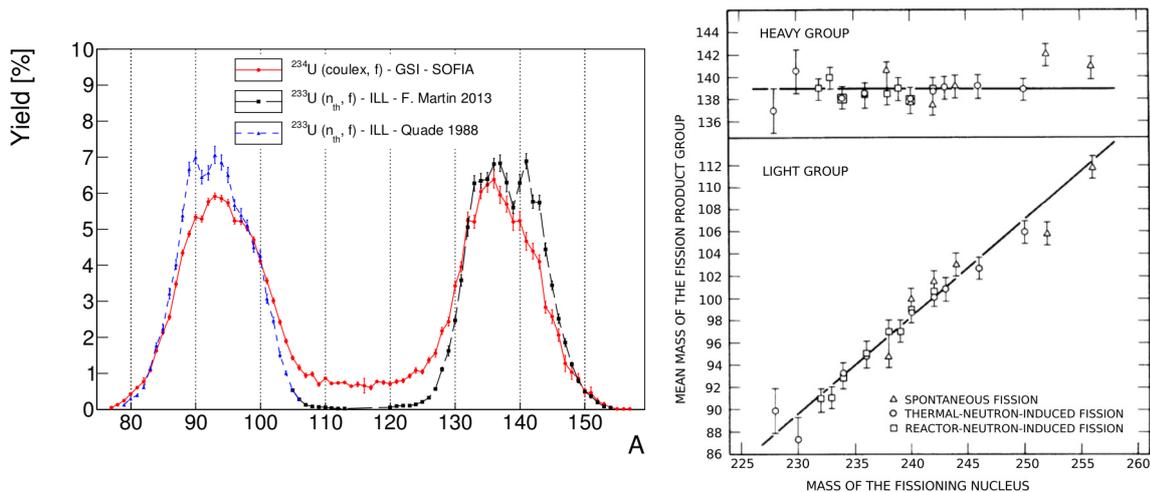


FIGURE A.2.1 – *A gauche* : Rendements en masse pour la fission de  $^{233}\text{U}$  induite par neutron thermique et par réaction de Coulex [15]. *A droite* : Évolution de la position des pics légers et lourds des rendements en masse en fonction de la masse du système fissionnant [45].

### 2.3.2 Distributions en énergie cinétique

Les corrélations de l'énergie cinétique totale et de l'énergie cinétique des fragments et avec la masse des fragments, respectivement notées  $\langle TKE \rangle (A)$  et  $\langle KE \rangle (A)$ , sont représentées sur la Figure A.2.2. Elles permettent de sonder la configuration du système composé au point de scission. En effet, l'énergie cinétique totale des deux fragments s'écrit en première approximation [13] :

$$TKE \propto \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 A_1^{1/3} (1 + 2/3\beta_1) + r_0 A_2^{1/3} (1 + 2/3\beta_2) + d_{sc}} \quad (\text{A.2.11})$$

avec  $Z_i$ ,  $\beta_i$  la charge et la déformation du fragment  $i$  et  $d_{sc}$  la distance entre la surface des deux fragments. Cette relation montre que plus la déformation des fragments est faible ( $\beta \rightarrow 0$ ) plus

le  $TKE$  associé est élevé. Les résultats de K.-H. Schmidt et al., présentés sur la Figure A.2.2, montrent effectivement qu'il y a un excès de  $TKE$  lorsque le nombre de protons ou de neutrons est égal à 50 ou 82, *i.e.* pour des fragments faiblement déformés.

La courbe  $\langle KE \rangle (A)$ , représentée sur la Figure A.2.2, présente un plateau pour les fragments légers jusqu'à la masse 110 puis diminue globalement linéairement. Pour les masses aux alentours de  $A \sim 132$  les fragments ont un surcroît d'énergie cinétique, ce qui s'explique par la forme sphérique, donc compacte, des fragments possédant une double fermeture de couche. Dans cette distribution, un creux est présent pour les masses autour de  $A = 126$ . Par conséquent pour cette masse qui correspond à la division symétrique du système fissionnant  $^{252}\text{Cf}$ , cela s'interprète par la production de fragments très déformés. L'écart-type des distributions en énergie cinétique est aussi représenté sur cette figure. Sa valeur diminue à mesure que la masse du fragment augmente.

La détermination du  $TKE(A)$  en fonction de l'énergie du neutron incident peut aussi permettre d'étudier le phénomène de brisure de paires de protons lors de la déformation du système fissionnant. En effet une chute du  $TKE$  pour certaines énergies de neutron incident permet d'inférer sur la localisation de la brisure de paires dans le processus de fission [21]. De nouvelles données sont notamment nécessaires pour faire avancer les discussions sur la localisation de cette brisure dont certains pensent qu'elle s'effectue au sommet de la barrière de fission [46] alors que d'autres pensent qu'elle s'effectue lors de la descente du système fissionnant du point selle au point de scission et que la dynamique de la rupture du col joue un rôle prépondérant dans ce mécanisme [47].

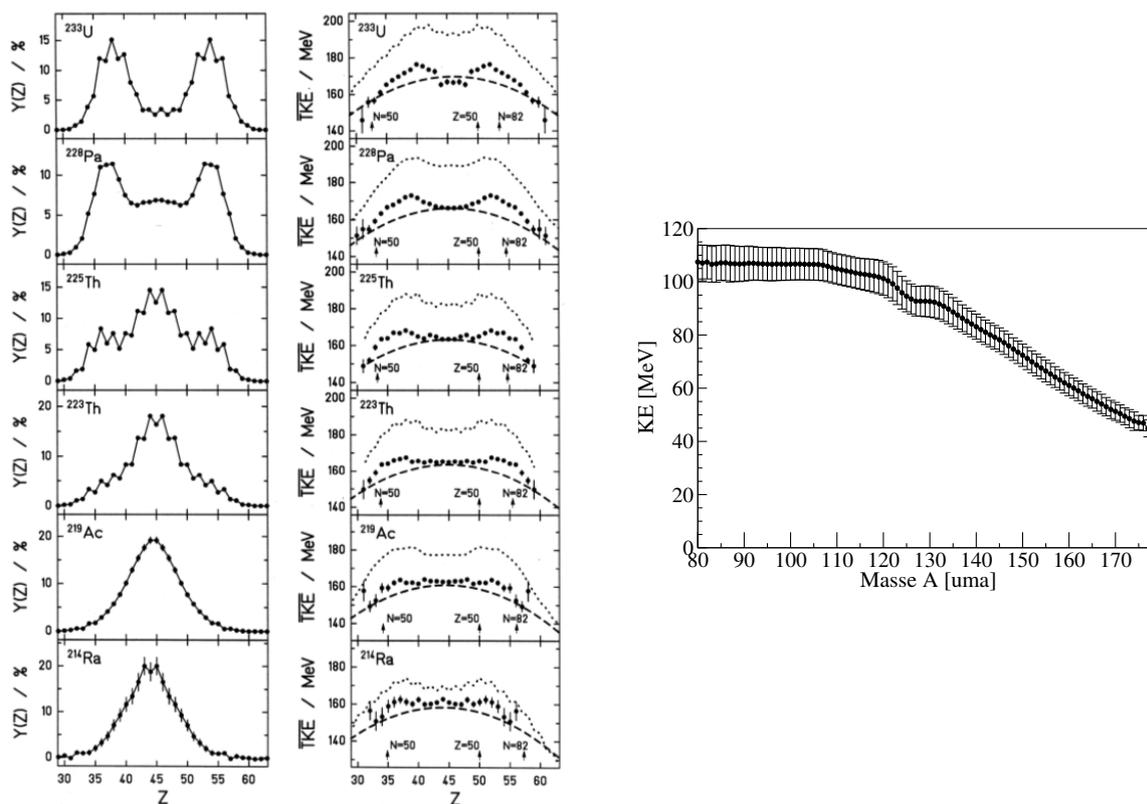


FIGURE A.2.2 – *A gauche* : Distributions en charge et d'énergie cinétique totale obtenues pour divers systèmes fissionnants [13]. *A droite* : Valeur moyenne de l'énergie cinétique et l'incertitude associée en fonction de la masse des fragments primaires pour la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  [48].

## 2.4 Modèles de fission

Aujourd'hui encore les physiciens se heurtent à des questions de taille sur le processus de fission telles que la définition topologique de la ligne de scission sur la surface d'énergie potentielle

(SEP) ou encore la dynamique du système fissionnant lors de sa déformation. Les réponses formulées ont une influence directe sur les observables prédites telles que les distributions en masse, en charge et en énergie cinétique des fragments, et sur les caractéristiques des particules promptes émises par les fragments. Plusieurs modèles de fission ont été développés en comparant la période caractéristique du mouvement d'un nucléon  $\tau_{int} \sim 10^{-22}$  s à l'intérieur d'un noyau à celle associée au mouvement collectif du noyau  $\tau_{coll}$ . Ils sont rangés selon la valeur de leur paramètre d'adiabaticité  $\eta$  :

$$\eta = \frac{\tau_{int}}{\tau_{coll}} = \begin{cases} \ll 1 & , \text{évolution adiabatique} \\ < 1 & , \text{évolution quasi-adiabatique} \\ \approx 1 & , \text{approche statique statistique} \\ > 1 & , \text{approche de changement soudain de potentiel} \end{cases} \quad (\text{A.2.12})$$

Une introduction à deux modèles statique-statistiques est présentée en Annexe A. Les approches de changement soudain et l'évolution quasi-adiabatiques y sont aussi introduites. Ici seule l'approche adiabatique de type macro-microscopique est présentée. L'approche adiabatique microscopique est aussi brièvement discutée dans l'Annexe A.

### Modèle adiabatique : approche macro-microscopique

Les modèles de dynamique de fission adiabatiques supposent que le noyau se déforme suffisamment lentement pour que les nucléons s'adaptent à l'évolution du potentiel en occupant les orbitales de plus basses énergies. Les calculs d'évolution adiabatique s'effectuent en deux étapes :

1. détermination de la surface d'énergie potentielle (SEP) du noyau.
2. détermination du chemin emprunté par le système sur la SEP : chemin de moindre énergie ou de moindre action.

En 1939, Bohr et Wheeler [43] ont été les premiers à décrire théoriquement la fission en considérant le noyau comme une goutte liquide qui se déforme. La SEP du noyau fissionnant est construite en calculant l'énergie de liaison du noyau pour différentes déformations avec la formule semi-empirique de von Weizsäcker étendue à des noyaux déformés. Une projection de cette surface est représentée par des traits pointillés sur la Figure A.2.3. Elle possède un maximum d'énergie potentielle de déformation appelé point selle, au-delà duquel le noyau est "condamné" à fissionner. Le chemin de moindre énergie du système fissionnant sur cette SEP mène à une fission symétrique, alors que l'expérience montre que la fission  $^{235}\text{U}(n,f)$  est asymétrique. Cette approche purement macroscopique ne permet pas non plus d'expliquer les temps de demi-vie courts ( $T_{\frac{1}{2}}$ ) de systèmes fissionnants tel que celui du  $^{242m}\text{Am}$  ( $m$  signifiant métastable) de  $T_{\frac{1}{2}}=14$  ms mesuré par Polikanov en 1962 [49].

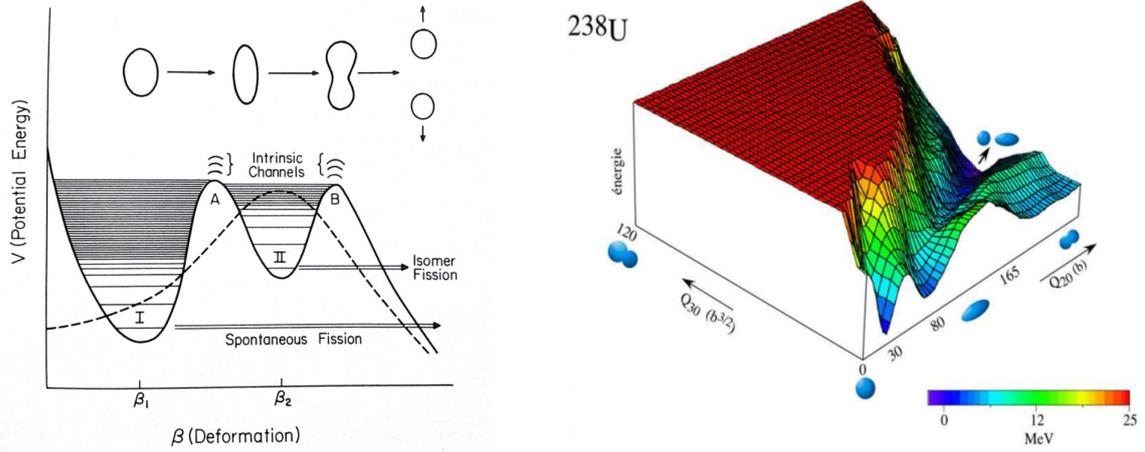


FIGURE A.2.3 – Surface d'énergie potentielle obtenue avec le modèle de la goutte liquide (gauche, traits pointillés), par Strutinsky en incorporant les effets quantiques du noyau au modèle de la goutte liquide (gauche, trait continu) [50] et à partir de calculs microscopiques HFB-D1S pour  $^{238}\text{U}$  (droite) [46].

En 1967, Strutinsky [51] propose une méthode simple permettant d'incorporer les effets quantiques du noyau au modèle de la goutte liquide. Pour cela, il décompose l'énergie  $E$  du système en une partie moyenne provenant du modèle de la goutte liquide  $E_{LDM}$  et une partie oscillante comprenant les informations de structure  $\tilde{E}$  :

$$E = E_{LDM} + \tilde{E} \quad (\text{A.2.13})$$

Le terme  $\tilde{E}$  est obtenu en deux étapes. Dans un premier temps la densité de niveaux du noyau  $g(\epsilon)$  est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger avec un potentiel de champ moyen de Nilsson  $\hat{V}$ . Ce potentiel tient compte de l'évolution du schéma de niveaux du noyau en fonction de leur déformation :

$$\hat{V} = \underbrace{\frac{1}{2}m\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \frac{1}{2}m\omega_z^2z^2}_{\text{oscillateur harmonique déformé}} - \underbrace{C\vec{l}\cdot\vec{s}}_{\text{couplage spin-orbite}} - \underbrace{Dl^2}_{\text{terme correctif}} \quad (\text{A.2.14})$$

avec  $\omega_z$  et  $\omega_{\perp}$  les pulsations parallèle et perpendiculaire de l'oscillateur d'un noyau ellipsoïdal. La densité de niveaux correspondante est donc donnée par :

$$g(\epsilon) = \sum_{i=0}^{\infty} \delta(\epsilon - \epsilon_i), \text{ avec } \epsilon_i \text{ l'énergie associée à l'état } i \quad (\text{A.2.15})$$

Dans un deuxième temps,  $g(\epsilon)$  est lissée pour obtenir une densité de niveaux uniforme  $\bar{g}(\epsilon)$ . La partie oscillante s'écrit alors :

$$\tilde{E} = \int_0^{\mu} \epsilon g(\epsilon) - \int_0^{\bar{\mu}} \epsilon \bar{g}(\epsilon) \quad (\text{A.2.16})$$

avec  $\mu$  et  $\bar{\mu}$  les énergies de Fermi obtenues par conservation du nombre de nucléons  $N$ .

La SEP alors obtenue par Strutinsky représentée sur la Figure A.2.3 par un trait continu comporte deux barrières de fission contrairement au modèle de Bohr et Wheeler. Le raffinement de cette approche macro-microscopique a conduit au modèle *Finite Range Droplet Model* développé par P. Möller [52].

Le noyau fissionnant évolue alors sur la SEP en empruntant le chemin qui minimise l'action du système définie par :

$$S = \int \sqrt{2T_{cin}(\mathbf{q}(s)) [V(\mathbf{q}(s)) - V(\mathbf{q}(s))^{G.S.}] ds} \quad (\text{A.2.17})$$

avec  $T_{cin}(\mathbf{q}(s))$  l'énergie cinétique du noyau déformé dépendante de l'inertie du système (elle-même dépendante des paramètres de déformation du système),  $V(\mathbf{q}(s))$  l'énergie potentielle de déformation du système et  $V(\mathbf{q}(s))^{G.S.}$  son énergie potentielle dans son état fondamental. Pour plus de détails se référer à [53].

Les SEPs des actinides, dont une représentation est visible sur la Figure A.2.3, présentent deux vallées distinctes. L'une située le long de l'axe de déformation quadripolaire ( $q_{20}$ ) est associée à la fission symétrique et l'autre est associée à la fission asymétrique pour laquelle le paramètre de déformation octupolaire  $q_{30}$  est différent de 0.

Ces SEPs présentent donc deux barrières et deux puits. Le premier puits et le second puits, possèdent des états d'excitation, respectivement appelés états de classe I et états de classe II, qui sont des états vibrationnels intrinsèques sur lesquels sont construites des bandes rotationnelles. Dans l'approche macro-microscopique [53], le chemin de fission est déterminé sur la SEP à partir des états minimisant l'énergie (hypothèse d'adiabaticité) et seulement ensuite les états d'excitations collectifs de classe I et II sont construits et connectés. L'hypothèse d'adiabaticité autorise cependant le croisement entre les différents niveaux d'énergie le long du chemin de fission.

Les états de classe I et surtout de classe II présentent une certaine largeur et ont donc une certaine durée de vie. Ils jouent un rôle stabilisateur pour les réactions de fission par effet tunnel. Comme le montre la Figure A.2.4, ces états sont à l'origine de certaines structures résonantes dans les sections efficaces de fission, ces dernières étant reliées aux coefficients de pénétrabilité (de transmission) de la fonction d'onde à travers les barrières.

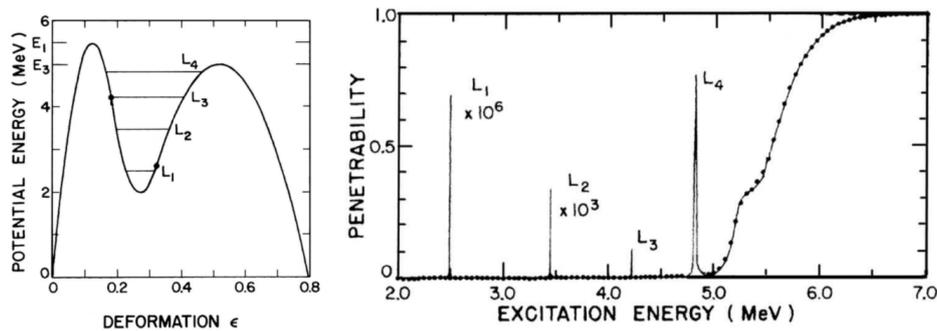


FIGURE A.2.4 – Lien entre les états collectifs dans un puits de potentiel (gauche) et les structures dans les pénétrabilités sur l'axe de la fonction d'onde du système (droite) [54].

Lorsque le noyau est dans un état de classe II, il y reste un certain temps avant de passer la deuxième barrière de fission ou de retourner dans le premier puits en émettant un gamma. Ces états stabilisateurs permettent d'expliquer la présence d'un état métastable de l' $^{242}\text{Am}$  d'une demi-vie de 14 ms.

Lorsque le système fissionnant est très déformé et possède un moment angulaire important, comme par exemple lors de la formation du système par fusion d'ions lourds, les barrières de fission notées A et B sur la Figure A.2.3 sont plus difficiles à franchir car le système fissionnant possède en plus une énergie de rotation. Il faut donc plus d'énergie au système pour fissionner.

## Chapitre 3

# Désexcitation des fragments de fission

Le mécanisme de fission a été présenté, depuis la formation du système fissionnant jusqu'au point de scission. Les fragments sont alors dans un état excité et émettent des particules promptes pour rejoindre leur état fondamental ou un état métastable. Les propriétés de ces particules seront d'abord exposées ici de manière générale pour comprendre leur rôle dans le fonctionnement d'un réacteur nucléaire. Ensuite un rapide état des lieux des techniques expérimentales de caractérisation de ces particules et les données expérimentales seront présentées. Enfin certains modèles décrivant le mécanisme de désexcitation des fragments seront exposés, et les caractéristiques des particules promptes seront décrites.

### 3.1 Émission de particules promptes

Au point de scission, dans le cas de la fission binaire (sans émission de particule ternaire) les fragments formés n'interagissent plus que par la force de répulsion coulombienne et se repoussent à l'infini l'un de l'autre. La somme des énergies cinétiques que les fragments acquièrent est d'environ 170 MeV comme indiqué dans le Tableau A.3.1. Durant la phase d'accélération, les fragments recouvrent leur déformation fondamentale convertissant leur énergie potentielle de déformation en énergie d'excitation. Les fragments dans un état excité émettent alors des particules pour rejoindre leur état fondamental ou un état métastable. Ils émettent préférentiellement des neutrons jusqu'à ce que leur énergie soit inférieure à l'énergie de séparation du neutron  $S_n$  qui varie entre 4 et 8 MeV. Cette limite dépend à la fois de l'énergie, du spin et de la parité des niveaux responsables de l'émission neutron. Lors d'une fission thermique le nombre de neutrons émis varie entre 2 et 4, et les neutrons ont une énergie cinétique moyenne dans le référentiel du laboratoire comprise entre 2.0 et 2.5 MeV. Les fragments émettent ensuite entre 7 et 10 gammas d'énergie moyenne comprise entre 700 et 900 keV pour atteindre un état fondamental. Les caractéristiques des particules promptes émises telles que leur spectre en énergie, leur multiplicité et leur distribution angulaire sont directement liées à l'état des fragments à la scission. Elles permettent donc, par exemple, d'étudier le partage de l'énergie d'excitation entre les fragments au point de scission ainsi que la valeur de leur moment angulaire.

A l'issue de ce processus, les fragments de fission peuvent encore être riches en neutrons et subir des décroissances  $\beta^-$  pour se rapprocher de la vallée de stabilité. L'énergie libérée lors de cette désintégration laisse le noyau dans un état excité, pouvant conduire à l'émission de neutrons retardés (si l'énergie est supérieure à  $S_n$ ) ou de gammas retardés (si l'énergie est inférieure à  $S_n$ ). Environ  $10^{-2}$  neutrons retardés avec une énergie moyenne de 600 keV sont produits par fission. Ces neutrons retardés émis entre  $\sim 10^{-1}$  sec et  $\sim 1$  min après la fission sont essentiels pour le contrôle des réacteurs nucléaires.

Les énergies moyennes libérées et les multiplicités des particules émises lors de la fission thermique de  $^{235}\text{U}$  sont récapitulées dans le Tableau A.3.1.

Fission thermique de $^{235}\text{U}$		
	Énergie moyenne [MeV]	Nombre moyen
Fragments	169.13	2
Neutrons prompts	4.92	2.42
Gammas prompts	6.6	7.04
Neutrons retardés	$7.40 \times 10^{-3}$	0.016
Gammas retardés	6.33	
$\beta^-$	6.5	
Anti-neutrinos	8.75	
Total	202.23	

Tableau A.3.1 – Caractéristiques des émissions associées à la fission thermique de  $^{235}\text{U}$  [17].

### 3.2 Rôle des particules promptes dans les réacteurs

Ces dernières années ont vu un regain d'intérêt pour l'étude des particules promptes car leur interaction avec les éléments constitutifs d'un réacteur (cuve, réflecteur, barre de contrôle, gaine du crayon combustible) conduit à une élévation locale de température, modifiant les propriétés mécaniques de ces éléments. Ces propriétés conditionnent donc le dimensionnement des réacteurs et leur durée de vie. Les deux caractéristiques mécaniques importantes à surveiller sur un réacteur sont la courbe de fluage des divers matériaux et la courbe de résilience de la cuve.

Le fluage est le phénomène physique qui provoque la déformation irréversible d'un matériau soumis à une contrainte fixée. Le fluage des éléments d'un réacteur doit donc rester négligeable. La partie gauche de la Figure A.3.1 illustre, sur le cas du zircaloy (composant de la gaine des crayons combustibles dans les réacteurs à eau pressurisée (REP)), l'évolution du temps d'utilisation du matériau en fonction de sa température afin de rester dans le domaine de fluage négligeable. Cette courbe de fluage n'est pas celle de la gaine des crayons combustibles mais met en évidence le fait qu'une élévation de la température d'utilisation influence significativement la durée d'utilisation du matériau. Ici une augmentation de la température de 310 °C à 325 °C conduit à une réduction de la durée de vie du matériau d'un facteur 3 puisqu'elle passe de 10000 heures à 3600 heures [55].

La résilience d'un matériau est sa capacité à emmagasiner de l'énergie de déformation avant sa rupture. Plus un matériau a une température haute, plus il a un comportement ductile, *i.e.* plus il est capable de se déformer plastiquement, sans se casser. Au cours de la vie de la cuve d'un réacteur, sa courbe de transition fragile/ductile, représentée sur la partie droite de la Figure A.3.1, se décale de  $\Delta T_c=80$  °C. Par conséquent à une température donnée, l'énergie que le matériau est capable d'absorber avant sa rupture diminue. Avec le temps ceci peut devenir problématique lorsqu'un réacteur est arrêté en fin de vie (après 40 ans), puisque la température de la cuve passe d'environ 320°C à 20°C. Ce décalage est principalement dû aux neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV qui modifient la structure cristalline de l'acier.

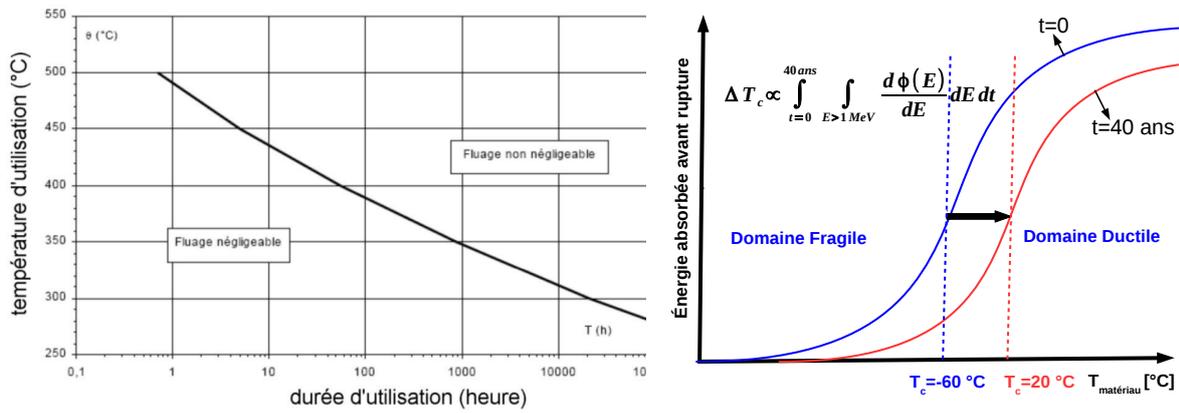


FIGURE A.3.1 – A Gauche : Séparation des domaines de fluage négligeable et significatif pour le zircaloy en fonction de la durée et de la température de fonctionnement [55]. Droite : Évolution de la courbe de résilience de la cuve d’un réacteur en fonction du temps.

Ces deux phénomènes montrent l’importance de connaître avec précision les caractéristiques des rayonnements neutrons et gammas présents dans un réacteur afin de réaliser le dimensionnement des dispositifs de refroidissement et d’assurer la sécurité de l’installation nucléaire.

Dans un réacteur, les gammas proviennent du processus de fission : gammas prompts (désexcitation des fragments de fission) et retardés (désexcitation des produits de fission), de l’activation neutronique des éléments de structure (réactions de capture  ${}^A\text{X}(n,\gamma){}^{A+1}\text{X}$  et de la diffusion inélastique  ${}^A\text{X}(n,n'\gamma){}^A\text{X}$ ). Les gammas ainsi émis vont alors déposer leur énergie dans les matériaux. L’énergie déposée par les gammas représente 90 % de l’énergie totale déposée dans le réflecteur en acier, et représente moins de 10 % de l’énergie totale déposée dans la zone fissile.

En 2009, les acteurs de l’industrie nucléaire ont exprimé le besoin de quantifier les sources de rayonnement gamma dans un réacteur afin d’atteindre les précisions requises de l’ordre de 7.5 % sur l’énergie totale déposée. Les critères de sûreté nucléaire étant de plus en plus drastiques et le besoin d’une rentabilité maximale, la NEA (Nuclear Energy Agency) a publié en 2006 la HPRL (High Priority Request List) [56] dans laquelle il est demandé aux équipes de recherche de relancer des études sur les spectres de gammas prompts de fission afin de réduire leurs incertitudes. Ces propriétés sont accessibles en réalisant des mesures auprès d’installations expérimentales spécifiques et lorsque ces dernières ne sont pas possibles, elles sont obtenues à l’aide de codes de simulation. Or en 2009 peu de données expérimentales et peu d’outils de prédictions existent permettant la quantification des sources de rayonnement gamma. Les données expérimentales existantes datent des années 70 et ne concernent qu’une poignée de noyaux fissionnants. À cette date, seul un code américain (qui deviendra CGMF) permet d’estimer les caractéristiques des gammas prompts de la fission spontanée du  ${}^{252}\text{Cf}$  [57].

Outre l’intérêt des industriels, les corrélations des propriétés des particules prompts avec celles des fragments apportent des renseignements précieux sur la configuration du système fissionnant au point de scission. Depuis quelques années, de nouvelles campagnes de mesures et de nouveaux modèles/codes permettant de prédire les observables de fission ont été réalisés. Les réactions nucléaires étudiées sont généralement :  ${}^{252}\text{Cf}(sf)$ ,  ${}^{241}\text{Pu}(n_{th},f)$ ,  ${}^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$  et  ${}^{235}\text{U}(n_{th},f)$ .

Un rapide état des lieux des méthodes expérimentales et des codes de calcul permettant de caractériser les particules prompts est maintenant présenté.

### 3.3 Techniques et données expérimentales

Les expériences visant à caractériser les particules prompts de fission comportent souvent des détecteurs neutrons/gammas placés autour d’un détecteur de fragments. Lorsqu’une fission se produit à l’intérieur du détecteur, les fragments expulsés hors de la cible génèrent un signal électronique. Ce signal ouvre une fenêtre temporelle d’acquisition pendant laquelle les détecteurs neutrons/gammas enregistrent des données relatives à l’événement de fission.

Généralement les détecteurs utilisés pour caractériser les neutrons et les gammas sont sensibles aux autres types de radiation complémentaire respectivement gammas et neutrons. La corrélation entre le temps de vol et la forme du signal généré sur les détecteurs étant caractéristique de chacune des particules, elle permet de sélectionner l'observable d'intérêt (méthode de la *Pulse Shape Discrimination*).

Les informations apportées par l'étude de ces particules promptes et les méthodes expérimentales de caractérisation vont maintenant être discutées. Cette discussion se focalise d'abord sur les neutrons et se poursuivra avec les gammas. Cette partie traite essentiellement des observables de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$  car ce sont elles qui servent de référence aux calculs FIFRELIN réalisés dans cette thèse (cf. Partie B).

### Observables neutrons

Le neutron est dépourvu de charge électrique. Il est détecté de manière indirecte :

- en mettant en mouvement une particule chargée. L'énergie transférée par le neutron à la particule de recul doit alors être la plus grande possible, afin que cette dernière interagisse efficacement avec le milieu. L'énergie transférée  $E_r$ , donnée par l'Équation A.3.1, est maximisée lorsque le matériau est constitué de protons. Les détecteurs utilisés sont donc des scintillateurs organiques comportant des cycles benzéniques, fortement hydrogénés. Suite à l'interaction de la particule de recul avec le matériau, ce dernier émet des photons UV qui vont être acheminés vers un photomultiplicateur qui va alors générer un signal électrique.

$$E_r = E_n \frac{4A}{(A+1)^2} \cos^2(\theta) \quad (\text{A.3.1})$$

avec  $E_n$  l'énergie du neutron incident,  $A = \frac{M_r}{m_n}$  le rapport des masses du noyau de recul et du neutron et  $\theta$  l'angle de diffusion.

- par réaction nucléaire dont le produit possède une charge électrique, comme par exemple avec les réactions  $^3\text{He}(\text{n,p})^3\text{H}$  (détecteur gazeux),  $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$  (détecteur gazeux  $\text{BF}_3$ ) ou encore  $^6\text{Li}(\text{n,t})^4\text{He}$  (verre scintillateur dopé au  $\text{Li}_2\text{O}$  et au  $\text{Ce}_2\text{O}_3$ ) ou encore une réaction de fission produisant des fragments.
- par réaction de capture radiative, comme par exemple avec  $\text{Gd}(\text{n},\gamma)$  (scintillateur liquide dopé au Gadolinium).

L'énergie des neutrons, et donc le spectre neutronique des fragments (*PFNS Prompt Fission Neutron Spectrum*), est déterminée soit par une mesure de temps de vol (ToF) nécessitant d'avoir des détecteurs ayant une bonne résolution temporelle ( $\text{FWHM} \sim 500$  ps) et une bonne capacité de discrimination  $n/\gamma$  (bon rendement lumineux), soit par des détecteurs à proton de recul [58]. Les détecteurs principalement utilisés pour les mesures de ToF sont les scintillateurs organiques liquides et les détecteurs au verre au lithium [59]. Les détecteurs à proton de recul se basent sur la diffusion élastique des neutrons sur les protons et permettent de déterminer l'énergie des neutrons rapides jusqu'à quelques centaines de keV (limite basse). Lorsque seule la multiplicité des neutrons est voulue, les scintillateurs organiques ou les détecteurs gazeux  $^3\text{He}$  (entourés de polyéthylène, permettant de thermaliser les neutrons) sont utilisés. Le Tableau A.3.2 résume les différentes caractéristiques de ces détecteurs de neutrons.

Auteurs	Matériau/Réaction	Études	Domaine
Budtz-Jørgensen (1988) [24] Göök (2014) [60]	NE-213 (Sc. org., liquide)	Énerg./Compt.	$E_n \gtrsim 500$ keV
Poenitz (1982) [61, 58]	(Sc. org., solide)	Énerg.	$E_n > 300$ keV
Sardet (2015) [59]	EJ-212 (Sc. org., plastique)	Compt.	$E_n > 1-2$ MeV
	${}^6\text{-}7\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ (RN, solide)	Énerg.	$E_n < 1$ MeV
	${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ (RN, gaz)	Compt.	/
Vorobyev (2004) [62]	Gd(n, $\gamma$ ) (RN+Sc. org.)	Énerg./Compt.	/

Tableau A.3.2 – *Caractéristiques principales des détecteurs de neutrons. Les symboles Sc. org. et RN signifient respectivement Scintillateur organique et Réaction Nucléaire. Les abréviations Compt. et Energ. signifient respectivement Comptage et Énergie.*

Les mesures d'observables de fission en corrélation permettent d'étudier les liens entre les différentes étapes de la fission.

Les multiplicités  $\bar{\nu}(A)$  obtenues expérimentalement, présentées sur la Figure A.3.2, augmentent toutes linéairement en fonction de la masse des fragments pour les groupes des fragments légers ( $85 < A < 130$ ) et lourds ( $132 < A < 175$ ). L'allure de  $\bar{\nu}(A)$  a une forme en dent de scie sur la plage de masses  $85 < A < 175$ . Cette forme reflète l'énergie d'excitation des fragments avant l'émission de neutrons et nous donne donc une indication sur le processus de partage d'énergie entre les fragments au point de scission. La présence d'un plateau est aussi visible pour l'ensemble des mesures pour les masses comprises entre 90 et 100 uma. Néanmoins celle de Budtz-Jørgensen et al. [24] présente un plateau moins prononcé que les autres. Budtz-Jørgensen ont réalisé leurs mesures avec une double chambre à ionisation (méthode 2E) et un scintillateur NE-213 placé dans l'axe de la chambre. Avec ce dispositif, ils mettent en évidence une troisième structure en dent de scie pour les masses  $A < 82$  et  $A > 176$ . Göök et al. [60], avec un dispositif semblable à Budtz-Jørgensen, observent la même tendance en soulignant le fait que la mauvaise identification expérimentale des masses  $A < 80$  ne permet pas de conclure sur ce comportement. Contrairement aux autres données expérimentales, Walsh et al. [25] mettent en évidence des structures fines dans  $\bar{\nu}(A)$  pour des masses  $A > 150$  uma. Ces auteurs attribuent ce comportement à des effets de parité en charge.

La corrélation  $\bar{\nu}(TKE)$  a notamment été déterminée par Budtz-Jørgensen [24], Göök [60] et Bowman [63]. Leurs résultats, présentés sur la partie droite de la Figure A.3.2, montrent que la corrélation entre  $\bar{\nu}$  et  $TKE$  est globalement linéaire. La détermination de la valeur de la pente  $\frac{d\bar{\nu}}{dTKE}$  nous donne donc des indications sur le lien qui existe entre la déformation des noyaux à la scission ( $TKE$ ) et l'énergie d'excitation des fragments après complète accélération ( $\bar{\nu}$ ). Les résultats de Budtz-Jørgensen et Göök sont en accord et présentent une pente  $\frac{d\bar{\nu}}{dTKE}$  moins prononcée que celle de Bowman. Pour une énergie  $TKE = 170$  MeV, Bowman détermine une multiplicité neutron supérieure de 1.5 neutrons par rapport à celles de Budtz-Jørgensen et de Göök, ce qui paraît peu réaliste compte tenu du fait que les mesures de  $\bar{\nu}(A)$  de ces deux derniers auteurs sont cohérentes avec celles de Walsh et al. [25] et Vorobyev et al. [62].

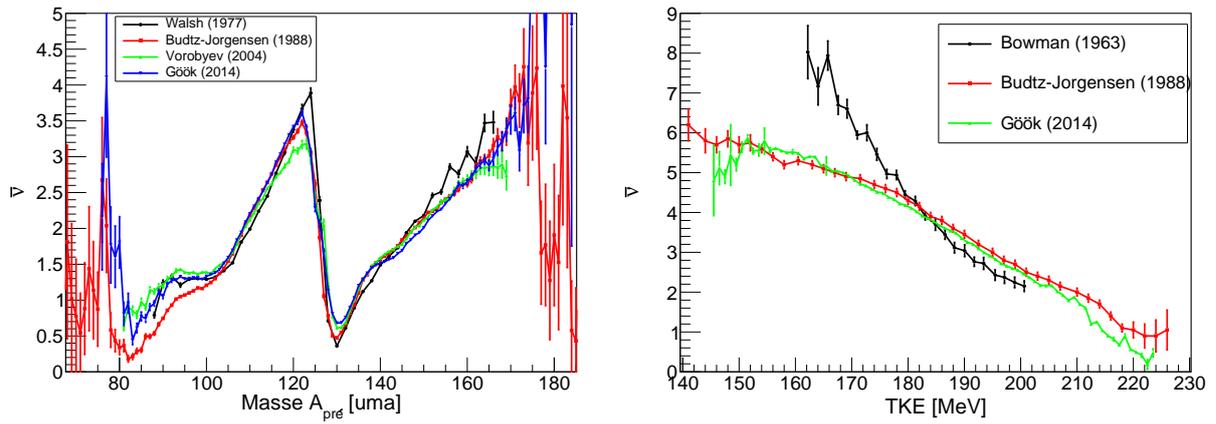


FIGURE A.3.2 – *A gauche : Multiplicité des neutrons en fonction de la masse des fragments avant évaporation. A droite : Corrélation entre la multiplicité moyenne des neutrons et l'énergie cinétique totale des fragments pour la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .*

### Observables gammas

Le rayonnement gamma étant une onde électromagnétique, il interagit préférentiellement avec des milieux contenant une densité de charge élevée. En effet la section-efficace de l'effet photo-électrique est proportionnelle à  $Z^5$ . Les détecteurs couramment utilisés sont des scintillateurs inorganiques (+ photomultiplicateur pour convertir les photons UV émis par le scintillateur en un signal électrique) et des semi-conducteurs. Le Tableau A.3.3 récapitule les types de détecteurs (et leur résolution en énergie) qui ont été utilisés pour mesurer la plupart des observables gammas. Il permettra de discuter de la qualité des données expérimentales obtenues par les différents auteurs. Sachant que la résolution des détecteurs évolue en fonction de l'énergie telle que :  $\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$ , ce tableau montre qu'il est difficile de quantifier l'énergie des gammas en dessous de 100 keV avec une grande précision.

$^{252}\text{Cf}(\text{sf})$	Type de détecteur	Matériaux	$\Delta E/E$ [%]	Étude
Nardi (1973) [64]	Sc. inorganique	NE102A		Calo.
Verbinski (1973) [65]	Sc. inorganique	NaI(Tl)	$\sim 10$ (279 keV)	Spectro.
Chyzh (2012) [66]	Sc. inorganique	BaF <sub>2</sub>	15 (662 keV)	Spectro.
Billnert (2012) [67]	Sc. inorganique	LaBr <sub>3</sub> (Ce)	4 (300 keV)	Spectro.
Oberstedt (2015) [68]				
Bowman (1964) [69]	Semi-conducteur	Ge	$< 1$ (280 keV)	Spectro.
Wilhelmy (1972) [70]				

Tableau A.3.3 – *Caractéristiques principales de détecteurs de gammas. Les abréviations Calo. et Spectro. signifient respectivement Calorimétrie et Spectrométrie.*

Dès 1956, Smith et al. [71] mènent des mesures de spectres gammas prompts de fission (PFGS) afin de dimensionner le blindage d'un assemblage critique. La détermination des PFGS nécessite de déconvoluer les données mesurées de la réponse des détecteurs. Cette réponse est obtenue soit expérimentalement avec des sources de gammas mono-énergétiques soit par simulation (MCNP [72], Geant4 [73]). Les mesures de PFGS antérieures à l'année 1970, *i.e.* celles de Bowman et al. [69] (1964) et Smith et al. [71] (1956), ne sont pas considérées ici car les techniques expérimentales mises en œuvre ne permettent pas une bonne discrimination gamma/neutron ou parce que leur procédure de déconvolution est sujette à de nombreuses approximations, en partie dues à l'absence de moyens de calcul.

Une sélection de PFGS est présentée sur la Figure A.3.3. Les résultats d'Oberstedt et al. [68] publiés récemment sont en accord avec ceux de Billnert et al. [67]. Ces résultats, obtenus avec les mêmes détecteurs, ne sont pas représentés ici pour ne pas surcharger la figure. Cette

figure montre que la partie du PFGS inférieure à 2 MeV de Chyzh et al. [66] ne présente pas de structures contrairement à celles de Verbinski et al. [65] et Billnert et al. [67]. Cela peut s'expliquer par l'utilisation du système de détection DANCE (*Detector for Advanced Neutron Capture Experiments*) composé de 160 BaF<sub>2</sub> qui ont une résolution en énergie de  $\sim 15\%$  à 662 keV. Cette résolution est moins bonne que ceux des détecteurs utilisés par Verbinski [65] et Billnert [67] qui ont des résolutions respectives de 7 % et 3 % à  $\sim 300$  keV (Tableau A.3.3).

Les structures des PFGS à basse énergie sont dues aux transitions entre deux états de certains noyaux.

Lors de l'étude des gammas prompts de fission, il est important de donner le seuil en énergie utilisé ainsi que la fenêtre temporelle d'acquisition des données. En effet ces deux paramètres ont une influence significative sur les spectres, les multiplicités et l'énergie moyenne des gammas mesurés comme le montre Albinsson [74].

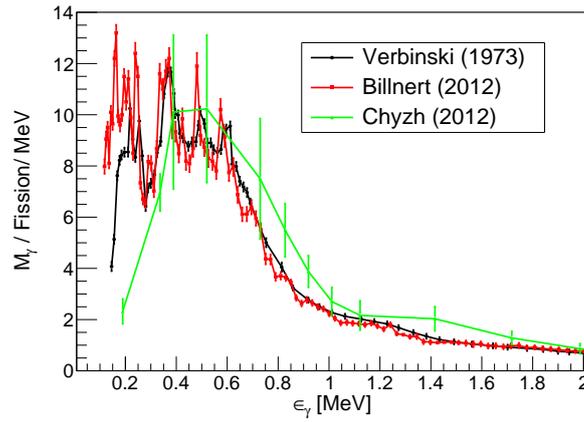


FIGURE A.3.3 – Spectres gamma expérimentaux de basse énergie [65, 67, 66].

Expériences	$\Delta t$ (FWHM)	$E^{cut}$	$\overline{M}_\gamma^{tot}$	$\langle E_\gamma \rangle$	$\langle \epsilon_\gamma \rangle$
Smith (1956) [71]	300		10.3	8.2	0.80
Bowman (1958) [75]			10	8.6	$0.90 \pm 0.06$
Pleasanton (1972) [76]			$8.32 \pm 0.4$	$7.06 \pm 0.35$	$0.85 \pm 0.06$
Nardi (1973) [64]			10.3	$6.7 \pm 0.4$	0.80
Verbinski (1973) [65]	10 (4)	0.14	$7.8 \pm 0.3$	$6.84 \pm 0.3$	$0.88 \pm 0.04$
Skarsvarg (1980) [77]	12	0.114	$9.7 \pm 0.4$	$7.0 \pm 0.3$	0.72
Chyzh (bayésien) (2012) [66]	10 (2)	0.15	$8.16 \pm 0.4$	7.67	0.94
Chyzh (SVD) (2012) [66]	10 (2)	0.15	$8.14 \pm 0.4$	7.97	0.98
Billnert (2012) [67]	3	0.1	$8.3 \pm 0.08$	$6.64 \pm 0.08$	$0.80 \pm 0.01$
Oberstedt (2015) [68]	3	0.1	$8.28 \pm 0.13$	$6.65 \pm 0.10$	$0.80 \pm 0.02$

Tableau A.3.4 – Observables gammas obtenues pour la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . Les paramètres expérimentaux utilisés par les différents auteurs sont aussi présentés car les valeurs des observables gammas en dépendent.  $E^{cut}$  désigne le seuil en énergie de détection. Les énergies sont en MeV et les temps en ns.

Les gammas émis durant le processus de désexcitation emportent la majorité du moment angulaire des fragments. Ils sont donc utilisés pour déterminer le moment angulaire total initial  $J$  des fragments. La reproduction, par un code de calcul, des propriétés des gammas telles que la multiplicité, l'énergie totale gammas, les distributions angulaires des gammas émis, permet de déduire la valeur de  $J$  qui est lui un paramètre de la simulation. La valeur de  $J$  dépend donc du modèle utilisé pour la déterminer. Les résultats présents dans la littérature, sont très disparates puisque la valeur du moment angulaire moyen  $\overline{J}$  varie entre  $4\hbar$  et  $10\hbar$  pour les fragments issus de fissions de basse énergie [70, 78, 77, 79] et les incertitudes associées sont de l'ordre de 1-2  $\hbar$ .

Le détail des méthodes utilisées sera présenté dans la Section 5.2 qui est consacrée à l'étude de l'influence du moment angulaire initial des fragments sur les observables de fission.

Jusqu'ici, les caractéristiques des observables neutrons et gammas prompts ont été présentées séparément. Cependant elles résultent toutes du même processus de désexcitation qui consiste à faire passer un fragment d'un état de haute énergie d'excitation et de haut spin à un état fondamentale ou métastable de basse énergie et de bas spin. La comparaison de ces différentes observables avec les prédictions de modèles théoriques permet d'étudier la validité de ces modèles et d'affiner notre compréhension de ce processus. Les principaux modèles/codes de calcul prédisant ces observables sont maintenant présentés.

### 3.4 Modèles de désexcitation des fragments

Aujourd'hui, dans le domaine de l'évaluation de données nucléaires, quatre codes (FREYA, GEF, CGMF et FIFRELIN) sont utilisés pour simuler la désexcitation des fragments et permettent de prédire les propriétés des particules prompts de fission. Ils commencent tous par une étape d'initialisation permettant de donner l'état initial  $(A, Z, KE)$  des fragments. L'initialisation de ces codes est réalisée à partir des rendements en masse et des distributions d'énergie cinétique expérimentaux sauf pour le code GEF qui simule aussi le processus de fission depuis la formation du noyau composé jusqu'à la scission. Une des étapes cruciales de ce type de code est la définition de l'état initial de chacun des fragments, notamment la répartition de l'énergie d'excitation disponible entre les fragments et l'assignation de leur moment angulaire initial. Une fois cette étape d'initialisation réalisée, différents modèles permettent de réaliser le processus de désexcitation des noyaux.

Les quatre codes actuellement utilisés sont maintenant décrits.

**Le code FREYA** est développé au LLNL par J. Randrup et R. Vogt [80, 81, 82]. Il simule la désexcitation des fragments de fission d'un point de vue purement énergétique dans le cas des neutrons. La répartition de l'énergie d'excitation entre les fragments se fait en trois étapes. Tout d'abord l'énergie de chacun des fragments est déterminée en supposant qu'il y a un équilibre thermodynamique entre les deux :  $T_L = T_H$ . Ensuite un paramètre  $x$  variant entre 0 et 1 est introduit permettant de modifier la valeur de l'énergie moyenne du fragment léger tel que  $\overline{E}'_L = xE_L$ . Ce paramètre est introduit pour reproduire l'observable  $\overline{\nu}(A)$ . Le moment angulaire initial des fragments est calculé classiquement ( $\vec{L} \propto \vec{R} \times \vec{v}$ ) au point de scission en considérant leur vitesse ( $\vec{v}$ ) et leur position ( $\vec{R}$ ) [81]. A partir de l'état initial ainsi défini, la désexcitation des fragments est réalisée en découplant l'émission neutron et gamma. Lors de la cascade de désexcitation, l'énergie cinétique des neutrons est échantillonnée dans un spectre de Weisskopf :

$$\phi(\epsilon_n) \propto \epsilon_n e^{(-\epsilon_n/T)} \quad (\text{A.3.2})$$

avec  $T(E_i - S_n)$  la température du noyau résiduel. Le moment angulaire emporté par le neutron est obtenu classiquement. Lorsque l'émission de neutron n'est plus possible, des gammas statistiques de multipolarité  $E1$  sont alors émis jusqu'à ce que la ligne Yrast (ligne symbolisant les derniers niveaux disponible d'un noyau dans le plan  $(E, J)$ ) soit atteinte. Leur énergie est échantillonnée dans la distribution :

$$\phi(\epsilon_\gamma) \propto \epsilon_\gamma^2 e^{(-\epsilon_\gamma/T)} \quad (\text{A.3.3})$$

avec  $T$  la température du noyau avant émission.

Des gammas dits collectifs de multipolarité  $E2$  sont ensuite émis le long de la ligne Yrast jusqu'à que le fragment rejoigne son état fondamental. L'énergie des gammas est égale à la différence d'énergie de rotation du fragment avant et après avoir perdu un moment angulaire de

$2 \hbar$ . La compétition  $n/\gamma$  est prise en compte en appliquant une coupure en énergie aléatoire sur l'émission neutron. Ce modèle purement analytique permet des calculs rapides.

**Le code GEF** est développé au CENBG par K.-H. Schmidt et B. Jurado [83]. Les bonnes prédictions de ce code se restreignent aux noyaux pour lesquels ils existent des données expérimentales sur lesquelles les paramètres de modèles sont ajustés.

Le partage de l'énergie d'excitation entre les fragments est réalisé par un mécanisme de tri en énergie au point de scission où ils sont en contact (*energy sorting mechanism*). Un équilibre thermodynamique entre les deux fragments doit donc s'installer, or la température des fragments utilisée [84] est définie par :

$$T = \frac{1}{A^{2/3}}(17.45 - 0.51\delta W + 0.051\delta W^2) \quad (\text{A.3.4})$$

avec  $A$  la masse et  $\delta W$  les corrections de couche du noyau.

Par conséquent la température du fragment léger est généralement plus élevée que celle du lourd ce qui conduit à un transfert d'énergie du fragment chaud vers le fragment froid. Généralement, le fragment lourd emporte donc toute l'énergie d'excitation. Ce mécanisme a permis à K.-H. Schmidt et B. Jurado [85] de reproduire les données du  $^{237}\text{Np}(n,f)$  de Naqvi [1]. Le moment angulaire des fragments est échantillonné dans une distribution de Rayleigh.

La désexcitation des fragments de fission est traitée de manière analogue à celle du code FREYA. La compétition  $n/\gamma$  est prise en compte en calculant le rapport des largeurs partielles  $\Gamma_n/\Gamma_\gamma$  à partir de formules analytiques.

**Le code CGMF** est développé au LANL par P. Talou et al. [86]. Il simule la désexcitation des fragments avec un algorithme de type Hauser-Feshbach. Cet algorithme permet au cours de la désexcitation des fragments de tenir compte de l'évolution de leur énergie, de leur moment angulaire et de leur parité. Les émissions neutron et gamma étant traités dans un même formalisme, la compétition  $n/\gamma$  est donc naturellement prise en compte. Le formalisme utilisé est semblable à celui de FIFRELIN et sera détaillé dans la Section 4. L'énergie d'excitation est partagée en supposant que la température des fragments est soit identique ( $T_L = T_H$ ) soit varie en  $T_L/T_H = \text{cste}$ .

**Le code FIFRELIN**<sup>1</sup> est développé au CEA-Cadarache par O. Litaize et al. [87, 88]. Il réalise la désexcitation des fragments avec un algorithme de type Hauser-Feshbach basé sur la notion de réalisation nucléaire introduite par F. Becvar [89] pour l'émission  $\gamma$  et étendue à l'émission couplée  $n/\gamma$ . Une réalisation nucléaire est, pour un noyau donné, l'ensemble du schéma de niveaux et des largeurs partielles associées aux transitions entre chaque niveau. Ce code sera détaillé dans la suite de cette thèse.

## Conclusion

Ce travail de doctorat s'inscrit dans la continuité des nombreuses études réalisées sur le mécanisme de fission dont une vision générale a été donnée dans cette partie. Cette dernière a montré le besoin d'affiner notre compréhension de cette réaction pour venir en support à l'industrie électronucléaire, pour repousser les limites de notre connaissance sur la dynamique des noyaux lourds déformés et sur la structure des noyaux riches en neutrons. Dans cette partie, une attention particulière a été portée à la description des principales observables de fission et aux informations qu'elles apportent sur la compréhension de la fission en confrontant ces données aux prédictions des modèles théoriques. Les données expérimentales présentées ici bien que non-exhaustives représentent un échantillon non-négligeable des données actuellement présentes dans la littérature. Cela montre qu'il est aujourd'hui important d'obtenir de nouvelles données.

1. FIFRELIN : Fission FRagment Evaporation Leading to an Investigation of Nuclear data

La prochaine partie de cette thèse s'intéresse au processus de désexcitation des fragments de fission avec le code de simulation FIFRELIN. Ce code prédit les caractéristiques des particules promptes émises par les fragments, riches en neutron, qui ont une énergie d'excitation et un moment angulaire élevés. La comparaison de ces prédictions aux observables de fission permet notamment d'étudier l'influence des modèles décrivant l'état initial des fragments, encore méconnu aujourd'hui, sur les propriétés des neutrons et des gammas émis lors de la cascade de désexcitation. Ces études de sensibilité sont menées sur la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  car c'est pour ce système fissionnant que le plus grand nombre de données expérimentales existent, ce qui permet d'évaluer la pertinence des modèles étudiés.

---

**Partie B**

**FIFRELIN**

---

Une partie du travail de thèse a consisté à participer au développement du code FIFRELIN afin d'améliorer la prédiction des caractéristiques des particules promptes émises lors de la désexcitation des fragments de fission.

Ce code est développé au CEA-Cadarache depuis 2010 sous l'impulsion de O. Litaize et O. Sérot. Ils ont mis en place l'étape de définition de l'état initial des fragments et la désexcitation des fragments dans un formalisme de Weisskopf. Le traitement des émissions neutrons et gammas était alors découplé. De 2010 à 2013, D. Régner a mis en place le processus de désexcitation des fragments dans un formalisme de type Hauser-Feshbach, en se servant de la notion de réalisation nucléaire. L'algorithme permet de traiter dans un même formalisme l'émission neutron et gamma. Il a commencé à quantifier l'influence des modèles des différents ingrédients intervenant dans ce processus sur les observables de fission. De 2013 à 2015, L. Berge a travaillé à l'amélioration des spectres en énergie des neutrons dans le formalisme de Weisskopf, *i.e.* sans prise en compte de la compétition  $n/\gamma$ . Elle a notamment quantifié l'influence des spectres, ainsi que la matrice de variance-covariance associée, sur la cuve d'un REP (Réacteur à eau pressurisée).

Ma thèse, commencée en 2014, m'a amené à m'intéresser aux modèles régissant les caractéristiques des gammas et à l'étude des réactions de fission rapide.

Dans cette partie, je vais exposer dans le chapitre 4 les principaux ingrédients du code FIFRELIN, pour ensuite présenter dans le chapitre 5 des études de sensibilité des observables de fission aux nouveaux modèles nucléaires implémentés dans le code. Une attention particulière sera portée aux modèles décrivant le moment angulaire initial des fragments de fission, leur densité de niveaux et leur fonction de force gamma. Ces études seront menées sur la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  pour laquelle de nombreuses données expérimentales existent et auxquelles les prédictions du code peuvent être comparées. Dans le chapitre 6, la sélection des modèles les plus pertinents sera alors utilisée pour prédire les caractéristiques des particules promptes de la fission du  $^{237}\text{Np}$  et de  $^{238}\text{U}$  induite par des neutrons rapides.

## Chapitre 4

# Présentation générale du code

Le code FIFRELIN réalise la désexcitation des fragments de fission primaires formés lors d'une fission binaire, *i.e.* sans émission de particule ternaire. Ce processus est réalisé une fois que les fragments ont acquis leur énergie cinétique finale, et en supposant qu'aucune particule n'est émise durant la phase d'accélération des fragments. La désexcitation est alors réalisée avec un algorithme de type Hauser-Feshbach qui permet de tenir compte de l'évolution de l'énergie, du moment angulaire total et de la parité des fragments.

Les principaux ingrédients intervenant dans la définition de l'état initial des fragments seront d'abord présentés. Ensuite les différents modèles intervenant dans le calcul des probabilités d'émettre un neutron ou un gamma au cours de la cascade de désexcitation sont décrits.

### 4.1 Définition de l'état initial des fragments $(A, Z, KE, E^*, J, \pi)$

Lorsque la phase d'accélération par répulsion coulombienne est terminée, chacun des fragments de fission est caractérisé par le sextuplet :

$$(A, Z, KE, E^*, J, \pi)_i \quad (\text{B.4.1})$$

où  $A$  désigne la masse du fragment,  $Z$  sa charge nucléaire,  $KE$  son énergie cinétique,  $E^*$  son énergie d'excitation,  $J$  son moment angulaire total et  $\pi$  sa parité.

#### 4.1.1 Définition de l'identité du fragment $(A, Z, KE)$

Le code FIFRELIN ne permet pas la simulation du processus de fission depuis la formation du noyau composé jusqu'à sa fragmentation. Cet état initial est défini à l'aide de données expérimentales ou fourni par des codes externes tels que les codes SPY [90] ou GEF [83].

La première étape du code consiste à définir l'identité de l'un des deux fragments  $(A, Z, KE)$  caractérisée par la probabilité :

$$Y(A, Z, KE) = Y(A)P(Z|A)P(KE|A) \quad (\text{B.4.2})$$

La masse et la charge nucléaire du fragment complémentaire sont obtenues par conservation de la masse et de la charge du système fissionnant. La masse  $A$  est échantillonnée dans les rendements expérimentaux en masse avant évaporation des neutrons  $Y(A)$ . Sur la partie gauche de la Figure B.4.1 est présentée la distribution en masse des fragments de fission de la source de fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  qui est étudiée dans cette thèse. La charge nucléaire  $Z$  est ensuite échantillonnée dans une distribution gaussienne :

$$P(Z|A) \propto \exp\left(-\frac{(Z - \bar{Z}(A))^2}{2\sigma_Z^2}\right) \quad (\text{B.4.3})$$

où  $\sigma_Z$  est la dispersion de la distribution de charge. Celle-ci ne dépend que du système fissionnant.  $\bar{Z}(A)$  est la charge moyenne donnée par l'hypothèse UCD (Unchanged Charge Density) corrigée de l'effet de polarisation de charge de Wahl, notée  $\Delta Z_{\text{Wahl}}(A)$  [91], tel que :

$$\bar{Z}(A) = Z_{UCD} + \Delta Z_{\text{Wahl}}(A) = A \frac{Z_{CN}}{A_{CN}} + \Delta Z_{\text{Wahl}}(A) \quad (\text{B.4.4})$$

La fonction  $\Delta Z_{\text{Wahl}}(A)$ , représentée sur la partie droite de la Figure B.4.1, tient compte du fait que la force nucléaire forte doit à *minima* contrebalancer la répulsion coulombienne entre les protons pour que le noyau soit stable. Il est donc plus favorable de former une paire de fragments dont le fragment lourd a un nombre de protons faible, polarisation négative d'une valeur moyenne  $-0.5$ , et son partenaire léger un nombre de protons élevé, polarisation positive d'une valeur moyenne  $+0.5$ . Dans FIFRELIN, des facteurs pair-impair protons et neutrons sont appliqués pour générer les structures typiques d'une distribution de charge. Dans ce cas la distribution n'est plus gaussienne et l'échantillonnage se fait à partir de la cumulative discrète de la distribution corrigée.

L'énergie cinétique de chacun des fragments est échantillonnée dans une distribution expérimentale  $P(KE|A)$ , représentée sur la Figure A.2.2 de la Section 2.3. La somme des énergies cinétiques des fragments légers (L) et lourds (H) est alors  $TKE = KE_L + KE_H$ .

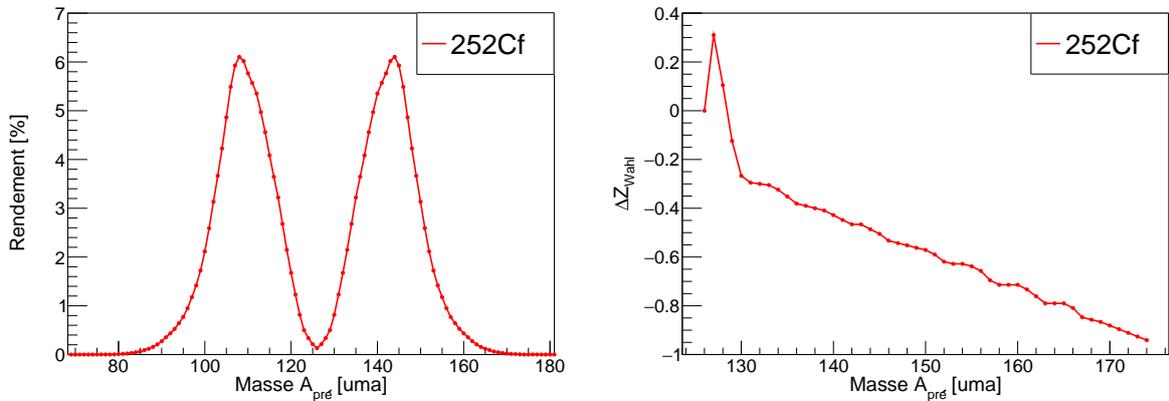


FIGURE B.4.1 – *A gauche : Rendements en masse des fragments primaires issus des travaux de Varapaï [48]. A droite : Fonction de polarisation de charge de Wahl en fonction de la masse, pour la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}(sf)$  [91].*

#### 4.1.2 Définition de l'état initial ( $E^*, J, \pi$ )

A cette étape les caractéristiques ( $A, Z, KE$ ) des fragments ont été définies. La définition de l'état initial, caractérisé par ( $E^*, J, \pi$ ), est maintenant détaillée. Cette étape commence par la détermination de l'énergie libérée  $Q$  lors de la réaction de fission telle que :

$$Q = B^{FF_L} + B^{FF_H} - B^{CN} \quad (\text{B.4.5})$$

avec  $B^{FF_L}$ ,  $B^{FF_H}$  et  $B^{CN}$  respectivement l'énergie de liaison des fragments de fission léger, lourd et du noyau composé. Dans le cas d'une fission induite par un neutron d'énergie  $E_n$ , menant à la formation d'un noyau composé dont l'énergie de séparation de neutron est  $S_n^{CN}$ , une énergie supplémentaire  $E_n + S_n^{CN}$  est apportée. L'énergie d'excitation totale disponible  $TXE$  que doivent alors se répartir les deux fragments est :

$$TXE = Q + S_n^{CN} + E_n - TKE \quad (\text{B.4.6})$$

L'énergie  $TXE$  est partagée entre les fragments qui sont complètement accélérés et qui ont recouvré leur déformation fondamentale. Chacun des fragments possède alors une partie d'énergie intrinsèque  $E^*$  et collective  $E^{coll}$ . L'énergie collective est supposée n'être que de l'énergie rotationnelle  $E^{rot}$ . L'énergie d'excitation totale se décompose sous la forme :

$$TXE = (E^* + E^{rot})_L + (E^* + E^{rot})_H \quad (\text{B.4.7})$$

En considérant les fragments comme des sphéroïdes rigides dont l'axe de rotation est perpendiculaire à l'axe de symétrie, tel que la projection  $K$  du moment angulaire  $J$  sur l'axe de symétrie soit nulle, leur énergie de rotation s'écrit :

$$E^{rot} = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2kI_{rig}} \quad (\text{B.4.8})$$

avec  $I_{rig} = \frac{2}{5}A^{5/3}Mr_0^2(1+0.31\beta_2)$  le moment d'inertie rigide du noyau déformé,  $\beta_2$  son paramètre de déformation,  $J$  son moment angulaire total et  $k$  un paramètre de correction du moment d'inertie rigide dont la valeur est ajustable par l'utilisateur. Ce paramètre permet de prendre en compte le caractère fluide du noyau ( $I_{fluide} \leq I \leq I_{rig}$ ).

Le moment angulaire total initial  $J$  du fragment intervenant dans l'Équation B.4.8 est échantillonné dans la distribution :

$$P(E^*, J) = \frac{(2J+1)}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{B.4.9})$$

avec  $\sigma$  le paramètre de spin cut-off qui est un autre paramètre ajustable du code. La dépendance en énergie de  $P(E^*, J)$  vient du fait que le paramètre de spin cut-off peut dépendre de l'énergie d'excitation intrinsèque du fragment :  $\sigma \rightarrow \sigma(E^*)$ . L'influence de la valeur du paramètre de spin cut-off sur la distribution  $P(E^*, J)$  est montrée sur la Figure B.4.2. Plus cette valeur est élevée plus la probabilité d'échantillonner des moments angulaires élevés est grande.

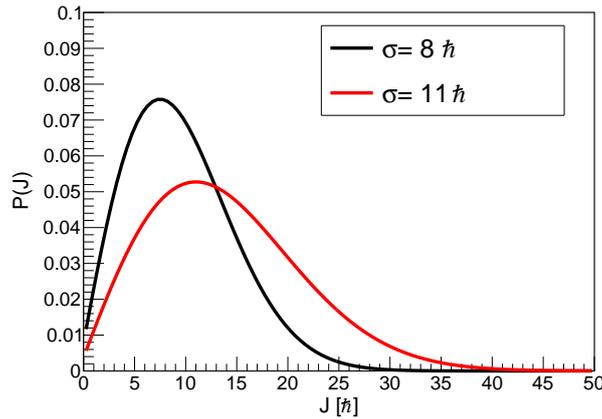


FIGURE B.4.2 – Formes de la distribution de probabilité  $P(J)$  en fonction de la valeur du paramètre de spin cut-off  $\sigma$ .

L'échantillonnage de  $J$  est primordial dans le processus de partage de l'énergie d'excitation des fragments puisqu'il définit en partie l'énergie rotationnelle. Cette énergie représente dans le plan  $(E^*, J)$  la ligne de démarcation entre l'existence d'états accessibles et d'états interdits que possède un noyau. Cette limite appelée ligne Yrast est représentée en rouge sur la Figure B.4.3. La valeur de  $J$  définit aussi le point d'entrée représenté par le point bleu sur cette figure. La Figure B.4.3 montre que pour une énergie d'excitation  $E^*$  donnée, si un moment angulaire  $J_1$  inférieur à  $J_2$  est échantillonné, l'état initial se translate le long de l'axe des  $J$ . La probabilité d'émettre un neutron sera alors plus grande et la probabilité d'émettre un gamma plus faible que lorsque le noyau a un moment angulaire  $J_2$ . La section 4.3 détaille le rôle prépondérant de la valeur de  $J$  sur les caractéristiques de l'émission gamma et de la zone de compétition  $n/\gamma$ . Dans le calcul de référence, deux valeurs constantes de spin cut-off sont utilisées : une pour le groupe des fragments légers ( $\sigma_L$ ) et une autre pour celui des lourds ( $\sigma_H$ ). Ce sont deux paramètres libres de la simulation.

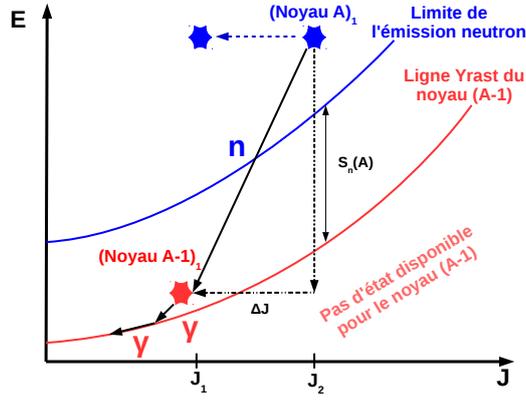


FIGURE B.4.3 – Représentation de la désexcitation d'un noyau aux abords de la ligne Yrast, dans le plan ( $E, J$ ).

A cette étape de la simulation, le moment angulaire  $J$  et l'énergie de rotation des fragments sont connus. La valeur de l'énergie d'excitation intrinsèque totale  $TXE^*$  à partager entre les deux fragments est obtenue en soustrayant la somme des énergies rotationnelles de chacun des fragments à l'énergie d'excitation totale tel que :

$$TXE^* = TXE - (E_L^{rot} + E_H^{rot}) = E_L^* + E_H^* \quad (\text{B.4.10})$$

Le partage de  $TXE^*$  se fait entre les deux fragments qui sont considérés comme des gaz de Fermi et dont l'énergie intrinsèque s'écrit :

$$E^* = aT^2 \quad (\text{B.4.11})$$

avec  $T$  ( $\frac{1}{T} = \frac{dS}{dE} \sim \frac{d \ln(\rho)}{dE}$ ) la température du noyau et  $a$  le paramètre de densité de niveaux qui peut être considéré comme la capacité calorifique du noyau. La formulation du paramètre  $a$  est présentée avant de détailler la procédure de définition de la température des fragments.

Dans le code FIFRELIN, la forme du paramètre de densité de niveaux  $a$  suit la prescription d'Ignatyuk [92] :

$$a(E^*) = \tilde{a} \left( 1 + \delta W \frac{1 - e^{-\gamma U}}{U} \right) \quad (\text{B.4.12})$$

$$\tilde{a} = \alpha A + \beta A^{\frac{2}{3}} \quad (\text{B.4.13})$$

$$\gamma = \gamma_0 A^{-\frac{1}{3}} \quad (\text{B.4.14})$$

avec  $\alpha, \beta, \gamma_0$  des paramètres libres obtenus par ajustement de données expérimentales (cf. Section 4.2),  $\tilde{a}$  le paramètre de densité de niveaux asymptotique ( $\lim_{U \rightarrow +\infty} a = \tilde{a}$ ),  $\delta W$  le paramètre de correction de couche,  $\gamma$  le paramètre d'amortissement des effets de couche et  $U$  l'énergie d'excitation effective du noyau. Cette énergie  $U$  est effective dans le sens où elle est égale à la différence entre l'énergie  $E^*$  et l'énergie d'appariement  $\Delta$  tel que :

$$U = E^* - \Delta \quad (\text{B.4.15})$$

Le paramètre de correction de couche  $\delta W$  de l'Équation B.4.12 permet de corriger la valeur des énergies de liaison et des énergies de masse obtenues avec le modèle de la goutte liquide par rapport aux données expérimentales. Dans FIFRELIN, il est défini selon :

$$\delta W = M_{exp} - M_{LDM} \quad (\text{B.4.16})$$

avec  $M_{LDM}$  la masse nucléaire obtenue avec le modèle de la goutte liquide en utilisant la paramétrisation de Mengoni-Nakajima [93] utilisée dans RIPL-3 et  $M_{exp}$  la masse expérimentale

provenant des tables de masse de Audi-Wapstra [94]. Ce paramètre  $\delta W$  contient les informations quantiques du noyau à savoir les corrections de couches et les effets d'appariement des nucléons. Il est négatif lorsque l'énergie de liaison obtenue avec le modèle de la goutte liquide est plus élevée que celle mesurée, ce qui signe la présence d'une grande différence d'énergie entre deux niveaux consécutifs. Inversement lorsque l'énergie obtenue par le modèle de la goutte liquide sous-estime l'énergie de liaison expérimentale, le paramètre de correction de couche est positif.

Maintenant que le paramètre de densité de niveaux  $a$  est défini, il faut déterminer la température  $T$  des fragments pour définir leur énergie d'excitation avec l'Équation B.4.11. Une loi empirique de rapport des températures est postulée [87] et prend la forme :

$$R_T(A) = \frac{T_L}{T_H} \quad (\text{B.4.17})$$

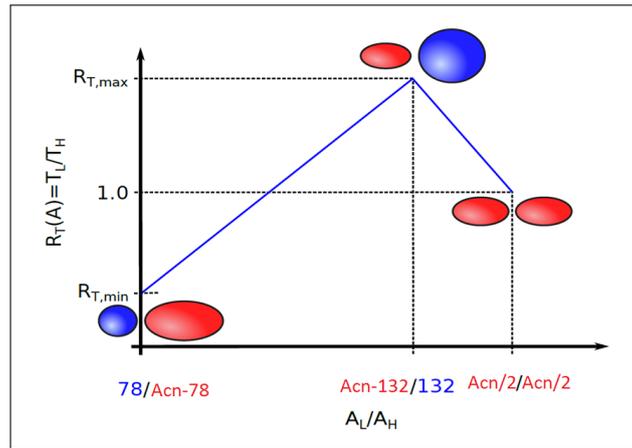


FIGURE B.4.4 – Loi en température  $R_T(A)$  permettant la répartition de l'énergie d'excitation intrinsèque entre les fragments de fission.

Une représentation de cette loi est visible sur la Figure B.4.4. L'origine de la loi  $R_T(A)$  s'explique par la dynamique des fragments du point de scission jusqu'à leur complète accélération. Au point de scission l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique entre les deux fragments est communément adoptée. Lors de la phase d'accélération, chacun des fragments se relaxe pour retrouver sa déformation fondamentale  $\beta_{GS}$ . La différence d'énergie potentielle de déformation  $\Delta V_{def} = V_{def}(\beta) - V_{def}(\beta_{GS})$  est convertie en énergie d'excitation intrinsèque introduisant un déséquilibre thermodynamique entre les deux fragments. Ce déséquilibre est introduit par le paramètre  $R_T$  qui n'est autre que le rapport de la température du fragment léger sur celle du lourd. Ce paramètre évolue en fonction du couple  $A_L/A_H$ . Pour un fragment avec une double fermeture de couche, par exemple à  $A_H=132$  ( $Z=50$  et  $N=82$ ), le rapport  $R_T$  atteindra un maximum  $R_T^{max}$ . En effet ce noyau sphérique est difficilement déformable. La Figure B.4.5 montre que pour déformer ce noyau il faut fournir une grande quantité d'énergie. Il possède donc peu d'énergie potentielle de déformation. C'est donc le noyau complémentaire qui prend alors l'essentiel de l'énergie d'excitation intrinsèque disponible. De même une double fermeture de couche est présente pour  $A_L = 78$  ( $Z=28$  et  $N=50$ ) ce qui se traduit par un rapport de température minimum  $R_T^{min}$ . Pour une fission symétrique les deux fragments ont la même température,  $R_T(A) = 1$ . La forme de la loi  $R_T(A)$  résulte d'une interpolation linéaire entre  $R_T^{min}(A_L = 78)$ ,  $R_T^{max}(A_L = A_{CN} - 132)$  et  $R_T(A_L = A_{CN}/2) = 1$ . Les paramètres  $R_T^{min}$  et  $R_T^{max}$  sont des paramètres ajustables de la simulation.

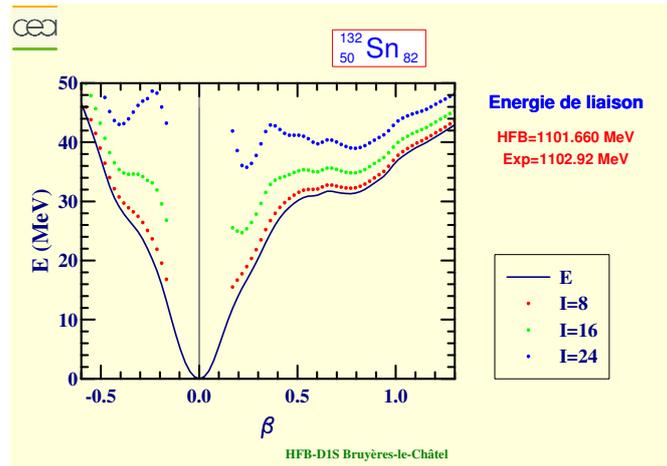


FIGURE B.4.5 – Évolution de l'énergie potentielle de déformation en fonction du paramètre de déformation quadripolaire  $\beta_2$  (trait continu) et de l'énergie rotationnelle (trait pointillé) associée à  $I = 8 - 16 - 24 \hbar$ , pour  $^{132}\text{Sn}$  [95].

A cette étape de la simulation, l'état initial de chacun des fragments de fission est totalement déterminé par son triplet  $(E, J, \pi)$ , la parité  $\pi$  étant échantillonnée de manière équiprobable entre -1 et +1. Cinq paramètres ajustables ont été introduits :  $R_T^{min}$ ,  $R_T^{max}$ ,  $k$ ,  $\sigma_L$  et  $\sigma_H$ . Ces paramètres sont ajustés pour reproduire une observable, dite cible, comme la multiplicité moyenne totale prompte des neutrons  $\bar{\nu}$ .

La désexcitation des fragments nécessite en plus de la connaissance de leur état initial celle de leur schéma de niveaux et des probabilités de transitions d'un état initial vers un état final. Ces deux points sont maintenant abordés dans les Sections 4.2 et 4.3.

## 4.2 Schéma de niveaux des fragments

Les schémas de niveaux des fragments ne sont pas connus à des énergies au-delà de l'énergie de séparation du neutron  $S_n$ . En effet, les expériences permettent de déterminer les états excités des noyaux seulement pour des énergies bien en dessous de  $S_n$ . L'énergie d'excitation initiale des fragments de fission étant généralement supérieure à  $S_n$ , il faut donc compléter leur schéma de niveaux à l'aide de modèles théoriques de densité de niveaux. La densité de niveaux, notée  $\rho(E, J, \pi)$ , caractérise le nombre moyen de niveaux existant pour un état  $(E, J, \pi)$  donné. Elle s'écrit :

$$\rho(E, J, \pi) = \rho(E)P(E, J)P(\pi) \quad (\text{B.4.18})$$

avec  $\rho(E)$  la densité de niveaux totale,  $P(E, J)$  la distribution en moment angulaire et  $P(\pi)$  la distribution de parité.

### 4.2.1 Construction du schéma de niveaux

Dans le code FIFRELIN, la génération du schéma de niveaux est réalisée en trois étapes (Figure B.4.6), chacune correspondant à un domaine en énergie :

1. pour  $E < E_{cut-off}^{RIPL-3}$ , les niveaux expérimentaux, totalement définis par  $(E, J, \pi)$ , présents dans la base de données RIPL-3 sont considérés. Le paramètre  $E_{cut-off}^{RIPL-3}$  est l'énergie au dessus de laquelle les données RIPL-3 sont incomplètes (absence de niveaux). En pratique certains niveaux d'énergie inférieure à  $E_{cut-off}^{RIPL-3}$  ne sont connus que par leur énergie, il faut alors échantillonner  $J^\pi$  à partir de modèles.

2. pour  $E_{cut-off}^{RIPL-3} < E < E_{bin}$ , le schéma de niveaux est complété par des niveaux d'énergie discrets jusqu'à une certaine énergie  $E_{bin}$ , correspondant à une densité de niveaux de  $5.10^4 \text{ MeV}^{-1}$ . Pour chaque énergie  $E$ , le nombre de niveaux cumulé du schéma de niveaux incomplet est comparé à celui prédit par le modèle théorique de densité de niveaux. Si la différence entre les deux est strictement inférieure à une unité, alors de nouveaux niveaux sont échantillonnés.
3. pour  $E > E_{bin}$ , le schéma de niveaux est généré par pas d'énergie  $dE$  ( $dE \sim 10 \text{ keV}$ ) selon le modèle théorique choisi. Le nombre de niveaux obtenu correspond à l'ensemble des niveaux ayant un  $J^\pi$  d'énergie compris entre  $E$  et  $E + dE$ .

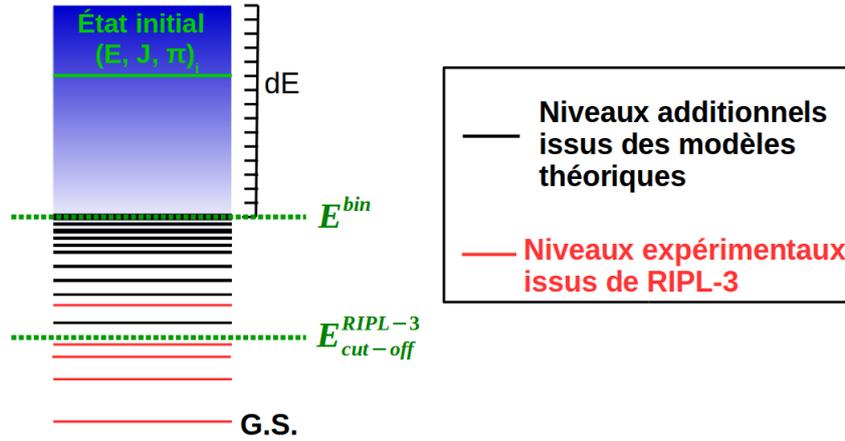


FIGURE B.4.6 – Schéma des trois étapes de la construction du schéma de niveaux d'un fragment.

#### 4.2.2 Modèles de densité de niveaux

Le modèle de densité de niveaux utilisé dans l'Équation B.4.18 est celui de Gilbert-Cameron (*Composite Gilbert-Cameron Model*) [96] tel que défini dans RIPL-3 [97] :

$$\rho_{CGCM}(E) = \begin{cases} \rho_{CTM} = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E-E_0}{T}\right) & , \text{ pour } E \leq E_M \\ \rho_{FGM} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4}U^{5/4}} & , \text{ pour } E > E_M \end{cases} \quad (\text{B.4.19})$$

avec  $E_M$  une énergie de raccordement ( $M$  pour *Matching*) des deux densités de niveaux,  $U$  l'énergie d'excitation corrigée des effets d'appariement et  $a$  le paramètre de densité de niveaux.

Pour  $E \leq E_M$ , le modèle de densité de niveaux utilisé est le *Constant Temperature Model* (CTM). Il dépend de deux paramètres :  $E_0$ , qui est une énergie caractéristique et  $T$  une température constante sur le domaine d'énergie spécifié. L'ajustement de ces deux paramètres aux données expérimentales permet de bien reproduire la densité de niveaux des noyaux à basse énergie.

Pour  $E > E_M$ , le modèle de densité de niveaux utilisé est le *Fermi Gas Model* (FGM). Il a été obtenu en considérant le noyau comme un gaz de Fermi ( $\rho \propto e^S$ ). Dans son calcul de  $\rho_{FGM}$ , H. A. Bethe [98] considère que les niveaux d'un noyau sont espacés de manière régulière (pas d'effet de structure) et ne prend pas en compte les niveaux collectifs (rotationnels et vibrationnels).

Les paramètres  $E_M$ ,  $E_0$  et  $T$  sont obtenus en imposant les conditions de continuité des densités et des dérivés des densités de niveaux  $\rho_{CTM}$  et  $\rho_{FGM}$  en  $E_M$ . Les paramètres  $E_0$  et  $T$  doivent permettre en plus de reproduire un nombre de niveaux cumulés entre deux bornes en énergies définies par RIPL-3 [97].

Le paramètre de densité de niveaux  $a$  dépend de l'espacement entre les états des protons  $g_\pi$  et des neutrons  $g_\nu$  tel que :

$$a = \frac{\pi^2}{6}(g_\pi + g_\nu) \quad (\text{B.4.20})$$

H. A. Bethe [98] exprime les espacements  $g_\pi$  et  $g_\nu$  en fonction de la masse  $A$  du noyau et obtient une paramétrisation du paramètre de densité de niveaux  $a = \frac{A}{13}$ . A. V. Ignatyuk [92] propose une prescription du paramètre de densité de niveaux (Équation B.4.12) qui prend en compte de manière effective les états collectifs et les propriétés de structure des noyaux dans  $a$  et donc dans  $\rho_{FGM}$ . Les valeurs des paramètres libres de cette prescription ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma_0$ ) sont obtenues en ajustant les données expérimentales suivantes :

- l'espacement moyen des résonances neutrons de moment orbital  $s$  (moment orbital  $l=0$ ) à l'énergie de séparation  $S_n$ . Cet espacement noté  $D_0$  est relié à  $\rho_{FGM}$  par la relation :

$$\frac{1}{D_0} = \begin{cases} \sum_{J=|I-\frac{1}{2}}^{J=|I+\frac{1}{2}|} \rho_{FGM}(S_n, J, \pi) & , \text{ si } I \neq 0 \\ \rho_{FGM}(S_n, \frac{1}{2}, \pi) & , \text{ si } I = 0 \end{cases} \quad (\text{B.4.21})$$

où  $(I, \pi)$  représente le spin et la parité du noyau cible initial.

- les paramètres de densité de niveaux obtenus pour les énergies de liaison des neutrons,  $a(B_n)$ .
- le nombre de niveaux cumulés sur un domaine en énergie  $[E_L; E_U]$  :

$$N = \int_{E_L}^{E_U} \rho(E) dE \quad (\text{B.4.22})$$

Dans l'Équation B.4.19,  $U$  désigne l'énergie d'excitation corrigée des effets d'appariement (Équation B.4.15). L'énergie d'appariement pour le modèle de densité de niveaux CGCM est définie par :

$$\Delta_{CGCM} = n \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (\text{B.4.23})$$

$$n = \begin{cases} 0 & , \text{ pour les noyaux impair-impair} \\ 1 & , \text{ pour les noyaux pair-impair} \\ 2 & , \text{ pour les noyaux pair-pair} \end{cases}$$

A cette étape, les différents paramètres intervenant dans le modèle de densité de niveaux CGCM ont été complètement définis. Nous allons maintenant définir les paramètres intervenant dans la distribution de moment angulaire  $P(E, J)$ .

### 4.2.3 Distributions de moment angulaire et de parité

La distribution en moment angulaire  $P(E, J)$  des niveaux est la même que celle utilisée pour définir l'état initial des fragments donnée par l'Équation B.4.9. Le paramètre  $\sigma^2$  de cette distribution n'est cependant pas un paramètre libre de la simulation contrairement à celui de la distribution en moment angulaire total initial des fragments de fission. Ici, la valeur de  $\sigma^2$  dépend de l'énergie d'excitation du fragment ( $E$ ) et est définie sur trois zones en énergies.

A basse énergie, pour  $E \leq E_d$ , où  $E_d$  représente une énergie de coupure, le spin cut-off discret  $\sigma_d$  est obtenu à partir des moments angulaires expérimentaux. Lorsque cela n'est pas possible,  $\sigma_d$  est défini par :

$$\sigma_d^2(E) = \left(0.83A^{0.26}\right)^2 \quad (\text{B.4.24})$$

L'énergie  $E_d$  est définie comme la moyenne ( $E_d = \frac{E_L + E_U}{2}$ ) des bornes d'une plage en énergie  $[E_L, E_U]$  sur laquelle le nombre de niveaux cumulés calculé ( $N_L$  et  $N_U$ ) correspond au nombre de niveaux cumulés connu (cf. Section 5.2.2).

A haute énergie, pour  $E \geq S_n$ ,  $\sigma^2$  est celui associé à un gaz de Fermi tel que défini dans RIPL-3 :

$$\sigma_{FGM}^2(E) = I_{rig} \frac{a}{\hbar} \sqrt{\frac{U}{a}} \quad (\text{B.4.25})$$

A des énergies intermédiaires, pour  $E_d \leq E < S_n$ , la continuité de l'échantillonnage du moment angulaire total dans la distribution  $P(E, J)$  est assurée en imposant une relation linéaire entre les  $\sigma^2$ .

La définition de  $\sigma^2(E)$  s'écrit donc :

$$\sigma^2(E) = \begin{cases} \sigma_d^2 & , \text{ pour } 0 \leq E < E_d \\ \sigma_d^2 + \frac{E-E_d}{S_n-E_d} (\sigma_F^2(S_n) - \sigma_d^2) & , \text{ pour } E_d \leq E < S_n \\ \sigma_{FGM}^2(E) & , \text{ pour } E \geq S_n \end{cases} \quad (\text{B.4.26})$$

La parité  $\pi$  est alors échantillonnée de manière équiprobable selon :

$$P(\pi) = \begin{cases} 0.5 & , \text{ si } \pi = -1 \\ 0.5 & , \text{ si } \pi = +1 \end{cases} \quad (\text{B.4.27})$$

A cette étape, les différents paramètres intervenant dans le modèle de densité de niveaux CGCM sont complètement déterminés. Il reste maintenant à définir les probabilités de transition entre les différents niveaux d'énergie d'un noyau.

### 4.3 Probabilités de décroissance

La connaissance de l'état initial du fragment et de son schéma de niveaux permet de réaliser sa désexcitation de manière stochastique en considérant les probabilités de transition neutron et gamma à chacune des étapes du processus. Le schéma de principe du processus de désexcitation est représenté sur la Figure B.4.7.

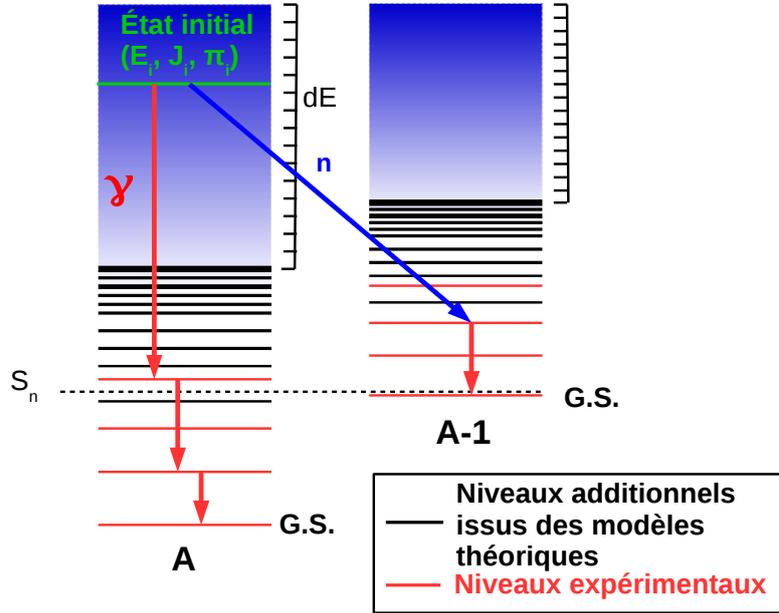


FIGURE B.4.7 – Schéma de la désexcitation d'un noyau avec le code FIFRELIN.

La probabilité de transition donne la chance de survie d'un état  $|i\rangle$  durant un temps  $t$  donné. Elle s'écrit :

$$P(|i\rangle \rightarrow |i\rangle, |p\rangle, t) \approx \exp \left[ -\hbar \left( \sum_{f \in F, p \in P} \Gamma_{i \rightarrow f} \right) t \right] \quad (\text{B.4.28})$$

La largeur partielle  $\Gamma_{i \rightarrow f, P}$  caractérise la probabilité pour un système dans un état initial  $|i\rangle$  de passer à un état final  $|f\rangle$  en émettant une particule de caractéristiques données  $|P\rangle$ . Elle dépend du nombre d'états finaux accessibles  $N(|f\rangle) = \rho(E_f, J_f, \pi_f)dE$  et des largeurs partielles moyennes  $\bar{\Gamma}_P(|P\rangle)$ . Ces largeurs partielles caractérisent la durée de vie du système initial vis-à-vis de l'émission d'une particule  $P$ . La largeur  $\bar{\Gamma}_P(|P\rangle)$  est la moyenne des largeurs partielles  $\Gamma_{i \rightarrow f, P}$  sur tous les états  $(i', f')$  proches en énergies des états  $(i, f)$  et dont les moments angulaires sont identiques tel que :

$$\bar{\Gamma}_P(|P\rangle)_{(i, f)} = \langle \Gamma_{i' \rightarrow f', P} \rangle \quad (\text{B.4.29})$$

avec,  $(i', f') \in \{(i', f') | E_i \approx E_{i'}, E_f \approx E_{f'}, J_i = J_{i'}, J_f = J_{f'}\}$

Les différents modèles nucléaires prédisent les largeurs partielles moyennes associées à l'émission d'une particule  $\bar{\Gamma}_P(|P\rangle)$ . Les largeurs partielles associées à des transitions entre des niveaux caractérisés par les états  $i$  et  $f$  s'obtiennent alors selon :

$$\Gamma_{i \rightarrow f, P} = \bar{\Gamma}_P(|P\rangle) \rho(E_f, J_f, \pi_f) dE \quad (\text{B.4.30})$$

La probabilité de transition d'un état à un autre par émission d'une particule doit aussi satisfaire certaines conditions imposées par la mécanique quantique. Pour plus de précision sur les équations B.4.28 et B.4.30 se référer à [7].

Les largeurs partielles moyennes  $\bar{\Gamma}_P$ , neutron ou gamma, ainsi calculées sont associées à une transition entre deux intervalles d'énergie  $[EJ^\pi]_i$  et  $[EJ^\pi]_f$  contenant chacun  $N_i$  et  $N_f$  niveaux. Porter et Thomas [99] ont montré que les largeurs partielles associées à des transitions entre deux niveaux discrets suivent une distribution normale centrée réduite  $\mathcal{N}(0, 1)$ . Lorsque les largeurs partielles ne sont plus associées à des transitions entre deux niveaux discrets, mais à des transitions entre des intervalles en énergie contenant chacun respectivement  $N_i$  et  $N_f$  niveaux, celles-ci suivent une distribution statistique de  $\chi^2$  à  $N_i \times N_f$  degrés de liberté. Une fluctuation associée à cette largeur, notée  $y([EJ^\pi]_i \rightarrow [EJ^\pi]_f, P)$ , est échantillonnée dans la distribution du  $\chi^2$  et appliquée à la largeur partielle  $\Gamma_{i \rightarrow f, P}$ . En tenant compte de cette fluctuation, l'Équation B.4.30 devient :

$$\Gamma_{i \rightarrow f, P} = y([EJ^\pi]_i \rightarrow [EJ^\pi]_f, P) \bar{\Gamma}_P(|P\rangle) \rho(E_f, J_f, \pi_f) dE \quad (\text{B.4.31})$$

La détermination des largeurs partielles  $\bar{\Gamma}_P(|P\rangle)$  et les conditions de quantification associées à l'émission neutron et gamma sont décrites dans les deux sections suivantes.

### 4.3.1 Émission neutron

Les largeurs partielles  $\bar{\Gamma}_P(|P\rangle)$  associées à l'émission neutron ( $\bar{\Gamma}_n$ ) sont déterminées à l'aide de coefficients de transmission neutron  $\bar{T}_n$  préalablement calculés avec TALYS-1.4 [7]. Le potentiel optique utilisé est celui de Köning-Delaroche qui est un potentiel sphérique. Ces coefficients ne tiennent pas compte de la déformation des noyaux.  $\bar{\Gamma}_n$  et  $\bar{T}_n$  sont reliés par la relation :

$$\bar{T}_n = 2\pi \bar{\Gamma}_n \rho(E_i, J_i, \pi_i) \quad (\text{B.4.32})$$

Les états finaux accessibles à la suite de l'émission d'un neutron sont contraints par la mécanique quantique qui impose les conditions suivantes :

$$|J_i - J_f| \leq J_n = l + s \leq J_i + J_f \quad (\text{B.4.33})$$

$$\pi_i = (-1)^l \pi_f$$

avec  $l$  le moment orbital du neutron émis et  $s$  son spin. Si ces conditions ne sont pas respectées l'émission du neutron est impossible. Pour chaque noyau les coefficients  $T_n(l, j)$  sont tabulés sur une grille en énergie pour constituer une bibliothèque externe de coefficients.

### 4.3.2 Émission gamma

Les largeurs partielles associées à l'émission gamma sont obtenues en évaluant la valeur de la fonction de force gamma  $f_{XL}(\epsilon_\gamma)$  qui est reliée à  $\bar{\Gamma}_\gamma$  par la relation :

$$f_{XL}(\epsilon_\gamma) = \frac{\bar{\Gamma}_\gamma \cdot \rho(E_i, J_i, \pi_i)}{\epsilon_\gamma^{2L+1}} \quad (\text{B.4.34})$$

avec  $XL$  le type et la multipolarité du photon émis et  $\epsilon_\gamma$  son énergie. Les différents modèles de fonction implémentés dans le code sont détaillés dans la Section 5.4.

Les modèles de fonctions de force gamma sont définis pour l'émission de photon dipolaire électrique  $XL = E1$ . Les fonctions de force gamma associées aux multipolarités d'ordre supérieur sont obtenues par différentes méthodes dont l'une consiste à estimer le rapport des taux de transitions de Weisskopf  $\Gamma_\gamma^W(XL)$  tel que :

$$f_{XL}(\epsilon_\gamma) = f_{E1}(\epsilon_\gamma) \frac{\Gamma_\gamma^W(XL)}{\Gamma_\gamma^W(E1)} \quad (\text{B.4.35})$$

Les largeurs partielles  $\Gamma_\gamma^W(XL)$  données dans le Tableau B.4.1 sont obtenues par Weisskopf [100] en évaluant les éléments de matrice de moments multipolaires obtenus avec un modèle de particule indépendante (aucun état collectif n'est pris en compte). La relation d'incertitude d'Heisenberg stipule que plus la valeur  $\Gamma_\gamma^W(XL)$  est élevée plus le temps de vie de l'état associé est court. Le Tableau B.4.1 montre que les  $\Gamma_\gamma^W(XL)$  dépendent du type, de la multipolarité, de l'énergie du gamma émis ainsi que de la masse du noyau émetteur. Les transitions électriques ( $EL$ ) sont proportionnelles à  $A^{\frac{2L}{3}} \epsilon_\gamma^{2L+1}$  et les transitions magnétiques ( $ML$ ) proportionnelles à  $A^{\frac{2(L-1)}{3}} \epsilon_\gamma^{2L+1}$ . Les valeurs des coefficients de proportionnalité sont présentées dans le Tableau B.4.1. Pour une multipolarité  $L$  donnée, la valeur du coefficient associée à une transition électrique est toujours supérieure à celle associée à une transition magnétique. Ce tableau montre donc que pour un  $L$  donné, la largeur partielle  $\Gamma_\gamma^W(EL)$  est toujours supérieure à  $\Gamma_\gamma^W(ML)$ . Pour un type de transition donné, la probabilité d'avoir une transition d'une multipolarité  $L$  diminue lorsque  $L$  augmente. Une représentation du temps de demi-vie, qui est inversement proportionnelle au taux de transition, d'un état vis-à-vis des différentes transitions  $XL$  est visible sur la Figure B.4.8. La désexcitation gamma se produit environ  $\sim 10^{-15} - 10^{-16}$  s après la fission. L'émission de gammas  $E1$  et  $M1$  est alors privilégiée par rapport à l'émission de gammas  $E2$ . La proportion de gamma  $M2$  doit être faible dans les spectres gammas de fission puisque souvent la durée d'acquisition est inférieure à 10 ns.

$\Gamma_\gamma^W(XL)$ [eV]		
L	E	M
1	$6.8 \cdot 10^{-2} A^{\frac{2}{3}} \epsilon_\gamma^3$	$2.1 \cdot 10^{-2} A^{\frac{0}{3}} \epsilon_\gamma^3$
2	$4.9 \cdot 10^{-8} A^{\frac{4}{3}} \epsilon_\gamma^5$	$1.5 \cdot 10^{-8} A^{\frac{2}{3}} \epsilon_\gamma^5$
3	$2.3 \cdot 10^{-14} A^{\frac{6}{3}} \epsilon_\gamma^7$	$6.8 \cdot 10^{-15} A^{\frac{4}{3}} \epsilon_\gamma^7$

Tableau B.4.1 – Estimations de Weisskopf des largeurs partielles gamma  $\Gamma_\gamma$  [eV], pour un rayon nucléaire  $r_0 = 1.4$  fm, issues de [101]. Les transitions électriques ont une dépendance en  $A^{\frac{2L}{3}} \epsilon_\gamma^{2L+1}$  et les transitions magnétiques en  $A^{\frac{2(L-1)}{3}} \epsilon_\gamma^{2L+1}$ .

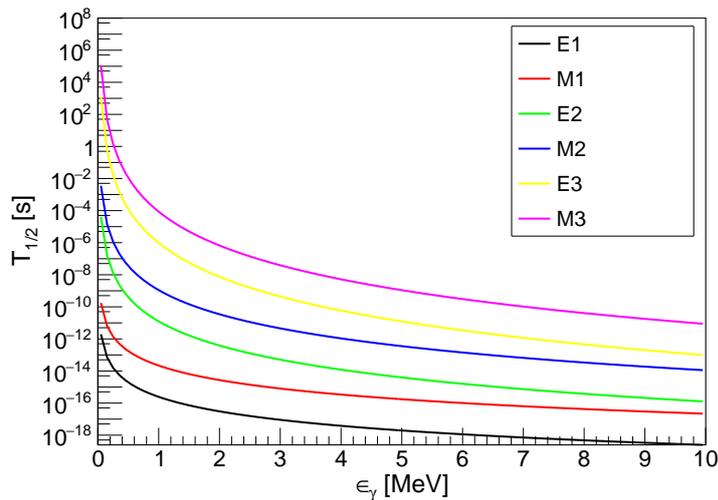


FIGURE B.4.8 – Temps de demi-vie des transitions électriques  $E$  et magnétiques  $M$  en fonction de leur multipolarité  $L$  et de l'énergie du gamma émis, pour un noyau de masse  $A=146$ . Le taux de transition associé est  $\tau = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}}$  [ $s^{-1}$ ].

Dans la cascade de désexcitation, les photons  $E1$  et  $M1$  seront donc émis en premier, suivi par les photons  $E2$ .

Les états finaux accessibles à la suite de l'émission d'un photon de multipolarité  $XL$  sont contraints par la mécanique quantique qui impose les conditions suivantes :

$$\begin{aligned}
 & |J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f \\
 & M = M_i - M_f \\
 & \begin{cases} \pi_i \pi_f = (-1)^L & , \text{ pour les transitions électriques } E \\ \pi_i \pi_f = (-1)^{L+1} & , \text{ pour les transitions magnétiques } M \end{cases}
 \end{aligned} \tag{B.4.36}$$

Ceci implique que les transitions électromagnétiques entre deux bandes rotationnelles, états dont la différence de moment angulaire est de  $2\hbar$ , aient une multipolarité  $L = 2$ . Les structures visibles sur un spectre de gammas de fission (Figure B.4.9) sont dues à la structure nucléaire des fragments.

Les gammas de fission sont émis par des fragments complètement accélérés à une vitesse de l'ordre de  $v \sim 10^9 \text{ cm.s}^{-1}$ . L'énergie du gamma émis dans le référentiel du fragment est alors mesurée dans le référentiel du laboratoire avec un certain décalage Doppler. Ce décalage Doppler conduit à un élargissement des structures présentes dans le spectre gamma du centre de masse (Figure B.4.9).

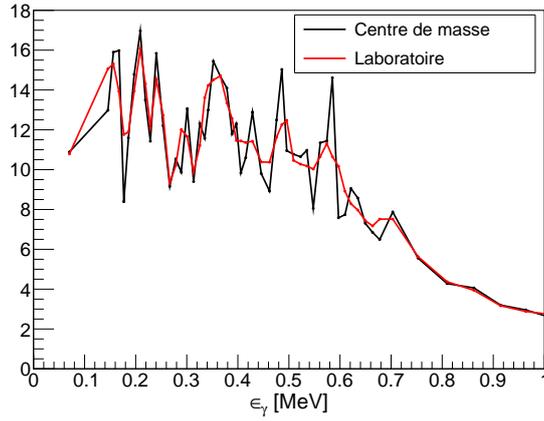


FIGURE B.4.9 – Effet du décalage Doppler sur les structures de basse énergie d'un spectre de gammas prompts de fission émis dans le référentiel du centre de masse. Spectres gammas associés à la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  obtenus par un calcul FIFRELIN.

### 4.3.3 Compétition neutron/gamma

Le traitement de l'émission neutron et gamma dans un même formalisme permet de prendre naturellement en compte la compétition  $n/\gamma$  à chaque étape du calcul selon :

$$P_{n,\gamma} = \frac{\Gamma_{n,\gamma}^{\text{tot}}}{\Gamma_{\gamma,n}^{\text{tot}} + \Gamma_{n,\gamma}^{\text{tot}}} \quad (\text{B.4.37})$$

D. Régnier et al. [88] ont montré que la valeur du moment angulaire total du noyau régit la zone de compétition entre l'émission de neutron et de gamma (compétition  $n/\gamma$ ). Cette zone est définie comme la zone dans le plan  $(E, J)$  dans laquelle  $0 < P_n < 1$  et  $0 < P_\gamma < 1$ . La Figure B.4.10 représente l'évolution de cette zone ( $P_n = 1 - P_\gamma$ ) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau (seules les énergies supérieures à  $S_n$  sont présentées) et de son moment angulaire total. Elle montre que plus le noyau a un moment angulaire  $J$  élevé, plus la zone de compétition  $n/\gamma$  se déplace vers des énergies du noyau élevées. Cela montre que les caractéristiques des particules promptes émises par les fragments sont fortement dépendantes du moment angulaire initial des fragments et que la probabilité de décroissance d'un noyau par émission gamma est favorisée par des valeurs élevées de  $J$ . Une différence de moment angulaire du noyau de  $2 \hbar$  conduit à un déplacement de la zone de compétition  $n/\gamma$  de 0.6 MeV. La définition du moment angulaire initial des fragments par le code FIFRELIN a donc une importance capitale sur les observables de fission.

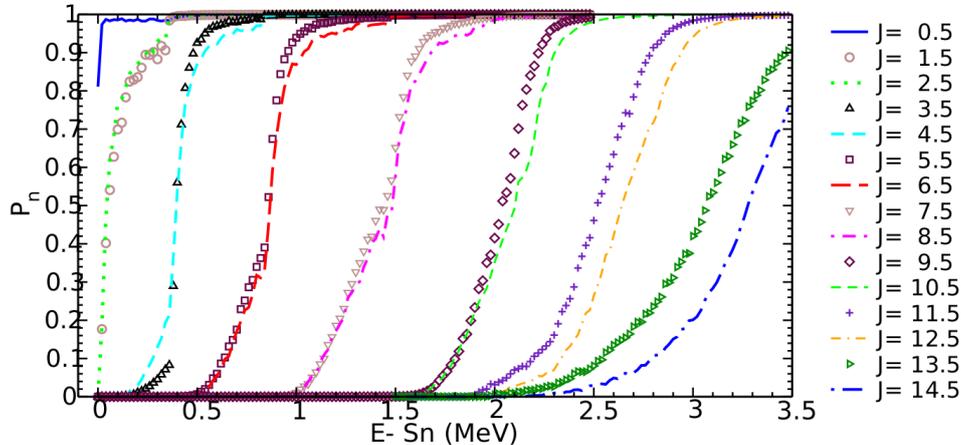


FIGURE B.4.10 – Probabilité d'émission d'un neutron en fonction de l'énergie  $E$  et du moment angulaire  $J$  du  $^{144}\text{Ba}$  [7, 88].

## 4.4 Obtention des observables de fission : notion de réalisation nucléaire

La connaissance d'un schéma de niveaux et des probabilités de transitions entre ces différents niveaux constitue une réalisation nucléaire. La notion de réalisation nucléaire et l'algorithme qui en découle ont été publiés en 1998 par F. Becvar [89] pour l'émission gamma et étendue à l'émission  $n/\gamma$  pour FIFRELIN par D. Régnier et al. [88]. Les observables de fission sont obtenues en moyennant les valeurs calculées pour plusieurs réalisations nucléaires. De cette manière les incertitudes sur le schéma de niveaux et celles sur les largeurs partielles sont prises en compte.

Le code FIFRELIN possède donc 5 paramètres libres  $R_T^{min}$ ,  $R_T^{max}$ ,  $k$ ,  $\sigma_L$  et  $\sigma_H$  qui sont ajustés de manière à reproduire une observable cible. Les autres observables peuvent alors légitimement être considérées comme des prédictions du code. L'observable cible utilisée ici, sauf mention contraire, sera la multiplicité neutron totale moyenne prompte  $\bar{\nu}^{tot}$ .

## Chapitre 5

# Influence des modèles sur les observables de fission

Dans ce chapitre la sensibilité des observables de fission aux modèles nucléaires et à leurs paramètres est investiguée. Ces études sont effectuées sur la réaction de fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  pour laquelle de nombreuses données expérimentales existent. Les nombreuses comparaisons possibles permettent de contraindre les différents modèles et/ou leurs paramètres.

Au cours de ce travail, une attention particulière a donc été apportée à la réalisation d'une étude de sensibilité avec une même version du code. Les influences relatives des différents modèles nucléaires étudiés sur les observables de fission sont donc inchangées au cours de l'évolution du code. Il n'est donc pas inquiétant qu'un jeu de paramètre reproduisant l'observable cible  $\bar{\nu}^{tot}$  pour une étude ne le permette pas pour une autre étude.

Les observables gammas étant dépendantes des conditions expérimentales telles que la fenêtre temporelle d'acquisition  $\Delta t$  et le seuil de détection en énergie  $E^{cut}$ , la valeur de ces deux paramètres sera signalée par le couple ( $\Delta t = X$  ns,  $E^{cut} = Y$  MeV).

### 5.1 Calcul de référence

L'influence de plusieurs modèles nucléaires régissant le processus de désexcitation des fragments de fission, récapitulés dans le Tableau B.5.1, a déjà été étudiée par D. Régnier durant sa thèse [7]. Ces études ont permis de sélectionner la combinaison de modèles reproduisant au mieux les observables de fission. La sélection se compose alors du modèle de densité de niveaux *Composite Gilbert-Cameron Model* CGCM, du modèle de potentiel optique de Köning-Delaroche (KD) et du modèle de fonction de force gamma *Enhanced Generalized Lorentzian* (EGLO).

	Modèles sélectionnés	Modèles testés
Spin cut-off initial	$\sigma_L = K_L$ et $\sigma_H = K_H$	/
Densité de niveaux	CGCM	CTM, CGCM, HFB*
Potentiel optique	KD	KD, JLM
Fonction de force gamma	EGLO	SLO, EGLO, HF+BCS
Désexcitation $n/\gamma$	Couplé	Non-couplé, Couplé

Tableau B.5.1 – Modèles testés et sélectionnés par D. Régnier lors de sa thèse [7].

*HFB\** désigne la densité de niveaux  $\rho(E, J, \pi)$  dans laquelle  $\rho(E)$  est issue des calculs HFB et les fonctions analytiques  $P(J, \pi)$  sont celles du modèle CGCM.

Le point de départ des études présentées ici est une simulation réalisée avec les modèles du Tableau B.5.1. Les valeurs des cinq paramètres et certains résultats de la simulation sont présentées dans le Tableau B.5.2. Ce tableau montre que le code reproduit bien les multiplicités neutrons totales ( $\bar{\nu}^{tot}$ ) (observable cible), des fragments légers ( $\bar{\nu}_L$ ) et lourds ( $\bar{\nu}_H$ ) [102]. La multiplicité neutron en fonction de la masse des fragments ( $\bar{\nu}(A)$ ) reproduit très bien les

différentes structures présentes dans les données expérimentales comme par exemple le plateau entre les masses 95 et 105 uma (Figure B.5.1). Le code prédit bien le spectre de neutrons (PFNS) visible sur la Figure B.5.1. En effet l'écart relatif entre les résultats du calcul et les données expérimentales est inférieur à 5 % pour des énergies de neutron ( $\epsilon_n$ ) comprises entre 500 keV et 5 MeV. Pour des valeurs de  $\epsilon_n$  supérieures à 5 MeV, le calcul sous-évalue les données évaluées de Mannhart et expérimentales de Poenitz [58]. L'énergie moyenne du PFNS obtenue par le calcul est égale à 2.12 MeV ce qui correspond exactement à celle de la référence de W. Mannhart [103]. Avec cette combinaison de modèles, le calcul FIFRELIN reproduit donc très bien l'ensemble des observables neutrons.

	$R_T^{min}$	$R_T^{max}$	$k_{rig}$	$\sigma_L$	$\sigma_H$	$\bar{\nu}_L$	$\bar{\nu}_H$	$\bar{\nu}^{tot}$
Calcul	0.30	1.41	1.0	10.5	11.0	2.047	1.709	3.756
Vorobyev (2004) [62]						2.051	1.698	3.756

Tableau B.5.2 – Paramètres de la simulation et multiplicités neutrons moyennes. Les incertitudes statistiques sur les résultats du calcul sont :  $\sigma_\nu \sim 5.10^{-3}$ .

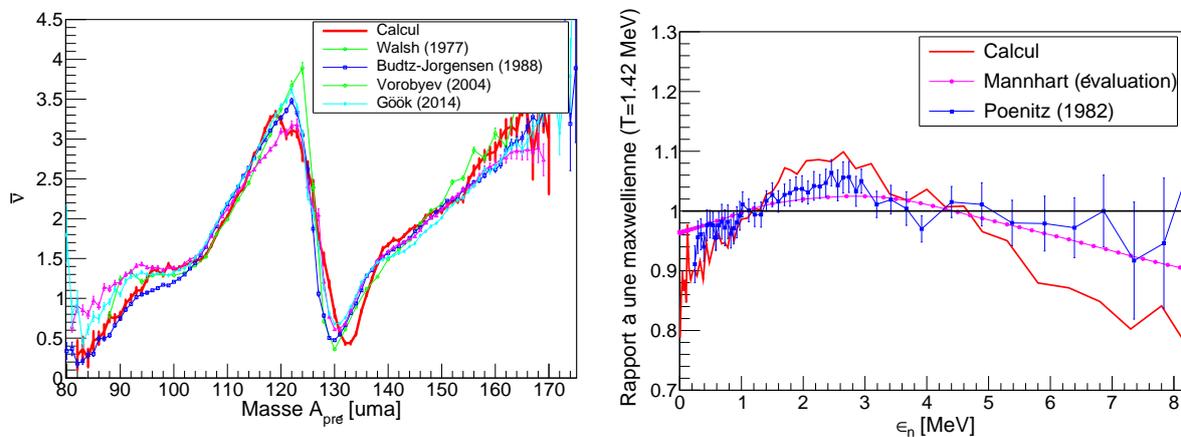


FIGURE B.5.1 – Multiplicité neutron en fonction de la masse des fragments (gauche) et spectre de neutrons rapporté à une maxwellienne de température  $T=1.42$  MeV (gauche).

Les observables moyennes gammas obtenues par le calcul sont comparées aux données expérimentales de R. Billnert et al. [67] et A. Oberstedt et al. [68] dans le Tableau B.5.3. Les données présentées sont celles acquises avec la même fenêtre temporelle d'acquisition de 3 ns et le même seuil en énergie de 100 keV que ceux utilisés lors du calcul. Malgré une surestimation de l'énergie moyenne gamma totale ( $\langle E_\gamma^{tot} \rangle$ ) et de la multiplicité gamma ( $\bar{M}_\gamma^{tot}$ ) respectivement d'environ 1.5 MeV et 1 gamma, le code reproduit parfaitement l'énergie gamma moyenne ( $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ ) des données expérimentales (à l'intérieur des barres d'erreur).

Le code reproduit bien les spectres de gammas prompts (PFGS) expérimentaux jusqu'à 6 MeV et l'ensemble des structures à basse énergie des données expérimentales comme le montre la Figure B.5.2. La bonne reproduction de ces structures vient de la prise en compte de l'ensemble des informations de structures nucléaires présentes dans la base de données RIPL-3. La contribution des gammas émis obtenue à partir des données de RIPL-3 au PFGS total est montrée sur la Figure B.5.2. Pour des énergies  $\langle \epsilon_\gamma \rangle$  inférieure à 1.5 MeV, le calcul surestime les PFGS expérimentaux de 10 à 20 % (Figure B.5.2).

Finalement le code reproduit bien le comportement des observables gammas, mais dans l'ensemble il surestime leur valeur. L'énergie gamma totale<sup>1</sup> étant égale à l'énergie d'excitation des fragments après l'émission neutron, cela veut dire que l'énergie évacuée par les neutrons est trop faible. Cela est en partie dû à la sous-estimation du PFNS pour  $\epsilon_n > 5$  MeV.

1. En toute rigueur il s'agit de l'énergie gamma à laquelle s'ajoute l'énergie des électrons de conversion et l'énergie des niveaux métastables.

Cette simulation est qualifiée de simulation de référence, au sens où elle permet de reproduire au mieux un certain nombre d'observables dans l'état actuel du code.

Expériences	$\overline{M}_\gamma^{tot}$	$\langle E_\gamma^{tot} \rangle$ [MeV]	$\langle \epsilon_\gamma \rangle$ [MeV]
Calcul	9.92	7.90	0.796
Billnert [67]	$8.3 \pm 0.08$	$6.64 \pm 0.08$	$0.80 \pm 0.01$
Oberstedt [68]	$8.28 \pm 0.13$	$6.65 \pm 0.10$	$0.80 \pm 0.02$

Tableau B.5.3 – Observables gammas moyennes ( $\Delta t = 3$  ns ;  $E_{cut} = 0.1$  MeV). Les incertitudes statistiques associées au calcul sont  $\sigma_M \sim 3.10^{-2}$ ,  $\sigma_E \sim 1.5 \cdot 10^{-2}$  MeV et  $\sigma_\epsilon \sim 1.10^{-3}$  MeV. Ces résultats sont obtenus avec les modèles nucléaires sélectionnés dans le Tableau B.5.1.

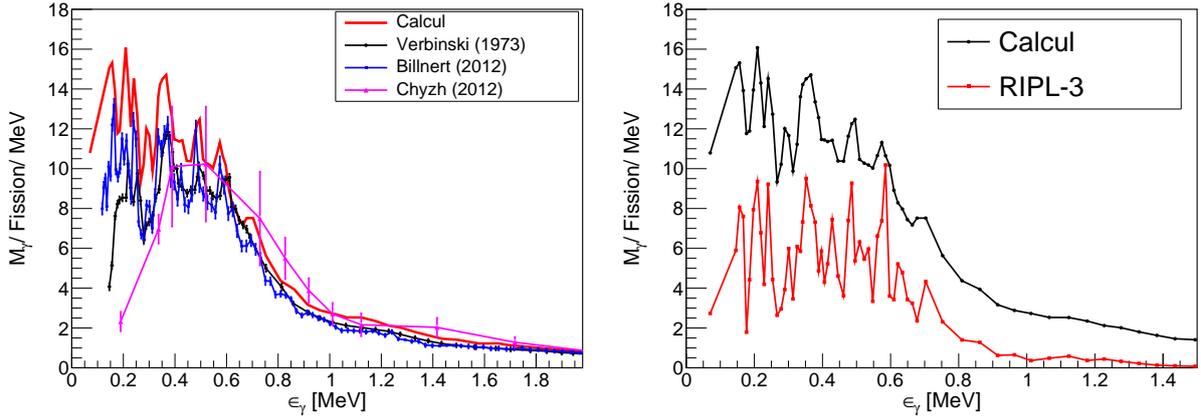


FIGURE B.5.2 – Spectres gammas prompts de fission de basse énergie comparés aux données expérimentales (gauche) et représentés avec la contribution provenant des données de structures de RIPL-3 (droite) ( $\Delta t = 3$  ns ;  $E_{cut} = \emptyset$ ). Ces résultats sont obtenus avec les modèles nucléaires sélectionnés dans le Tableau B.5.1.

Un des objectifs de cette thèse est donc d'améliorer la prédiction des observables de fission par le code FIFRELIN comme le PFGS ou le PFNS. Une attention particulière est portée à la reproduction des observables gammas. Le Chapitre 4, décrivant le traitement du processus de désexcitation réalisé dans FIFRELIN, montre que les paramètres influençant l'émission gamma sont les modèles décrivant :

- l'état initial des fragments de fission ( $E^*$ ,  $J$ ,  $\pi$ ) et notamment leur moment angulaire total initial.
- la densité de niveaux  $\rho(E, J, \pi)$ .
- la fonction de force gamma  $f_{XL}(\epsilon_\gamma)$ .

Chacun des trois points énumérés ci-dessus fait donc l'objet d'une section de ce chapitre. Dans la Section 5.2, je vais présenter les travaux relatifs à la description de l'état initial des fragments et notamment à des modèles décrivant le moment angulaire total des fragments. Une attention particulière est portée sur la dépendance de ce moment angulaire à l'énergie d'excitation initiale des fragments. Ensuite, dans la Section 5.3, nous nous intéresserons à l'influence de différents modèles nécessaires à la construction du schéma de niveaux des fragments. Cette étude est principalement menée sur les ingrédients des modèles CGCM et des modèles microscopiques HFB. Généralement les modèles SLO et EGLO sont utilisés pour décrire les fonctions de force gamma (RSF). Ces modèles sont adaptés à la description de noyaux sphériques. Dans la Section 5.4 l'influence de la prise en compte de la déformation des fragments dans les RSF est étudiée.

## 5.2 État initial ( $E^*$ , $J$ , $\pi$ ) des fragments de fission

Cette section commence par une étude permettant d'évaluer l'influence du moment angulaire initial ( $J_i$ ) des fragments sur les observables de fission. Cela permet aussi de décrire les mécanismes du processus de désexcitation. Ensuite une rapide revue des modèles théoriques et des études expérimentales visant à déterminer la valeur de  $J_i$  est réalisée. Les modèles de spin cut-off ( $\sigma$ ) étudiés sont alors présentés et leur influence sur les observables de fission étudiée. Il est rappelé que ce paramètre  $\sigma$  régit la forme de la distribution en moment angulaire des fragments  $P(J|\sigma)$  (cf. Equation B.4.9).

### 5.2.1 Cas d'école

L'état initial des fragments ( $E^*$ ,  $J$ ,  $\pi$ ) détermine en grande partie les caractéristiques des observables de fission. Sa définition est donc une étape cruciale de la simulation. Les observables sont notamment sensibles à la valeur de  $J_i$  des fragments. Jusqu'à maintenant le code FIFRELIN échantillonnait le  $J_i$  des fragments légers et lourds dans deux distributions distinctes déterminées par deux paramètres de spin cut-off constants  $\sigma_L$  et  $\sigma_H$ .

La valeur de  $\sigma_L$  était initialement égale à  $10.5 \hbar$ . Une diminution de sa valeur de  $2 \hbar$  modifie les caractéristiques des fragments légers et lourds. Les fragments légers ont alors une énergie totale  $E_L^{tot}$  qui diminue de  $\sim 0.7$  MeV (Tableau B.5.4) tandis que les lourds ont  $E_H^{tot}$  qui augmente de  $\sim 0.8$  MeV. Cet effet est dû à l'énergie rotationnelle des fragments légers ( $E_L^{rot}$ ) qui diminue de  $\sim 1.0$  MeV et à leur énergie d'excitation intrinsèque ( $E_L^*$ ) qui augmente de  $\sim 0.35$  MeV, alors que l'énergie rotationnelle des fragments lourds ( $E_H^{rot}$ ) est stable et que leur énergie intrinsèque ( $E_H^*$ ) augmente de  $\sim 0.8$  MeV. La diminution de  $\sigma_L$  change donc la répartition en énergie entre les deux fragments.

La corrélation entre la valeur de  $\sigma$  et la valeur des énergies d'excitation initiales ( $E^*$ ) des fragments est introduite lors du processus de partage de l'énergie d'excitation intrinsèque ( $TXE^*$ ) entre les deux fragments. En effet, comme décrit dans la Section 4.1.2,  $TXE^* = TXE - E^{rot,tot}$ , avec  $E^{rot,tot}$  la somme des énergies rotationnelles des deux fragments. Le moment angulaire étant échantillonné dans une distribution indépendante de  $E^*$ , cette étape n'est réalisée qu'une seule fois pour déterminer la valeur de  $E^{rot}$ . Cette dépendance est donc unidirectionnelle dans le sens où la valeur de l'énergie d'excitation intrinsèque calculée n'influence pas en retour la valeur du moment angulaire des fragments.

$\sigma_L$	$E_L^*$	$E_L^{rot}$	$E_L^{tot}$	$E_H^*$	$E_H^{rot}$	$E_H^{tot}$	$\bar{\nu}_L$	$\bar{\nu}_H$	$\bar{\nu}^{tot}$	$\langle \epsilon_n \rangle$
$10.5 \hbar$	16.60	3.11	19.71	12.88	1.55	14.42	2.076	1.697	3.773	2.125
$8.5 \hbar$	16.95	2.06	19.01	13.64	1.58	15.21	2.059	1.786	3.845	2.109

Tableau B.5.4 – Comparaison des observables neutrons entre une simulation réalisée avec  $\sigma_L = 10.5 \hbar$  et  $\sigma_L = 8.5 \hbar$ . Les énergies sont en MeV. Les incertitudes statistiques sont  $\sigma_\nu = 5.10^{-3}$  et  $\sigma_\epsilon = 4.10^{-3}$  MeV.

$\sigma_L$	$\bar{M}_{\gamma,L}$	$\bar{M}_{\gamma,H}$	$\bar{M}_\gamma^{tot}$	$\langle E_\gamma^{tot} \rangle$	$\langle \epsilon_\gamma \rangle$
$10.5 \hbar$	6.281	5.043	11.32	7.921	0.701
$8.5 \hbar$	5.091	5.284	10.38	7.558	0.729

Tableau B.5.5 – Influence d'un changement de spin cut-off sur les observables gammas moyennes ( $\Delta t = 3$  ns ;  $E_{cut} = \emptyset$ ). Les incertitudes statistiques sont  $\sigma_M = 2.10^{-2}$  et  $\sigma_\epsilon = 2.10^{-3}$  MeV.

Dans le cas étudié ici, les fragments lourds gagnent en moyenne 0.8 MeV d'énergie d'excitation. Dans le plan ( $E, J$ ), représenté sur la Figure B.4.3, cela conduit à traduire l'état initial des fragments lourds selon l'axe  $E$  vers le haut. Il y a donc une émission de neutrons plus importante comme l'atteste l'augmentation de  $\bar{\nu}_H$  de 0.1 neutron (Tableau B.5.4). La multiplicité gamma  $\bar{M}_{\gamma,H}$  augmente aussi de 0.2 gamma (Tableau B.5.5). Bien que le moment angulaire initial des

fragments lourds ne change pas, l'augmentation de  $E_H^{tot}$  influence donc aussi les observables gammas. Cette corrélation s'explique par la présence d'une zone de compétition  $n/\gamma$ .

Pour les fragments légers,  $\bar{\nu}_L$  diminue de 0.17 neutron alors que leur énergie d'excitation intrinsèque ( $E_L^*$ ) augmente de 0.35 MeV (Tableau B.5.4). Cela montre bien que l'énergie évacuée par l'émission de neutrons n'est pas seulement l'énergie intrinsèque ( $E^*$ ) mais l'énergie totale ( $E^{tot}$ ), qui diminue de 0.7 MeV due à la diminution de  $E_L^{rot}$  d'environ 1 MeV.

L'énergie évacuée est égale à l'énergie intrinsèque seulement avec le modèle de Weisskopf dans lequel l'émission neutron et gamma est découplée et où  $E^{rot}$  symbolise la ligne Yrast du noyau. Ce modèle purement énergétique ne tient pas compte de l'évolution du moment angulaire des fragments lors de l'émission neutron. La ligne Yrast du noyau n'évolue donc pas au cours de la désexcitation. Cependant avec l'algorithme de Hauser-Feschbach, les neutrons peuvent emporter un moment angulaire  $J_n$  non nul, ce qui modifie la localisation de la ligne Yrast. Dans ce cas, le noyau fils ( $^{A-1}X$ ) possède alors un moment angulaire compris entre  $|J_{AX} - J_n|$  et  $|J_{AX} + J_n|$ . Deux exemples d'évolution du moment angulaire au cours du processus de désexcitation par émission de neutrons sont présentés sur la Figures B.5.3. Sur la figure de gauche, l'état initial du fragment est représenté par un carré vert correspondant à une énergie d'excitation de 20.5 MeV et un moment angulaire initial de  $10 \hbar$ . L'état du fragment à la suite d'une émission neutron ou gamma est représenté par des carrés respectivement bleus et rouges. Dans le cas de la désexcitation représentée sur la partie gauche de la figure B.5.3 chaque neutron emporte  $1.5 \hbar$ . La cascade de désexcitation présentée sur la partie droite de la figure B.5.3 montre bien que le noyau peut gagner du moment angulaire, puisque l'émission du deuxième neutron fait gagner au noyau  $0.5 \hbar$ .

Ces deux exemples illustrent bien qu'un fragment peut gagner ou perdre du moment angulaire total et donc de l'énergie rotationnelle au cours de l'émission neutron. La répartition de l'énergie d'excitation en ses composantes intrinsèques et rotationnelles évolue donc à chaque étape du processus de désexcitation.

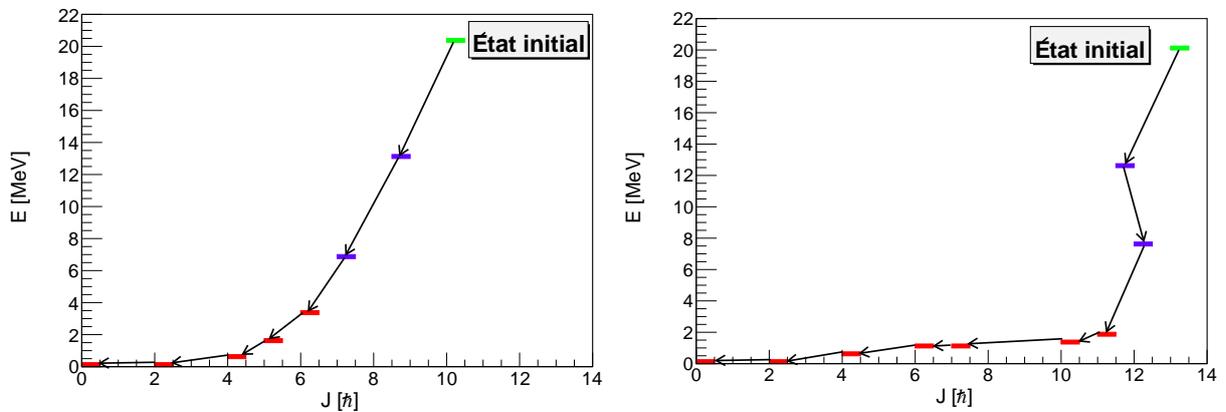


FIGURE B.5.3 – Cascade de désexcitation d'un fragment primaire  $^{108}\text{Mo}$  dans le plan  $(E, J)$  dont l'état initial est  $E=20.5$  MeV,  $J=10 \hbar$  (gauche) et  $J=13 \hbar$  (droite) respectivement associé à  $\sigma=8.5 \hbar$  et  $\sigma=10.5 \hbar$ . Les carrés verts, bleus et rouges représentent respectivement l'état initial, après émission d'un neutron et d'un gamma du fragment. Le pas de la grille en énergie est de 250 keV et celui en moment angulaire est de  $0.5 \hbar$ .

La diminution de  $\sigma_L$  de  $2 \hbar$  a pour conséquence la diminution de  $\overline{M}_\gamma^{tot}$  de 1 gamma et de  $\langle E_\gamma^{tot} \rangle$  d'environ 350 keV. Les PFGS représentés sur la Figure B.5.4 montrent que l'échantillonnage d'un moment angulaire initial plus faible diminue principalement le nombre de gammas d'énergie inférieure à 1.5 MeV. La diminution de  $\sigma_L$  de  $2 \hbar$  permet donc de bien reproduire les structures de basse énergie des PFGS expérimentaux de R. Billnert [67] et de V. V. Verbinski [65] et conduit donc à un spectre gamma plus dur : l'énergie gamma moyenne ( $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ ) augmente d'environ 300 keV. Néanmoins  $\bar{\nu}^{tot}$  (Tableau B.5.4) augmente de 0.07 neutron et ne reproduit plus les données de A. S. Vorobyev (Tableau B.5.2).

La comparaison de deux cascades présentées sur la Figure B.5.3 montrent que le fragment de  $J_i=13 \hbar$  (cascade de droite) émet 3 gammas de plus avant de rejoindre son état fondamental que celui de  $J_i=10 \hbar$  (cascade de gauche). L'énergie des gammas émis, définie par la différence de hauteur des carrés rouges, diminue aussi lorsque la valeur de  $J_i$  augmente de  $10 \hbar$  à  $13 \hbar$ .

L'évolution de l'énergie du gamma émis en fonction de son numéro d'apparition dans la cascade ( $1^{er}$ ,  $2^{ème}$ , ...,  $N^{ème}$  gamma émis) et en fonction du moment angulaire initial des fragments est représentée sur la Figure B.5.5. Cette figure montre que les gammas d'énergie supérieure à 3 MeV sont essentiellement les quatre premiers gammas émis. Elle montre aussi que pour que le premier gamma émis ait une énergie  $\epsilon_\gamma \sim S_n$ , il faut que le moment angulaire initial du fragment soit faible car les transitions de multipolarité  $L>2$  sont infiniment peu probables. Cette figure montre, comme il a déjà été vu, que le nombre de gammas de faible énergie augmente en fonction du moment angulaire initial des fragments et qu'ils sont émis à la fin de la cascade de désexcitation. Vers la fin de la cascade de désexcitation, les fragments ont une énergie peu élevée. Les transitions électromagnétiques s'effectuent donc le plus souvent entre deux niveaux discrets présents dans la base de données RIPL-3. Cela explique la surestimation du spectre de gammas prompts principalement à basse énergie, où le spectre gamma possède des structures (Figure B.5.4), lorsque le moment angulaire initial des fragments augmente.

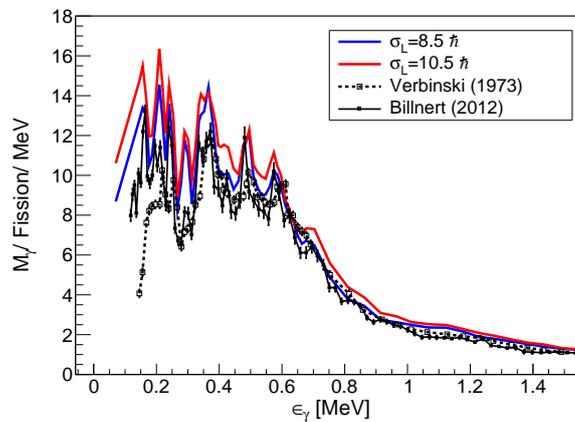


FIGURE B.5.4 – Influence du changement de paramètre de spin cut-off sur le spectre de gammas prompts pour des énergies inférieures à 1.5 MeV.

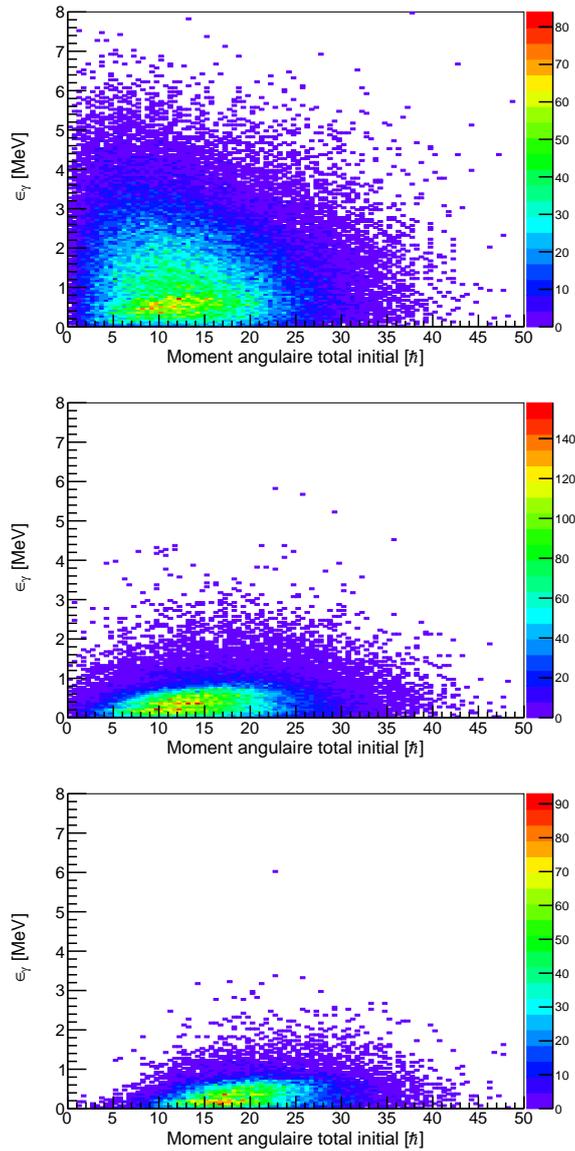


FIGURE B.5.5 – Évolution de l'énergie du premier (haut), du quatrième (milieu) et du huitième (bas) gamma émis en fonction du moment angulaire totale initial du fragment.

Ce cas d'école a permis de montrer que le changement de la valeur du moment angulaire initial de l'un des fragments influence aussi l'état initial du fragment complémentaire. Cette corrélation est la conséquence de la définition et du processus de partage de l'énergie d'excitation intrinsèque  $TXE^*$  du modèle FIFRELIN.

Cette étude a mis en évidence qu'une meilleure reproduction des observables gammas nécessite de diminuer la valeur de  $\sigma$ , pour faire diminuer la valeur du moment angulaire initial  $J_i$  des fragments. Cependant dans l'état actuel du code, la diminution de  $\sigma$  fait augmenter les multiplicités neutrons. Je me suis donc mis à la recherche d'un modèle de spin cut-off permettant de mieux reproduire les observables gammas sans détériorer les très bonnes prédictions des observables neutrons du code.

Pour comprendre l'origine du moment angulaire des fragments, une revue non-exhaustive des modèles jusqu'alors développés est d'abord présentée. Ensuite les méthodes expérimentales permettant de déterminer les valeurs des moments angulaires et les résultats obtenus sont exposés.

### 5.2.2 Moment angulaire total des fragments de fission

Les différents modèles développés montrent que le moment angulaire des fragments suit une distribution de type Rayleigh donnée par :

$$P(E, J) = \frac{(2J + 1)}{2\sigma(E)^2} \exp\left(-\frac{(J + 1/2)^2}{2\sigma(E)^2}\right) \quad (\text{B.5.1})$$

avec  $\sigma(E)$  le paramètre de spin cut-off dépendant de l'énergie d'excitation du noyau. La valeur moyenne de cette distribution est  $\bar{J} \approx \sigma \sqrt{\frac{\pi}{2}}$ . Le signe  $\approx$  tient compte du fait que l'égalité est obtenue pour des variables continues (distribution de Rayleigh) alors qu'ici le moment angulaire total  $J$  est une variable discrète. De plus la variable continue  $x$  d'une distribution de Rayleigh varie de 0 à l'infini alors qu'ici  $x = J + \frac{1}{2}$  et varie de  $\frac{1}{2}$  à l'infini.

Les différentes approches qui ont permis d'obtenir la distribution [B.5.1](#) sont maintenant présentées. Cela permet de comprendre l'origine de cette distribution et celle de la paramétrisation de  $\sigma(E)$ . L'approche statistique dans laquelle le noyau est considéré isolé est présentée avant de décrire les approches dynamiques développées expliquant la génération du moment angulaire des fragments de fission.

#### 5.2.2.1 Approche statistique, cas d'un noyau isolé

**Préambule.** La démonstration présentée ici se base sur celle de l'article de H. A. Bethe [98] et a pour objectif de comprendre l'origine physique de la distribution de moment angulaire. Certaines étapes ne sont volontairement pas présentées ici pour ne pas alourdir l'explication. Lorsqu'une étape du calcul n'est volontairement pas traitée, un renvoi à l'article de Bethe sera réalisé.

En 1936, H. A. Bethe [98] dérive l'Équation [B.5.1](#) en considérant un noyau constitué de  $n$  nucléons d'énergie d'excitation  $E > S_n$ . A cette énergie, l'ensemble des nucléons se comporte comme un gaz de Fermi et n'interagissent donc pas entre eux. Chacun des nucléons possède un moment angulaire  $\vec{j}$  indépendant les uns des autres et dont la projection  $m$  sur l'axe de symétrie du noyau prend  $(2J + 1)$  valeurs équiprobables comprises entre  $-j \leq m \leq +j$ . La probabilité d'avoir une projection  $m$  s'écrit donc  $P(m) = \frac{1}{2j+1}$ . La projection du moment angulaire total  $\vec{J}$  du noyau, notée  $M$ , est alors donnée par :

$$M = \sum_{i=1}^n m_i \quad (\text{B.5.2})$$

Si le nombre de nucléons  $n$  est grand, le théorème central limite stipule que la distribution de  $M$  suit une loi gaussienne dont les paramètres sont la moyenne  $\mathbb{E}(M)$  et l'écart-type  $\sigma^2(M)$ . Les expressions de  $\mathbb{E}(M)$  puis de  $\sigma^2(M)$  sont maintenant explicitées.

La valeur moyenne  $\mathbb{E}(M)$  est nulle car la valeur moyenne de la projection  $m_i$  l'est ( $\mathbb{E}(m_i) = 0$ ) :

$$\mathbb{E}(M) = \sum_{i=1}^n \mathbb{E}(m_i) = 0 \quad (\text{B.5.3})$$

L'écart-type de la distribution  $\sigma^2(M)$  est obtenu à partir des projections  $m_i$  des différents nucléons. Ces derniers étant indépendants les uns des autres ( $\text{cov}(m_i, m_j) = 0$ ),  $\sigma^2(M)$  s'écrit :

$$\begin{aligned} \sigma^2(M) &= \mathbb{E}(M^2) - \mathbb{E}(M)^2 \\ &= \mathbb{E}\left(\left[\sum_{i=1}^n m_i\right]^2\right) \\ &= n\mathbb{E}(m^2) \end{aligned} \quad (\text{B.5.4})$$

Dans cette équation,  $\mathbb{E}(m^2)$  est donnée par :

$$\mathbb{E}(m^2) = \sum_{m=-j}^j m^2 P_j(m) = \frac{1}{2j+1} \sum_{i=-j}^j m^2 = \frac{2}{2j+1} \sum_{i=1}^j m^2 \quad (\text{B.5.5})$$

La somme intervenant dans cette expression est évaluée en se servant de l'identité :

$$\sum_{i=1}^n i^2 = \frac{n(n+1)(2n+1)}{6} \quad (\text{B.5.6})$$

En injectant la relation B.5.6 dans l'Equation B.5.4, cette dernière devient :

$$\mathbb{E}(m^2) = \frac{1}{2j+1} \frac{2j(j+1)(2j+1)}{6} = \frac{j(j+1)}{3} \approx \frac{\left(j + \frac{1}{2}\right)^2}{3} \quad (\text{B.5.7})$$

Finalement la projection du moment angulaire  $M$  d'un noyau constitué de  $n$  nucléons indépendants les uns des autres, de moment angulaire  $j$ , suit la loi normale définie par :

$$P_n(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{M^2}{2\sigma^2(M)}\right) \quad (\text{B.5.8})$$

L'inconnue de cette distribution est  $\sigma^2(M)$ . Sa détermination nécessite la connaissance du moment angulaire moyen  $\bar{j}$  des nucléons et du nombre de nucléons  $n$  contribuant effectivement à la dispersion de  $M$  autour de sa valeur moyenne. Deux cas sont maintenant considérés selon la valeur de l'énergie d'excitation  $E^*$  du noyau :

1.  $E^* \in \Omega_{continue}$ , l'énergie du noyau est suffisant élevée pour que le niveau du noyau se situe dans la partie continue de son schéma de niveaux.
2.  $E^* \in \Omega_{discret}$ , l'énergie du noyau est telle que le noyau se situe dans la partie discrète de son schéma de niveaux.

### 1. Cas $E \in \Omega_{continue}$ :

Soit un noyau dont l'état fondamental a un moment angulaire total  $J_{G.S.}=0 \hbar$ . Lorsque celui-ci est excité avec une énergie  $E^* \gg S_n$ , la distribution des nucléons dans l'espace des phases du noyau peut être décrite par une approche statistique. Les nucléons sont donc confinés dans un volume donné (le volume du noyau) dans lequel seul certains emplacement leurs sont réservés (états quantiques). Les  $N$  états qui contribuent alors effectivement au moment angulaire total  $J$  du noyau sont ceux peuplés par les nucléons au-dessus de l'énergie de Fermi ( $E_F$ ) et ceux laissés vacants par les nucléons en-dessous de  $E_F$ . En considérant les énergies de Fermi des protons et des neutrons égales, le nombre d'états contribuant au moment angulaire total  $J$  du noyau est obtenu en multipliant le nombre d'états accessibles par les nucléons noté  $\phi(E)dE$  entre  $E$  et  $E + dE$  par la distribution de Fermi-Dirac  $f_{FD}(E, \beta)$ . La distribution  $f_{FD}(E, \beta)$  est caractérisée par la température du noyau  $\beta^{-1}$  qui correspond à l'énergie d'excitation moyenne d'un nucléon. Le nombre d'états participants au moment angulaire  $J$  du noyau est alors donné par :

$$\begin{aligned} N &= 4 \int_{E_F}^{\infty} f_{FD}(E) \phi(E) dE \\ &= 2 \frac{C \sqrt{E_F}}{\beta} \quad [\text{98}] \end{aligned} \quad (\text{B.5.9})$$

avec  $E_F$  l'énergie de Fermi et  $C$  une constante [98]. Le facteur 4 tient compte de la dégénérescence en spin des nucléons ( $\times 2$ ) et des états laissés vacants situés en-dessous du niveau de Fermi ( $\times 2$ ).

Pour définir le paramètre  $\sigma^2(M)$  de la distribution **B.5.8**, il faut connaître en plus du nombre  $N$  de nucléons participants effectivement à  $J$ , le moment angulaire  $j$  de ces nucléons.

Pour cela, considérons que chacun de ces nucléons est soumis à un potentiel sphérique de rayon  $R$  généré par l'ensemble des autres nucléons. En considérant la symétrie sphérique du problème, leur comportement à l'intérieur du noyau est régi par l'équation de Schrödinger suivante :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mathcal{M}}\frac{\partial}{\partial r^2}\right)\phi(r) = \left(E - \frac{l(l+1)}{r^2}\right)\phi(r) \quad (\text{B.5.10})$$

où  $\mathcal{M}$  est la masse du nucléon,  $E$  son énergie et  $l$  son moment angulaire orbital.

Dans la limite semi-classique  $\hbar \rightarrow 0$ , l'utilisation de l'approximation WKB (approximation permettant de résoudre une équation dont les coefficients varient spatialement, ici en  $1/r^2$ ) permet d'écrire la fonction d'onde radiale sous la forme d'une série asymptotique selon :

$$\phi(r) = \exp\left(\frac{1}{i\hbar}\sum_{k=0}^{\infty}(i\hbar)^k S_k(r)\right) \quad (\text{B.5.11})$$

où  $S_k(r)$  représente l'action du système.

En injectant **B.5.11** dans **B.5.10** et en se restreignant au cas classique, *i.e.* en ne conservant que les termes ne contenant aucun  $\hbar$ , l'action locale du système s'écrit :

$$S_0(R) = \pm \int_0^R \sqrt{p(r)} dr = \pm \int_0^R \left(\sqrt{2\mathcal{M}\left[E - \frac{l(l+1)}{r^2}\right]}\right) dr \quad (\text{B.5.12})$$

La solution donnée par la relation **B.5.11** étant périodique, la condition de quantification du système s'écrit :

$$\int_0^R \sqrt{\frac{2\mathcal{M}}{\hbar^2}E - \frac{(l+1/2)^2}{r^2}} dr = \left(N + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (\text{B.5.13})$$

avec  $N \in \mathbb{N}$  le nombre d'états disponibles d'énergie  $E$  et de moment angulaire orbital  $l$ .

Dans un intervalle d'énergie  $dE$ , la densité d'états  $\omega(E, l)$  est alors donnée par :

$$\omega(E, l) = \frac{dN}{dE} \quad (\text{B.5.14})$$

L'expression de  $\omega(E, l)$  est obtenue en injectant **B.5.13** dans **B.5.14** (dérivation selon  $E$ ) puis en évaluant l'intégrale **B.5.13** (selon la variable  $r$ ) en faisant le changement de variable  $u = \frac{2\mathcal{M}Er^2}{\hbar^2} - \left(l + \frac{1}{2}\right)^2$ .

La densité d'états associée à un nucléon de moment angulaire total  $j$  est alors égale à :

$$\begin{aligned} \omega(E, j) &= \omega(E, l) \Big|_{l=j-\frac{1}{2}} - \omega(E, l) \Big|_{l=j+\frac{1}{2}} \\ &= \frac{1}{2\pi E} \sqrt{\frac{2\mathcal{M}}{\hbar^2}ER^2 - j^2} - \frac{1}{2\pi E} \sqrt{\frac{2\mathcal{M}}{\hbar^2}ER^2 - (j+1)^2} \\ &\approx \frac{1}{2\pi E} \sqrt{\frac{2\mathcal{M}}{\hbar^2}ER^2 - \left(j + \frac{1}{2}\right)^2} \end{aligned} \quad (\text{B.5.15})$$

Sachant que la dégénérescence d'un niveau de moment angulaire  $j$  est  $(2j+1)$ , la valeur moyenne  $\overline{\left(j + \frac{1}{2}\right)^2}$  intervenant dans l'Équation **B.5.7** s'écrit :

$$\begin{aligned} \overline{\left(j + \frac{1}{2}\right)^2} &= \frac{\int (2j+1)\omega(E, j) \left(j + \frac{1}{2}\right)^2 dj}{\int (2j+1)\omega(E, j) dj} \\ &= \frac{8 \mathcal{M} R^2 E_F}{5 \hbar^2} \quad [98] \end{aligned} \quad (\text{B.5.16})$$

Le paramètre de spin cut-off  $\sigma^2(M)$  (relation B.5.4) est alors obtenu en évaluant les expressions B.5.9 et B.5.16. Cette évaluation est réalisée en utilisant l'expression de l'énergie de Fermi donnée dans [98] (dont la dérivation n'est pas présentée). En considérant la relation  $E_F = \left(\frac{A}{C}\right)^{2/3}$  [98], l'expression de  $\sigma^2(M)$  est alors :

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= N \overline{\left(j + \frac{1}{2}\right)^2} \\ &= 2 \frac{C \sqrt{E_F}}{\beta} \frac{8 \mathcal{M} R^2 E_F}{5 \hbar^2} \\ &= \frac{I_{rig} T}{\hbar^2} \end{aligned} \quad (\text{B.5.17})$$

A cette étape du calcul, la distribution  $P_n(M)$  (B.5.8) est complètement définie, ce qui permet de définir la densité de niveaux  $\rho(E, M)$  à partir de la densité d'état  $\omega(E)$  tel que :

$$\rho(E, M) = \omega(E) P(M) \quad (\text{B.5.18})$$

La projection  $M$  peut prendre  $(2J+1)$  valeurs équiprobables dans l'intervalle  $[-J; J]$ . Pour un moment angulaire total  $J+1$ , il y a donc  $2(J+1)+1$  projections  $M$  possibles prenant des valeurs entre  $[-(J+1); (J+1)]$ . Par conséquent les états,  $|J, M\rangle$  ayant une projection  $M = J$  sont peuplés par des niveaux dont les moments angulaires sont supérieurs ou égaux à  $J$ . Les états correspondant à des projections  $M = J+1$  sont peuplés par des niveaux dont les moments angulaires sont strictement supérieurs à  $J$ . Une représentation de la densité d'état  $\rho(E, M = J)$  est visible sur la Figure B.5.6. En l'absence d'un champ extérieur qui lèverait la dégénérescence des états de moment angulaire  $J$ , la différence entre le nombre de niveaux susceptibles d'avoir une projection  $M = J$  et ceux susceptibles d'avoir une projection  $M = J+1$ , est égale au nombre d'états possédant un moment angulaire  $J$  :  $|J, M = J\rangle = \rho(E, M = J) - \rho(E, M = J+1)$  [96].

$$\begin{array}{cc} \rho(E, M=J) & \rho(E, M=J+1) \\ |J, J\rangle & \\ |J+1, J\rangle & |J+1, J+1\rangle \\ |J+2, J\rangle & |J+2, J+1\rangle \\ \vdots & \vdots \end{array}$$

FIGURE B.5.6 – Représentation des états  $|J, M\rangle$  contribuant à la densité de niveaux  $\rho(E, M)$  pour différentes valeurs de  $M$  [96].

La densité de niveaux d'un noyau d'énergie  $E$  et de moment angulaire  $J$  est alors égale à :

$$\begin{aligned}
 \rho(E, J) &= \omega(E) [p(M = J) - p(M = J + 1)] dE \\
 &= \omega(E) \left( \frac{dp}{dM} \right)_{J+\frac{1}{2}} \\
 &\approx \omega(E) \frac{(2J+1)}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right)
 \end{aligned} \tag{B.5.19}$$

Finalement, la distribution en moment angulaire total d'un noyau s'écrit :

$$P(J) = \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right) \tag{B.5.20}$$

## 2. Cas $E \in \Omega_{discret}$ :

Maintenant que la distribution  $P(J)$ , définie par son paramètre de spin cut-off, est connue dans la partie continuum du schéma de niveaux du noyau, la formulation du spin cut-off dans la partie discrète du schéma de niveaux, *i.e.* pour des énergies  $E \ll Sn$ , est maintenant étudiée. La démonstration suivante est inspirée de [104].

D'après B.5.5 le spin cut-off s'écrit :

$$\sigma^2(E) = \frac{\sum_M M^2 \omega(E, M)}{\omega^{tot}(E)} \tag{B.5.21}$$

avec  $\omega(E, M)$  la densité d'états d'énergie  $E$  et de projection  $M$  et  $\omega^{tot}(E)$  la densité totale d'états d'énergie  $E$ .

Sur une plage en énergie suffisamment petite  $[E_L; E_U]$ , la densité d'états  $\omega(E_U)$  dépend, d'après (B.5.14), du nombre d'états cumulé  $N^c(E_U)$  tel que :

$$\omega(E_U) = \frac{N^c(E_U) - N^c(E_L)}{E_U - E_L} \tag{B.5.22}$$

Sachant qu'un état est caractérisé par un triplet  $|E, J, M\rangle$ , le nombre d'états cumulé s'écrit à une énergie  $E_U$  :

$$N^c(E_U) = \sum_{i=1}^{N_U^c} (2J_i + 1) \tag{B.5.23}$$

En se servant de l'identité B.5.6 le numérateur de l'Équation B.5.21 s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \sum_M M^2 \omega(E, M) &= \sum_{i=N_L^c}^{N_U^c} \sum_{M=-J_i}^{+J_i} M^2 \\
 &= \frac{1}{3} \sum_{i=N_L^c}^{N_U^c} J_i(J_i + 1)(2J_i + 1)
 \end{aligned} \tag{B.5.24}$$

La densité d'états totale est alors obtenue en injectant (B.5.23) dans (B.5.22). Le paramètre de spin cut-off pour les états discrets du noyau défini par (B.5.21) s'écrit alors :

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=N_L^c}^{N_U^c} J_i(J_i + 1)(2J_i + 1)}{3 \sum_{i=N_L^c}^{N_U^c} (2J_i + 1)} \tag{B.5.25}$$

Finalement, le moment angulaire des noyaux suit une distribution de Rayleigh, donnée par l'Equation B.5.20, et dont le paramètre de spin cut-off  $\sigma$  est défini par :

$$\sigma^2 = \begin{cases} \frac{\sum_{i=N_L}^{N_U^c} J_i(J_i+1)(2J_i+1)}{3 \sum_{i=N_L}^{N_U^c} (2J_i+1)} & , \text{ pour } E \in \Omega_{discret} \\ N \left( j + \frac{1}{2} \right)^2 = \frac{I_{rig} T}{\hbar^2} & , \text{ pour } E \in \Omega_{continue} \end{cases} \quad (\text{B.5.26})$$

Dans RIPL-3 [97], une zone en énergie intermédiaire est considérée qui lie linéairement les deux valeurs de spin cut-off selon la relation (B.4.26).

### 5.2.2.2 Approche dynamique, cas des fragments de fission

En 1960, V. M. Strutinskii [105] explique qualitativement que le moment angulaire des fragments de fission apparaît au point de scission. Après la rupture brutale du col en ce point, la force de répulsion coulombienne génère un couple de force sur chacun des fragments qui les fait tourner dans des directions opposées. Ces derniers gagnent donc du moment angulaire lors de la phase d'accélération. Il montre de plus que la distribution angulaire  $W^L(\theta)$  des gammas de multipolarité  $L$  est corrélée à la valeur du moment angulaire initial des fragments  $J$  selon :

$$W^L(\theta) = 1 + k_L \left( \frac{\hbar^2 J}{IT} \right)^2 \sin^2(\theta) \quad (\text{B.5.27})$$

avec  $k_L$  une constante dont la valeur dépend de  $L$ ,  $I$  le moment d'inertie du fragment,  $T$  la température du noyau et  $J$  le moment angulaire initial du fragment après la phase d'accélération. Cette relation permet donc de déterminer la valeur de  $J$ , qui n'est pas une observable, à partir des distributions angulaires des gammas émis par les fragments.

Ensuite en 1965, J. R. Nix et J. Swiatecki [106] expliquent que l'origine du moment angulaire des fragments se trouve au point selle, où les deux fragments sont en équilibre statistique. Là, les modes d'excitation collectifs qui contribuent effectivement au moment angulaire sont le *bending* mode et le *wriggling* mode dont une représentation est visible sur la Figure B.5.7. Le mode *bending* correspond à la rotation des fragments qui se touchent : l'un tournant dans le sens trigonométrique et l'autre dans le sens horaire. Le mode *wriggling* correspond lui à la rotation de chacun des fragments dans le même sens (trigonométrique ou horaire) et à la rotation de l'ensemble du système dans le sens contraire, ce qui assure la conservation du moment angulaire total.

L'évolution du système du point selle jusqu'à la séparation des fragments permet alors de montrer que leur distribution de moment angulaire est une distribution de Rayleigh. Ils montrent que les fragments formés lors de la fission d'un noyau de  $^{213}\text{At}$  de température  $T = 1.13$  MeV ont un moment angulaire de  $8.5 \hbar$  à la scission.

Ensuite il détermine la variation du moment angulaire des fragments lors de la phase d'accélération. En effet lorsque l'axe de symétrie des fragments est non aligné par rapport à l'axe de fission, ces derniers subissent un couple de force qui fait varier leur moment angulaire. Deux cas sont alors considérés suivant si les fragments sont visqueux ou non. Dans le cas où ils sont visqueux, leur déformation quadripolaire est considérée comme fixe et le couple de force qu'ils subissent est alors important. Le fragment gagne donc un moment angulaire important. Dans le cas où ils sont non visqueux, ils oscillent et passent rapidement d'une forme oblate à prolate, conduisant à une variation moyenne du moment angulaire faible.

Nix et al. déterminent que si lors de la phase d'accélération les fragments sont visqueux, leur moment angulaire est de  $15 \hbar$  lorsqu'ils seront à l'infini l'un de l'autre. S'ils sont non-visqueux, il est seulement de  $10 \hbar$ .

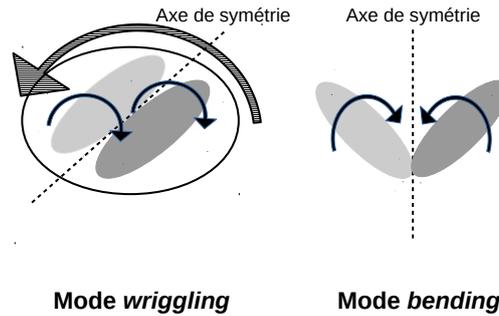


FIGURE B.5.7 – Modes de vibrations collectifs Wriggling (gauche) et Bending (droite) des fragments de fission.

En 1969, J. O. Rasmussen [107] propose un modèle, dans lequel l'un des fragments est sphérique, où au point de scission, il existe une barrière d'énergie potentielle suffisamment élevée pour que seuls les états collectifs de basse énergie des modes *bending* soient excités. Le moment angulaire des fragments à la scission est alors déterminé en décomposant la fonction d'onde du fragment déformé sur la base des harmoniques sphériques. La distribution de moment angulaire obtenue est une distribution de Rayleigh dont le paramètre de spin cut-off est associé à l'angle entre l'axe de symétrie du noyau et l'axe de fission. Cet angle dépend d'un paramètre d'inertie et de l'énergie cinétique des fragments. Dans le cas de la fission du  $^{239}\text{Pu}$ , ils déterminent que le  $^{108}\text{Ru}$  (dont le noyau complémentaire est sphérique) possède un moment angulaire d'environ  $5.5 \hbar$ . Ensuite lors de la phase d'accélération des fragments, si le  $^{108}\text{Ru}$  est visqueux ou non, le gain de moment angulaire sera respectivement de  $\sim 5.5 \hbar$  ou de  $\sim 2 \hbar$ . Le gain de moment angulaire lors de la phase d'accélération peut aller jusqu'à 50 % si le fragment est visqueux et jusqu'à 20 % dans le cas contraire.

En 1974, M. Zielinska-Pfabé et K. Dietrich [108] généralisent le travail de J. O. Rasmussen à deux noyaux déformés et prennent aussi en compte la dynamique du système fissionnant lors de sa descente du point selle au point de scission. Si cette descente est adiabatique il n'y a pas de transfert d'énergie entre les degrés de liberté collectifs et intrinsèques. Les états collectifs de basse énergie sont alors majoritairement occupés et le moment angulaire des fragments est compris entre 4 et  $5 \hbar$ . Par contre si il y a un couplage entre les états collectifs et intrinsèques, des états collectifs de plus haute énergie sont occupés menant à des moments angulaires plus élevés compris entre  $5.5$  et  $7 \hbar$  [108]. La distribution du moment angulaire en fonction de la masse des fragments alors obtenue est présentée sur la Figure B.5.8. Cette distribution montre que pour les groupes légers et lourds le moment angulaire a une évolution globalement linéaire et que plus l'énergie d'excitation des fragments est élevée, plus la valeur de leur moment angulaire est élevée. La différence de moment angulaire peut atteindre  $3 \hbar$  entre une évolution adiabatique du système fissionnant et une dans laquelle le couplage entre les degrés de liberté collectifs et intrinsèques est important. Cette figure montre aussi qu'en moyenne les fragments lourds ont un moment angulaire d'environ 20-40 % plus important que celui des légers.

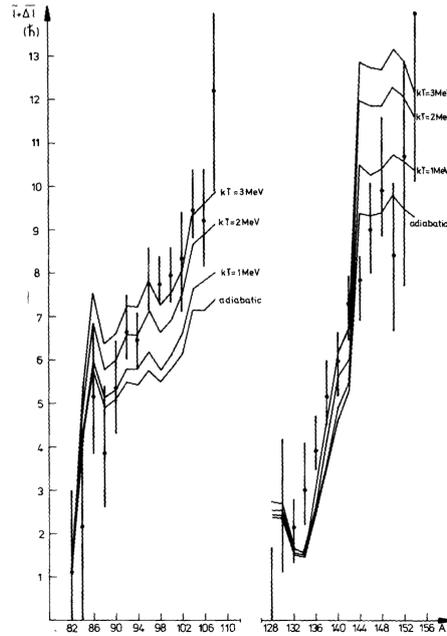


FIGURE B.5.8 – Évolution du moment angulaire ( $l$  moment angulaire à la scission et  $\Delta l$  variation du moment angulaire lors de la phase d'accélération) en fonction de la masse des fragments et pour différentes températures  $T$  des noyaux [108].

### 5.2.2.3 Données expérimentales

Le moment angulaire total initial ( $J_i$ ) des fragments de fission ne peut pas être mesuré. Ce sont les gammas prompts de fission qui comportent cette information car ce sont eux qui permettent aux fragments initialement dans un état de haut spin de rejoindre leur état fondamental de faible spin. Leurs propriétés telles que leur distribution angulaire ou leur multiplicité comportent donc beaucoup d'informations sur la valeur de  $J_i$ . L'ajustement de ces données expérimentales par un modèle de désexcitation de fragments dont le paramètre libre est  $J_i$  permet donc de déduire la valeur de  $J_i$ .

Les données couramment utilisées pour déterminer  $J_i$  sont les mesures de distributions angulaires des gammas, de rapport d'embranchement isomérique et d'intensité des transitions gammas de basses énergies. Les méthodes de détermination de  $J_i$  à partir de ces données sont maintenant exposées.

#### Mesures des distributions angulaires des gammas prompts

Les mesures de la distribution angulaire  $W(\theta)$  des gammas prompts par rapport à l'axe de fission permettent de déterminer la multipolarité des gammas émis et donc l'alignement des moments angulaires des fragments par rapport à l'axe de fission. Avec un modèle statistique de désexcitation des fragments dans lequel l'émission neutron puis gamma est réalisée, K. Skarsvag [77] ( $^{252}\text{Cf}$ ) reproduit  $W(\theta)$  en suivant à chaque étape du calcul l'évolution du moment angulaire du noyau et de son orientation. Avec ce modèle de désexcitation, basé sur les travaux de Strutinskii (Équation B.5.27), il détermine un moment angulaire moyen d'une valeur de  $J_{RMS} = 6.5 \pm 1.0 \hbar$ .

#### Mesures des rapports d'embranchements

Le rapport isomérique d'un noyau, noté  $R = Y_m/Y_{tot}$ , est défini comme le rapport du nombre de fragments ( $Y_m$ ) dont la désexcitation peuple un état métastable du noyau avant de rejoindre l'état fondamental sur le nombre total de fragments ( $Y_{tot}$ ). Expérimentalement, les mesures de rapport d'embranchement se restreignent aux fragments dont la décroissance mène à un état isomérique de temps de vie d'au moins quelques microsecondes puisque ces mesures sont réalisées par spectroscopie gamma.

Dans les années 1960, le moment angulaire initial des fragments est déduit avec le modèle de désexcitation statistique de Huizenga et Vandenboch [109, 110], dans lequel un algorithme de type Hauser-Feschbach est mis en place. Un des paramètres ajustables du code est la valeur du spin cut-off  $\sigma$ . Avec ce modèle, les différentes études de D. G. Sarantites et al. [111], de H. Naik et al. [79] et de N. Imanishi et al. [78], réalisées sur un nombre important de systèmes fissionnants, ont montré que les valeurs de  $J_{RMS}$  varient entre  $5 \hbar$  et  $11 \hbar$ .

### Mesures des intensités de transitions gammas de basse énergie

J. B. Wilhelmy et al. [70] ( $^{252}\text{Cf}(sf)$ ) déduisent le moment angulaire total initial  $J_i$  à partir des intensités des transitions gammas de basse énergie pour les derniers niveaux rotationnels de noyaux pair-pair. Deux méthodes sont alors utilisées pour extraire  $J_i$ .

La première consiste à comparer les intensités mesurées à des intensités intra-bandes préalablement calculées pour des réactions avec des particules chargées  $A(\text{particule chargée}, xn)B$ , dont le moment angulaire initial est obtenu par un calcul de modèle optique. La mise en correspondance des intensités gammas, permet alors de déduire  $J_i$ . Cette méthode suppose que les états finaux peuplés proviennent d'un même état initial quelle que soit la réaction.

La deuxième méthode d'analyse utilisée consiste à reproduire les intensités mesurées avec un modèle de désexcitation dans lequel les émissions neutron et gamma sont découplées.

Les deux méthodes utilisées conduisent à des résultats différents en absolu. Par exemple les moments angulaires du  $^{144}\text{Ba}$  obtenus avec la première et la seconde méthode sont respectivement  $9.2 \hbar$  et  $6.7 \hbar$ . Cependant ces études montrent que les fragments lourds ont en moyenne un moment angulaire supérieur de 20 % par rapport à celui des légers, et ce quelle que soit la méthode utilisée.

De manière générale, les résultats des différentes méthodes montrent que la valeur du moment angulaire des fragments varie entre  $5 \hbar$  et  $11 \hbar$  (Tableau B.5.6). Les incertitudes associées au moment angulaire sont de l'ordre de 1-2  $\hbar$ .

Auteur	$J_{RMS,L} [\hbar]$	$J_{RMS,H} [\hbar]$	$J_{RMS} [\hbar]$
Skarsvarg [77]	6.83	6.09	6.5
Sarantites [111]	/	/	5
Naik [79]	/	/	5-11
Wilhelmy [70]	/	$1.2 \bar{J}_L$	$\approx 7$

Tableau B.5.6 – Comparaison des moments angulaires initiaux pour les fragments légers ( $J_{RMS,L}$ ) et lourds ( $J_{RMS,H}$ ) issus de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . Ces valeurs ont des incertitudes de 1-2  $\hbar$ .

### Conclusion

La distribution du moment angulaire  $J$  d'un noyau isolé, considéré comme un gaz de Fermi, est une distribution de Rayleigh dont le paramètre de spin cut-off  $\sigma$  dépend de la masse, de la déformation et de la température du noyau. Lors d'une réaction de fission, la distribution au point de scission, du moment angulaire des fragments est aussi une distribution de Rayleigh. Le paramètre de spin cut-off dépend alors de la dynamique du système fissionnant du point selle jusqu'au point de scission et de l'orientation des fragments par rapport à l'axe de fission. Une fois séparés, les fragments gagnent un moment angulaire par l'intermédiaire du couple de force coulombien qu'ils subissent. Ce gain dépend de la viscosité des fragments.

Expérimentalement, le  $J$  des noyaux est généralement déterminé à partir d'un code de désexcitation. Le paramètre de spin cut-off  $\sigma$  de la distribution de moment angulaire initial des fragments est ajusté de manière à reproduire les données expérimentales.

Les résultats expérimentaux montrent dans l'ensemble que le  $J$  des fragments varie entre  $5 \hbar$  et  $11 \hbar$ . Cependant comme le montre le Tableau B.5.6, il n'y a pas de consensus quant aux valeurs relatives des moments angulaires des fragments légers par rapport à ceux des lourds. En effet,

J. B. Wilhelmy et al. [70] trouvent que le  $J$  des fragments lourds est plus important que celui des légers d'environ 20 % contrairement à K. Skarsvarg [77] qui trouvent que le  $J$  des fragments légers est plus important que celui des lourds d'environ 15 %.

Avant le début de cette thèse, le code FIFRELIN échantillonnait le moment angulaire initial des fragments dans une distribution de Rayleigh pour laquelle  $\sigma$  est une constante ( $\sigma_L$  pour le groupe des légers et  $\sigma_H$  pour le groupe des lourds). Lors de l'étude de la réaction de fission, ce code permet de reproduire les multiplicités neutrons  $\bar{\nu}$  seulement pour des valeurs de  $\sigma$  de l'ordre de 10-12  $\hbar$ , menant à des  $J_{RMS}$  pour les fragments de 11-13  $\hbar$ . Ces valeurs élevées de moment angulaire conduisent à une surestimation des observables gammas expérimentales de l'ordre de 10-20 % comme il a été montré dans la Section 5.1. Ces valeurs élevée de  $J_{RMS}$  surestiment de manière générale les valeurs expérimentales qui ont été présentées.

Dans cette thèse je me suis donc intéressé à des distributions en moment angulaire total initial des fragments dont le paramètre de spin cut-off tient compte de l'identité, de la déformation et de la température des fragments. Les différents modèles étudiés sont décrits avant de quantifier leur influence sur les observables de fission.

### 5.2.3 Modèles de spin cut-off

Plusieurs modèles de spin cut-off ont été implémentés dans le code FIFRELIN pour étudier leur influence et voir si l'un d'entre eux permet de mieux reproduire les données expérimentales. Les modèles de spin cut-off étudiés sont le modèles *Constant* :  $\sigma = cste$ , le modèle *Linear* dépendant de la masse des fragments :  $\sigma = \sigma(A)$  et les modèles *Inertia* et *Inertia + Shell* dont la paramétrisation dépend de l'identité et de l'énergie d'excitation des fragments :  $\sigma = \sigma(A, Z, U)$ . Ces quatre modèles sont maintenant décrits et leurs influences sur les observables de fission quantifiées.

#### Le modèle *Constant*

Le modèle *Constant* est le modèle originel implémenté dans le code FIFRELIN. Les moments angulaires des fragments légers (L) et lourds (H) sont échantillonnés dans deux distributions données par l'Équation B.4.9 dont les paramètres de spin cut-off sont constants tel que :

$$\begin{cases} \sigma_L = k_L \\ \sigma_H = k_H \end{cases} \quad (\text{B.5.28})$$

avec  $k_L$  et  $k_H$  deux paramètres libres de la simulation.

Ce modèle n'a pas d'origine physique particulière mais permet de reproduire avec plus ou moins de succès les observables de fission.

#### Le modèle *Linear*

Le modèle *Linear* est introduit d'après les mesures de multiplicité gamma en fonction de la masse  $\bar{M}_\gamma(A)$  réalisées par P. Armbruster [112, 113]. La corrélation  $\bar{M}_\gamma(A)$  a une allure en dent de scie. Un paramètre de spin cut-off dépendant linéairement de  $A$  a été introduit pour les fragments légers et lourds tel que :

$$\begin{cases} \sigma(A)_L = a_L A + b_L \\ \sigma(A)_H = a_H A + b_H \end{cases} \quad (\text{B.5.29})$$

avec  $a_i$  le taux d'accroissement de  $\sigma_i$  et  $b_i$  les spins cut-off associés aux masse des fragments de plus hauts rendements :  $A_L \sim 100$  et lourds  $A_H \sim 140$ . Ce modèle introduit quatre paramètres libres dans la simulation.

H. Albinsson [74] a montré qu'une telle structure dans la multiplicité gamma en fonction de la masse des fragments peut provenir de la fenêtre de coïncidence de sélection des fragments utilisée

et du seuil en énergie de détection. Une sélection de ces résultats présentée sur la Figure B.5.9 montre que l'allure des distributions  $M_\gamma(A)$  construite avec des gammas d'énergie de 200 keV (partie gauche de la figure) ou des gammas d'énergie comprise entre 400 et 800 keV (partie droite de la figure) présentent respectivement une allure de dent de scie et une allure en dent de scie inverse. De plus, H. Albinsson montre qu'en sélectionnant les gammas émis par les fragments entre 10 et 100 ps après la fission, ce qui est le cas de P. Armbruster,  $M_\gamma(A)$  a une forme en dent de scie alors que ce n'est pas le cas lorsque la fenêtre temporelle d'acquisition s'étend de zéro à quelques ns.

Compte tenu du nombre de paramètres libres de la simulation qui augmente de deux par rapport au modèle *Constant* et des controverses qu'il y a autour des résultats expérimentaux de Armbruster, il a été décidé de ne pas exposer les prédictions de ce modèle dans ce document. Des résultats de ce modèle obtenus avec le code FIFRELIN peuvent être trouvés dans [114] et [102].

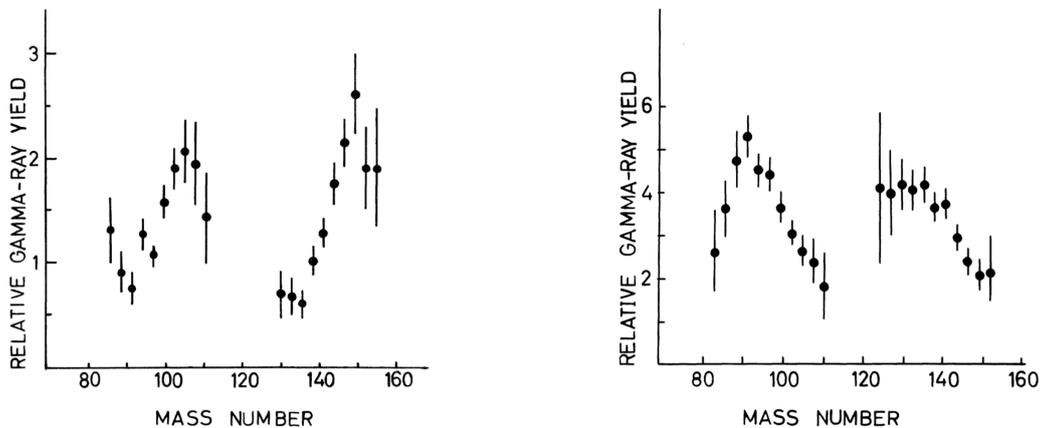


FIGURE B.5.9 – Importance relative des gammas d'énergie de 200 keV (gauche) et d'énergie de [400;800] keV (droite) en fonction de la masse des fragments. La plage temporelle d'acquisition est [200; 1500] ps après la fission thermique de  $^{235}\text{U}$  [74].

### Le modèle *Inertia*

Le modèle appelé ici *Inertia*, est celui introduit par H. A. Bethe [98] dont l'expression a été démontrée dans la Section 5.2.2. Le paramètre de spin cut-off s'écrit :

$$\sigma(A, Z, U) = \alpha \sqrt{I_{rig} T} \quad (\text{B.5.30})$$

avec  $\alpha$  un paramètre libre de la simulation,  $I_{rig}$  le moment d'inertie du noyau et  $T$  sa température définie par  $T = \sqrt{\frac{U}{a}}$ . Le paramètre de densité de niveaux  $a(A, Z)$  utilisé est celui prescrit par V. A. Ignatyuk (cf. Équation B.4.12) qui contient des effets de structures, notamment des corrections de couche  $\delta W(A, Z)$ .

L'évolution du moment angulaire moyen ( $J_{RMS}$ ) en fonction de la masse et de l'énergie des fragments est représentée sur la Figure B.5.10. De manière générale, ce modèle montre que la valeur du moment angulaire  $J_{RMS}$  des fragments légers a une dépendance énergétique moins importante que les fragments lourds, dû au fait que le facteur d'amortissement présent dans le paramètre de densité de niveaux est inversement proportionnel à la masse :  $\gamma = \frac{\gamma_0}{A^{1/3}}$ .

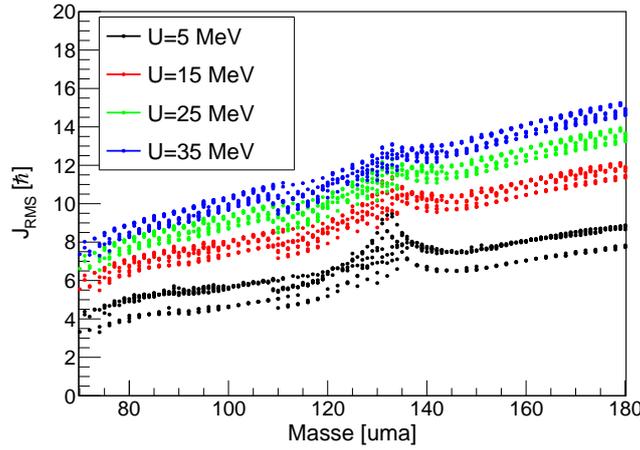


FIGURE B.5.10 – Évolution du moment angulaire  $J_{RMS} = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\sigma - 0.5$  en fonction de la masse du fragment, pour différentes énergies d'excitation intrinsèques  $U$  du fragment obtenue avec le modèle de spin cut-off *Inertia*. Ces courbes sont obtenues avec le paramètre  $\alpha=1$ .

### Le modèle *Inertia + Shell*

Dans le modèle *Inertia + Shell* des effets de structure sont ajoutés au modèle *Inertia* et le paramètre de spin cut-off prend la forme :

$$\sigma(A, Z, U) = \alpha \sqrt{I_{rig} T \frac{a}{\tilde{a}}} \quad (\text{B.5.31})$$

avec  $a(A, Z)$  et  $\tilde{a}$  définis par les Équations B.4.12 et B.4.13 et  $\alpha$  un paramètre libre. Les effets de structure sont ajoutés au modèle *Inertia* par l'intermédiaire du terme  $\frac{a}{\tilde{a}} = 1 + \delta W(A, Z) \frac{1 - e^{-\gamma U}}{U}$ . Cette formulation a été introduite de manière semi-empirique par S. Kataria [115] et ensuite retrouvée par S. Goriely par une approche microscopique [116].

## 5.2.4 Influence des modèles de spin cut-off

### 5.2.4.1 États initiaux des fragments

Dans cette section un aparté est fait sur l'importance du choix de la paramétrisation, effective ou collective, du paramètre de densité de niveaux ( $a_{LDP}$ ) prescrit par Ignatyuk (Équation B.4.12) utilisé lors du processus de partage de l'énergie d'excitation entre les fragments. Ensuite les difficultés, les solutions techniques et l'influence des choix réalisés permettant d'utiliser un paramètre de spin cut-off dépendant de l'énergie sont présentés.

### Paramètre de densité de niveaux

Dans le modèle FIFRELIN, lors du partage de l'énergie d'excitation entre les deux fragments, la question du choix de la paramétrisation de  $a_{LDP}$  se pose.

En effet les valeurs des paramètres de  $a_{LDP}$  ( $\alpha, \beta, \gamma_0$ ), contenus dans la densité de niveaux  $\rho$ , sont obtenues par l'ajustement des paramètres des modèles de densité de niveaux sur diverses données expérimentales (cf. Section 4.2). Lors de l'ajustement, les densités de niveaux peuvent contenir de manière explicite ou implicite les effets collectifs rotationnels et vibrationnels par la présence ou non de facteurs d'accroissement  $K_{rot}$  et  $K_{vib}$  [104] tel que :

$$\rho = \begin{cases} K_{vib} K_{rot} \rho_{int}(a_{coll}) & , \text{effets collectifs explicitement pris en compte} \\ \rho_{int}(a_{eff}) & , \text{effets collectifs implicitement pris en compte} \end{cases} \quad (\text{B.5.32})$$

Dans le cas où les effets collectifs sont explicitement pris en compte lors du processus d'ajustement, le paramètre de densité de niveaux  $a_{coll}$  contient seulement les effets dus à l'énergie intrinsèque du noyau. Lorsque ils ne sont pas explicitement pris en compte, ils sont contenus dans le paramètre de densité de niveaux effectif  $a_{eff}$ . Les différentes paramétrisations de  $a_{LDP}$  sont présentées dans le Tableau B.5.7 pour le modèle CGCM utilisé. Ce tableau montre bien que  $a_{eff}$  est supérieur à  $a_{coll}$  car la prise en compte des effets collectifs dans  $a_{eff}$  conduit à une densité de niveaux intrinsèque plus importante :  $\rho_{int}(a_{eff}) > \rho_{int}(a_{coll})$ .

Modèles	Paramètres		
CGCM	$\alpha$	$\beta$	$\gamma_0$
$a_{eff}$	0.0692559	0.282769	0.433090
$a_{coll}$	0.0207305	0.229537	0.473625

Tableau B.5.7 – Paramétrisations de  $a_{LDP}$  suivant la prescription d'Ignatyuk pour le modèle CGCM [104].

Jusqu'à maintenant, la paramétrisation effective  $a_{eff}$  était utilisée lors du calcul de la température de chacun des fragments ( $T = \sqrt{U/a_{LDP}}$ ) (cf. Section 4.1.2). Or durant ce processus, l'énergie de rotation des noyaux est soustraite de l'énergie d'excitation totale  $TXE$ . L'énergie totale intrinsèque restante  $TXE^*$  ne contient donc pas d'énergie collective rotationnelle. La soustraction d'une énergie rotationnelle permet donc de ne considérer que les densités de niveaux intrinsèques. Dans ce cas la paramétrisation collective de  $a_{LDP}$  est utilisée. Le fait d'utiliser  $a_{coll}$  bien que le code FIFRELIN ne soustrait aucune énergie vibrationnelle ne pose *a priori* pas de problème puisque généralement  $K_{rot} \approx 10K_{vib}$  [117], car les états rotationnels sont construits sur des états vibrationnels.

Le Tableau B.5.8 montre que l'utilisation de  $a_{eff}$  ou de  $a_{coll}$  avec le modèle de spin cut-off *Constant* change légèrement la balance entre le nombre de neutrons émis par les fragments légers et lourds, mais n'affecte pas  $\bar{\nu}^{tot}$ . Les spectres neutrons et gammas ne sont pas non plus affectés. Par conséquent, avec un modèle de spin cut-off *Constant*, l'utilisation dans le code FIFRELIN d'un paramètre de densité de niveaux effectif ou collectif lors du partage de l'énergie d'excitation n'a pas d'influence sur les observables prédites.

En revanche avec le modèle de spin cut-off dépendant de la température tel que le modèle *Inertia + Shell*, l'utilisation de  $a_{coll}$  à la place de  $a_{eff}$  diminue le nombre de neutrons émis par les fragments lourds et légers respectivement de 0.14 et de 0.01 neutron. Sur la Figure B.5.11 (gauche) représentant  $\bar{\nu}(A)$ , les fragments ayant une masse comprise entre 132 et 170 uma émettent moins de neutrons lorsque  $a_{coll}$  est utilisé à la place de  $a_{eff}$ . Ce changement de paramétrisation conduit à l'émission en moyenne de 2 gammas supplémentaires et à une augmentation de 15 % du nombre de gamma d'énergie inférieure à 1.5 MeV (droite de la Figure B.5.11). Ces observations s'expliquent par l'augmentation du moment angulaire moyen des fragments lors de l'utilisation de  $a_{coll}$  qui conduit à l'ouverture de la zone de compétition  $n/\gamma$  pour des énergies d'excitation plus grandes.

Le choix de la paramétrisation de  $a_{LDP}$ , effective ou collective, a donc une influence considérable sur les observables de fission dans le cas où un modèle de spin cut-off dépendant de l'énergie d'excitation du fragment est utilisé.

La paramétrisation de  $a_{LDP}$  collective,  $a_{coll}$ , est donc maintenant utilisée lors du partage de l'énergie d'excitation entre les fragments.

Modèles		Observables								
		Spins		Neutrons				Gammas		
Spin cut-off	LDP	$\bar{J}_L$	$\bar{J}_H$	$\bar{\nu}_L$	$\bar{\nu}_H$	$\bar{\nu}^{tot}$	$\langle \epsilon_n \rangle^{Lab}$	$\bar{M}_\gamma^{tot}$	$\langle E_\gamma^{tot} \rangle$	$\langle \epsilon_\gamma \rangle^{Lab}$
<i>Constant</i>	$a_{eff}$			2.047	1.709	3.756	2.124	11.44	8.006	0.701
	$a_{coll}$			2.080	1.671	3.751	2.126	11.44	8.012	0.701
<i>Inertia+Shell</i>	$a_{eff}$	11.23	14.99	2.073	1.758	3.832	2.100	10.68	7.533	0.706
	$a_{coll}$	13.05	17.52	2.064	1.620	3.684	2.119	12.64	8.491	0.672

Tableau B.5.8 – Observables moyennes obtenues avec une paramétrisation effective et collective du paramètre de densité de niveaux, pour les modèles de spin cut-off *Constant* et *Inertia+Shell* ( $\Delta t = 3$  ns,  $E^{cut} = \emptyset$ ). Les énergies sont exprimées en MeV et les moments angulaires en  $\hbar$ . Les incertitudes sont  $\sigma(\nu) = 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma(\epsilon_n) = 4 \cdot 10^{-3}$  MeV,  $\sigma(M_\gamma) = 2 \cdot 10^{-2}$  et  $\sigma(\epsilon_\gamma) = 2 \cdot 10^{-3}$  MeV.

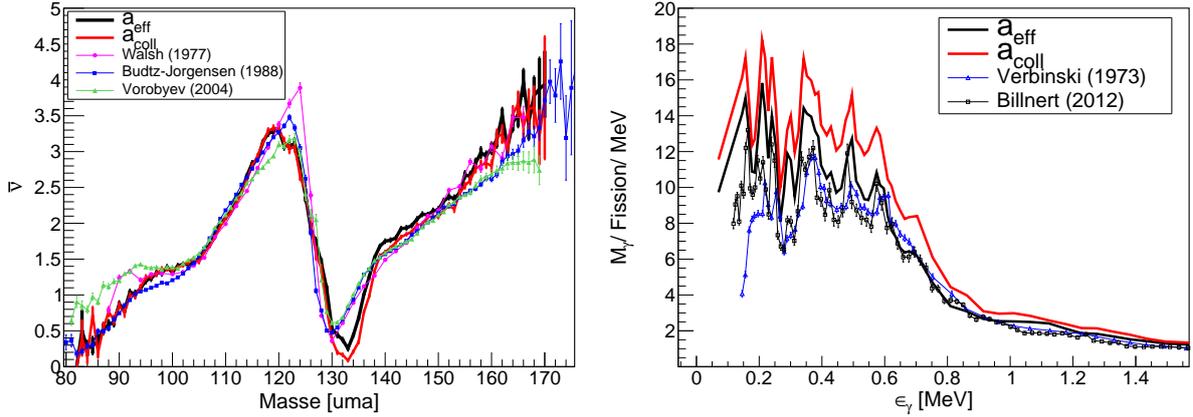


FIGURE B.5.11 – Multiplicité neutron en fonction de la masse des fragments  $\bar{\nu}(A)$  (gauche) et spectres gammas de basse énergie ( $\Delta t = 3$  ns,  $E^{cut} = \emptyset$ ) (droite) obtenus avec l'utilisation d'un paramètre de densité de niveaux effectif ou collectif, lors du processus de partage de l'énergie entre les fragments et avec un modèle de spin cut-off *Inertia+Shell*.

### Distributions des états initiaux

L'utilisation d'un paramètre de spin cut-off dépendant de l'énergie d'excitation lors de la définition de l'état initial des fragments a soulevé le problème de la convergence de cet état initial. En effet une dépendance forte est créée entre la valeur du moment angulaire et l'énergie d'excitation du noyau. Ces deux distributions ne sont plus indépendantes comme avec le modèle de spin cut-off *Constant* avec lequel le moment angulaire est échantillonné une seule fois au début du processus du partage de l'énergie d'excitation. Avec les modèles *Inertia* et *Inertia + Shell*, la valeur du paramètre  $\sigma(A, Z, U)$  et donc la forme de la distribution  $P(J|\sigma(A, Z, U))$  change à chaque fois que l'énergie du fragment évolue, *i.e.* à chaque itération du processus. L'évolution de  $P(J|\sigma(A, Z, U))$  nécessite donc l'échantillonnage à chaque itération d'une nouvelle valeur de  $J$ , qui modifie l'énergie rotationnelle  $E^{rot,tot}$ , donc la valeur de  $TXE^*$  et ainsi de suite. Avec cet algorithme, la convergence du processus dépend de la probabilité d'échantillonner successivement deux valeurs de moments angulaires très proches. Dans le cas contraire l'énergie rotationnelle va augmenter ou diminuer de manière drastique et ne permet pas la convergence de l'état initial des fragments. Dans ce cas, l'événement de fission est alors rejeté. La simulation est alors biaisée comme le montre l'allure des rendements en masse avant évaporation (Figure B.5.12 droite) des fragments de fissions dont l'état initial a convergé.

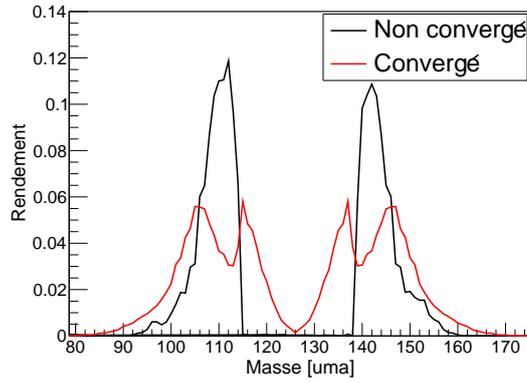


FIGURE B.5.12 – Rendements en masse avant évaporation représentent respectivement les événements de fission dont l’attribution des états initiaux des fragments a échoué et réussi.

Pour surmonter ce problème, il a été décidé de réaliser une convergence de l’état initial avec la valeur du moment angulaire moyen  $J_{RMS}$  associée à la distribution  $P(J|\sigma(A, Z, U))$  tel que  $J_{RMS}(A, Z, U) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\sigma(A, Z, U) - 0.5$ . Par conséquent l’énergie de rotation ne varie plus drastiquement à chaque itération. Cette solution technique ne changera pas les observables moyennes qui pourraient être obtenues avec un échantillonnage de  $J$  dans l’ensemble de  $P(J|\sigma(A, Z, U))$ .

Les distributions des états initiaux dans le plan ( $E, J$ ) des fragments légers et lourds obtenues avec les modèles de spin cut-off *Constant* et *Inertia+Shell* sont représentées sur la Figure B.5.13. L’espace des états initiaux des fragments exploré avec le modèle *Inertia* (Figure B.5.13 colonne de droite) est très restreint par rapport à celui exploré avec le modèle *Constant* (Figure B.5.13 colonne de gauche). Ceci est la conséquence directe de la convergence de l’état initial en  $J_{RMS}$  des fragments.

Les distributions de moment angulaire  $P(J)$  des fragments légers et lourds sont respectivement représentées sur la Figure B.5.14 à gauche et à droite. Les distributions obtenues avec le modèle *Constant* (courbes noires) sont des distributions de Rayleigh dont le moment angulaire varie entre  $0 \hbar$  et  $40 \hbar$ . Lorsque le partage de l’énergie d’excitation est réalisé avec le modèle de spin cut-off *Inertia*, les  $P(J)$  (courbes rouges) sont beaucoup plus étroites que ceux obtenus avec le modèle *Constant* (courbes noires). Avec le modèle *Inertia*, les valeurs des moments angulaires initiaux des fragments légers varient entre  $5 \hbar$  et  $22 \hbar$ . Pour les fragments lourds, elles varient entre  $8 \hbar$  et  $30 \hbar$ . Les distributions de moment angulaire sont très différentes d’une distribution de Rayleigh.

Les distributions d’énergie d’excitation des fragments légers et lourds, visibles sur la Figure B.5.15, ne sont quant à elles pas affectées par le changement de modèle de spin cut-off. Par conséquent le modèle de spin cut-off *Inertia* (*Inertia + Shell*) ne modifie pas le partage de l’énergie d’excitation entre les deux fragments.

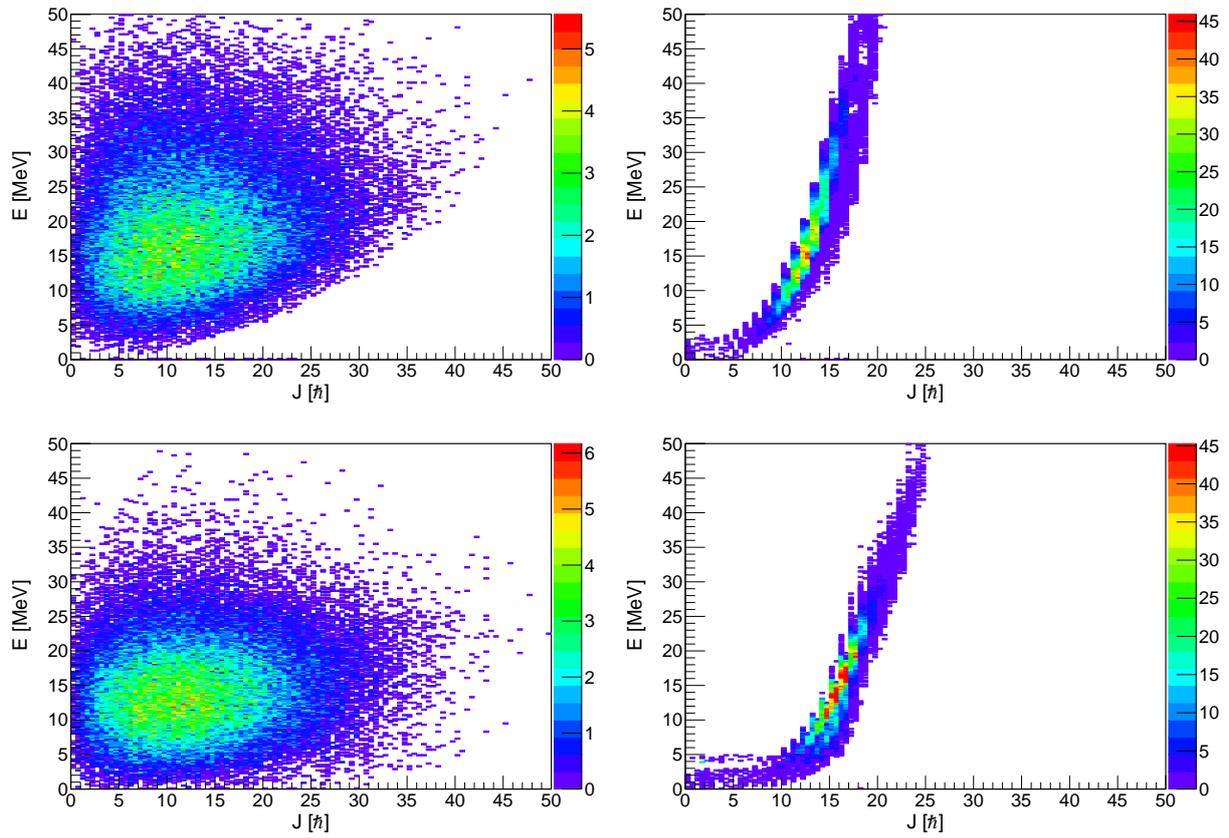


FIGURE B.5.13 – Représentation dans le plan  $(E, J)$  de la distribution des états initiaux des fragments légers (haut) et lourds (bas) échantillonnés avec le modèle de spin cut-off Constant (droite) et Inertia (gauche).

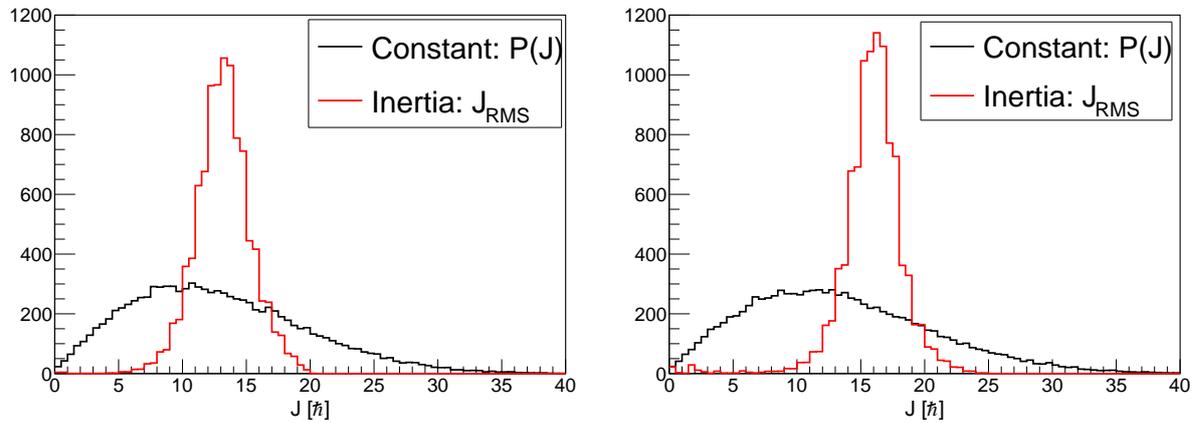


FIGURE B.5.14 – Distributions du moment angulaire initial des fragments légers (gauche) et lourds (droite) obtenues avec les modèles de spin cut-off Constant ( $P(J)$ ) et Inertia ( $J_{RMS}$ ).

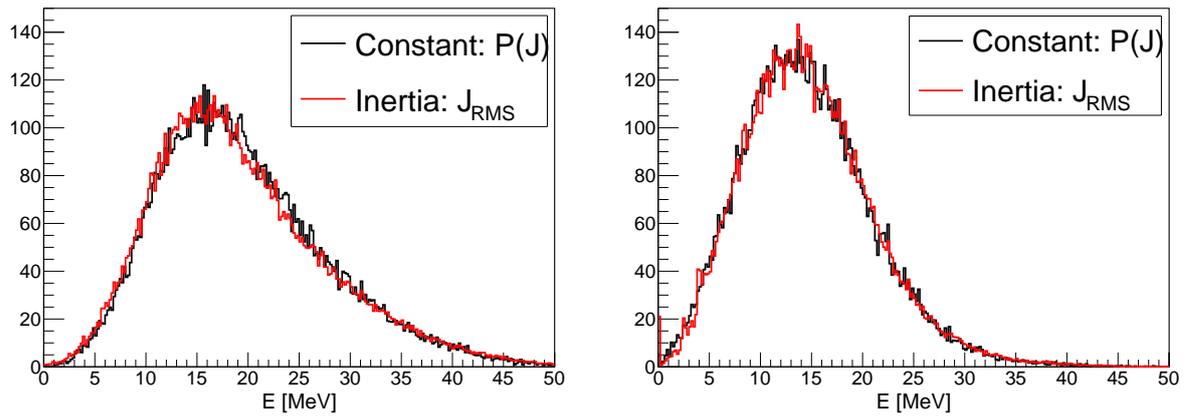


FIGURE B.5.15 – Distributions en énergie d'excitation totale initiale des fragments légers (gauche) et lourds (droite) obtenues avec une assignation du moment angulaire avec les modèles *Constant* ( $P(J)$ ) et *Inertia* ( $J_{RMS}$ ). Le pas de la grille en énergie est de 250 keV.

## Conclusion

Lors du processus de partage d'énergie d'excitation, l'échantillonnage des moments angulaires totaux initiaux des fragments dans une distribution  $P(J|\sigma(A, Z, U))$  n'est pas possible dans l'état actuel du code. Pour étudier la dépendance en énergie d'excitation du moment angulaire initial des fragments, il a été décidé que ce dernier soit égal à  $J = J_{RMS}(A, Z, U)$ . Cela ne change pas la valeur des observables moyennes qui seraient obtenues en échantillonnant  $J$  dans  $P(J|\sigma(A, Z, U))$ . L'espace des phases des états initiaux exploré avec le modèle *Inertia* est considérablement restreint par rapport à celui exploré avec le modèle *Constant* mais cela n'affecte pas les distributions d'énergie d'excitation des fragments légers et lourds. Par contre, les distributions en moment angulaire total initial sont très piquées avec le modèle *Inertia* et ne ressemblent plus à des distributions de Rayleigh.

Maintenant que les états initiaux des fragments obtenus avec les différents modèles de spin cut-off ont été décrits, leur influence sur les observables de fission est maintenant étudiée.

### 5.2.4.2 Comparaisons des prédictions des modèles

Pour cette étude, les paramètres de la simulation sont fixés à  $R_T^{min}=0.30$ ,  $R_T^{min}=1.41$  et  $k=1$ . Seuls les paramètres des modèles de spin cut-off sont ajustés pour reproduire l'observable cible  $\bar{\nu}^{tot}$ . Les observables neutrons puis gammas obtenues avec les trois modèles de spin cut-off sont maintenant comparées.

### Observables neutrons

Selon les modèles de spin cut-off, la balance neutronique entre les fragments légers et lourds évolue légèrement. En prenant comme référence le modèle *Constant*, la multiplicité neutron des fragments légers ( $\bar{\nu}_L$ ) obtenue avec le modèle *Inertia + Shell* augmente de 0.03 neutron. L'énergie moyenne des neutrons obtenue avec le modèle *Constant* est égale à  $\epsilon_n=2.12$  MeV, proche de celle de l'évaluation de Mannhart qui est de 2.13 MeV [103]. Les modèles *Inertia* et *Inertia + Shell* prédisent quant à eux une valeur de 2.10 MeV.

Les corrélations entre la multiplicité neutron et l'énergie initiale des fragments sont similaires quel que soit le modèle de spin cut-off utilisé comme le montrent les parties gauche (modèle *Constant*) et droite (modèle *Inertia + Shell*) de la Figure B.5.16. Elles montrent bien la dépendance linéaire qui existe entre la multiplicité neutron ( $\bar{\nu}$ ) et l'énergie initiale des fragments ( $E$ ) dont les valeurs les plus probables se situent entre 10 MeV et 20 MeV (zones rouge/jaune). Par contre la corrélation entre la multiplicité neutron et le moment angulaire initial des frag-

ments est très différente suivant le modèle de spin cut-off utilisé. Avec le modèle *Inertia + Shell* de fortes corrélations existent, comme le montre la partie droite de la Figure B.5.16 sur laquelle deux structures sont présentes : une pour des  $J$  compris entre  $10 \hbar$  et  $15 \hbar$  et une autre pour des  $J$  compris entre  $15 \hbar$  et  $20 \hbar$ . Compte tenu de la dépendance linéaire entre  $\bar{\nu}$  et  $E$ , ces corrélations entre  $\bar{\nu}$  et  $J$  représentent la distribution des états initiaux des fragments dans le plan  $(E, J)$ . La structure autour de  $12 \hbar$  est associée aux fragments légers tandis que celle autour de  $17 \hbar$  est associée aux fragments lourds. L'introduction d'un moment angulaire initial dépendant de l'énergie d'excitation qui assigne aux fragments lourds un moment angulaire en moyenne de  $2 \hbar$  à  $3 \hbar$  supérieur à celui des fragments légers (Tableau B.5.10) décorrèle l'émission neutron des fragments lourds et légers.

Modèle	Observables globales			
	$\bar{\nu}^{tot}$	$\langle \epsilon_n \rangle^{lab}$	$\bar{M}_\gamma^{tot}$	$\langle \epsilon_\gamma \rangle^{lab}$
<i>Constant</i> (10.5, 11) (Ref.)	3.756	2.124	11.44	0.700
<i>Inertia</i> $\alpha=1.6$	3.758	2.103	12.10	0.664
<i>Inertia + Shell</i> $\alpha=1.6$	3.755	2.104	11.99	0.673

Tableau B.5.9 – Multiplicités et énergies moyennes totales associées aux fragments légers et lourds obtenues pour différents modèles de spin cut-off ( $\Delta t=3$  ns,  $E^{cut}=\emptyset$ ). Les énergies sont exprimées en MeV et les moments angulaires en  $\hbar$ . Les incertitudes statistiques sont  $\sigma(\epsilon_n) \sim 2.10^{-3}$  MeV,  $\sigma(\nu) \sim 2-3.10^{-3}$ ,  $\sigma(\epsilon_\gamma) \sim 8.10^{-4}$  MeV,  $\sigma(M_\gamma) \sim 1.10^{-2}$ .

Modèle	Fragments légers				Fragments lourds			
	$E_L^{tot}$	$\bar{J}_L$	$\bar{\nu}_L$	$\bar{M}_{\gamma,L}$	$E_H^{tot}$	$\bar{J}_H$	$\bar{\nu}_H$	$\bar{M}_{\gamma,H}$
<i>Constant</i> (10.5, 11) (Ref.)	19.50	12.6	2.047	6.31	14.60	13.2	1.709	5.13
<i>Inertia</i> $\alpha=1.6$	19.30	12.9	2.072	5.94	14.73	15.6	1.686	6.16
<i>Inertia + Shell</i> $\alpha=1.6$	19.17	12.2	2.079	5.60	14.88	16.2	1.676	6.38

Tableau B.5.10 – Multiplicités et énergies moyennes totales associées aux fragments légers et lourds obtenues pour différents modèles de spin cut-off ( $\Delta t=3$  ns,  $E^{cut}=\emptyset$ ). Les énergies sont exprimées en MeV et les moments angulaires en  $\hbar$ . Les incertitudes statistiques sont  $\sigma(\epsilon_n) \sim 2.10^{-3}$  MeV,  $\sigma(\nu) \sim 2-3.10^{-3}$ ,  $\sigma(\epsilon_\gamma) \sim 8.10^{-4}$  MeV,  $\sigma(M_\gamma) \sim 1.10^{-2}$ .

## 5.2. ÉTAT INITIAL ( $E^*$ , $J$ , $\pi$ ) DES FRAGMENTS DE FISSION

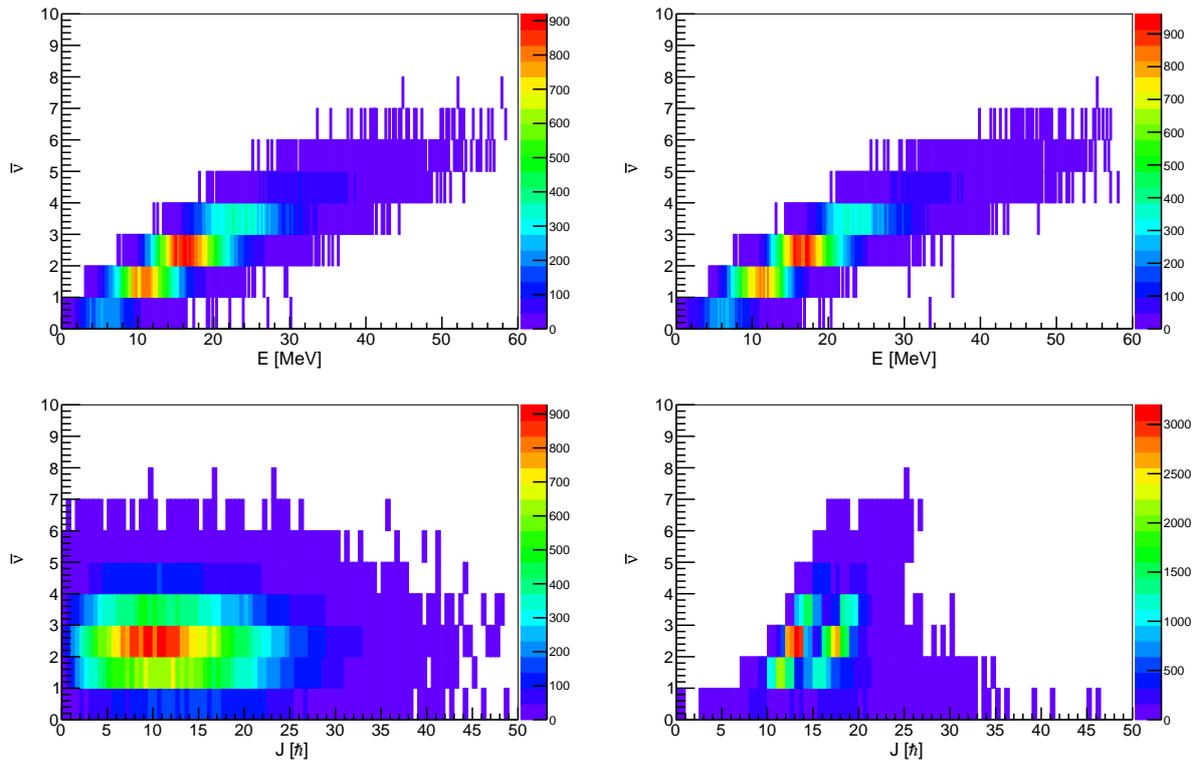


FIGURE B.5.16 – Corrélations entre la multiplicité neutron et le moment angulaire (haut) ou l'énergie initiale (bas) des fragments obtenues avec les modèles de spin cut-off Constant (colonne de gauche) et Inertia + Shell (colonne de droite).

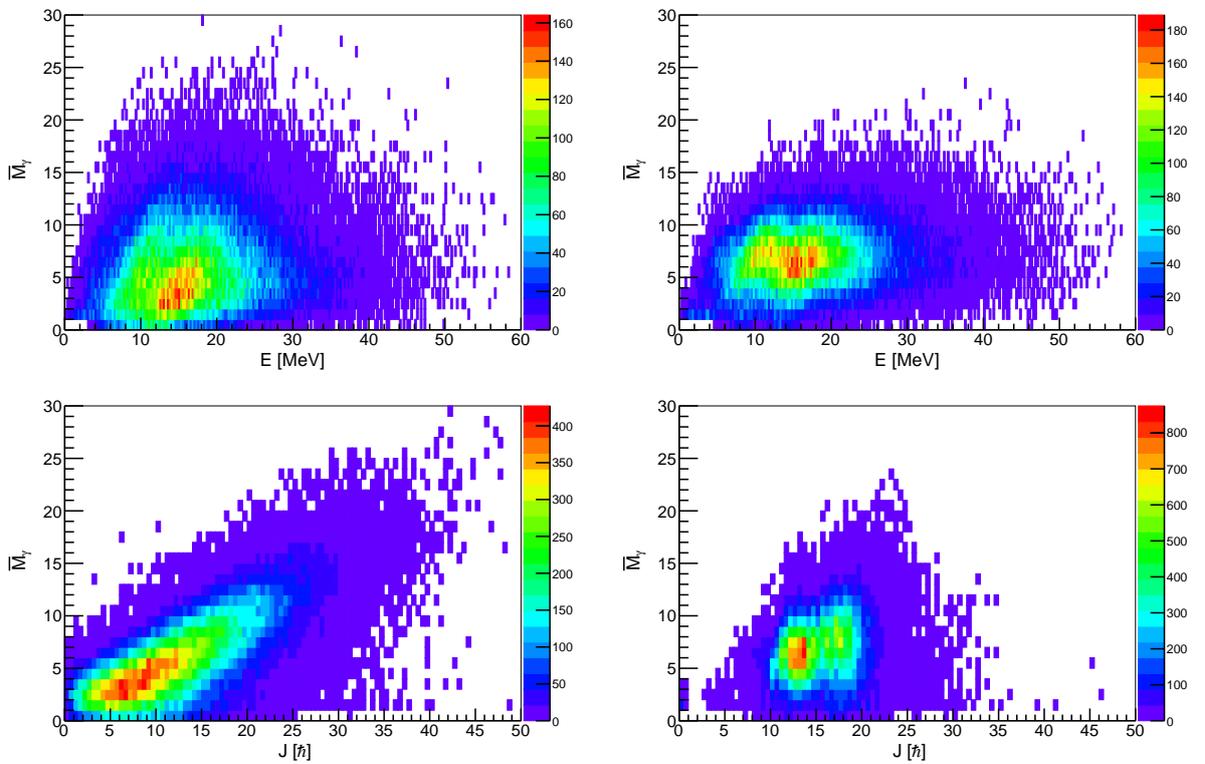


FIGURE B.5.17 – Corrélations entre la multiplicité gamma et l'énergie initiale (haut) ou le moment angulaire (bas) des fragments obtenues avec les modèles de spin cut-off Constant (colonne de gauche) et Inertia + Shell (colonne de droite).

## Observables gammas

Avec le modèle *Inertia + Shell*, les deux structures présentes dans les corrélations entre la multiplicité neutron ( $\bar{\nu}$ ) et le moment angulaire initial ( $J$ ) (Figure B.5.16) se retrouvent dans la matrice de corrélation entre la multiplicité gamma ( $M_\gamma$ ) et le moment angulaire ( $J$ ) (Figure B.5.17). Avec le modèle *Constant*, la corrélation entre  $M_\gamma$  et  $J$  est plutôt linéaire. La projection de chacune de ces matrices sur l'axe  $M_\gamma$  permet d'obtenir les distributions  $P(M_\gamma)$  qui ont déjà été déterminées expérimentalement.

Les distributions  $P(M_\gamma)$  (partie gauche de la Figure B.5.18) montrent qu'avec le modèle *Constant* la distribution est trop large par rapport à celle déterminée expérimentalement par A. Chyzh et al. [66]. Les  $P(M_\gamma)$  obtenus avec les modèles *Inertia* et *Inertia + Shell* ont elles une allure très similaire à celle de Chyzh, bien que le maximum de probabilité soit décalé d'environ 4 gammas. Les simulations sont réalisées sans seuil de détection en énergie tandis que Chyzh a utilisé un seuil de 150 keV. L'application d'un seuil de 150 keV sur les données simulées conduit à translater les distributions  $P(M_\gamma)$  de 1.5 gamma vers la gauche. Malgré cela la valeur maximale de  $P(M_\gamma)$  sera toujours supérieure d'environ 2.5 gamma par rapport aux données de Chyzh.

Il est important de remarquer que les distributions  $P(M_\gamma)$  sont le reflet des distributions  $P(J)$  (Figure B.5.14) obtenues pour chacun des modèles. Comme les allures des  $P(M_\gamma)$  obtenus avec les modèles *Inertia* et *Inertia + Shell* sont similaires aux données expérimentales de Chyzh, cela suggère que la distribution des moments angulaires initiaux des fragments n'est peut-être pas une distribution de Rayleigh. Elle serait donc beaucoup plus piquée.

Il est aussi important de souligner que les multiplicités gammas en fonction de la masse des fragments primaires  $M_\gamma(A)$  sont aussi le reflet des distributions des moments angulaires en fonction de la masse des fragments  $J(A)$ , comme le met en évidence la Figure B.5.19.

Cette figure montre que les données de R. Schmidt-Fabian sont bien reproduites pour les masses comprises entre 90 et 105 uma avec les modèles *Inertia* et *Inertia + Shell* alors qu'avec le modèle *Constant* elles sont surestimées de 1 gamma. Les  $J(A)$  obtenus avec les modèles *Inertia* et *Inertia + Shell* permettent donc de bien reproduire les  $M_\gamma(A)$ , contrairement à celui du modèle *Constant* qui surestime donc en moyenne la valeur de  $\bar{J}$  d'environ 1 à 2  $\hbar$ .

Il est à noter que dans cette région de masse les valeurs de  $\bar{J}$  du modèle *Inertia* sont comprises entre 8.5  $\hbar$  et 11  $\hbar$  (Figure B.5.19) et sont donc comparables aux valeurs de  $\bar{J}$  déterminées expérimentalement (cf. Section 5.2.2.3).

Dans la région de masse comprise entre 105 et 130 uma, les données de Schmidt-Fabian sont surestimées de 1 à 2 gammas.

Les différents modèles reproduisent bien le creux dans la distribution  $M_\gamma(A)$  expérimentale autour des masses  $A = 130-132$ . Ce creux est associé aux noyaux magiques pour lesquels les niveaux sont très espacés en énergie ce qui conduit à l'émission d'un nombre faible de gammas, mais dont l'énergie est grande. Cette distribution dépend donc bien à la fois du moment angulaire initial des fragments et de leurs propriétés de structure.

Par contre, les différents modèles de spin cut-off prédisent une augmentation de  $\bar{M}_\gamma(A)$  à partir des masses  $A = 140$  alors que le  $\bar{M}_\gamma(A)$  expérimental diminue. Sachant que l'évolution de  $M_\gamma(A)$  est le reflet de  $\bar{J}(A)$ , cela suggère que les modèles de spin cut-off dépendant de la température ne sont pas adaptés à la description des fragments de masse supérieure à 140 uma. Cette diminution de  $\bar{M}_\gamma(A)$  suggère que pour les masses supérieures à 140 uma, le moment angulaire initial des fragments diminue d'une valeur de  $\sim 11 \hbar$  à  $\sim 3 \hbar$ . La non reproduction du comportement des données expérimentales avec l'utilisation de modèle de spin cut-off dépendant de l'énergie d'excitation peut vouloir dire que soit ce modèle est inapproprié à la description du moment angulaire initial des fragments ou soit que le processus de partage de l'énergie d'excitation entre les fragments selon une loi de rapport de température n'est pas adapté.

Les modèles *Inertia* et *Inertia + Shell* permettent dans l'ensemble de bien prédire  $M_\gamma(A)$  pour les fragments légers mais ne semble pas adapté à la description des fragments lourds.

Le  $\overline{M}_\gamma^{tot}$  obtenu avec les modèles *Inertia* et *Inertia+Shell*, par rapport au modèle *Constant*, augmente de 0.6 gamma et  $\langle \epsilon_\gamma \rangle$  diminue d'environ  $\sim 30-40$  keV (Tableau B.5.9). Cela s'explique par le nombre de gamma émis de faible énergie qui augmente, comme le montre la surestimation d'environ de 10-20 % de la partie de basse énergie du spectre de gammas prompts (Figure B.5.20). Cette surestimation vient de l'augmentation du moment angulaire des fragments lourds de  $2.5 \hbar$  avec le modèle *Inertia* et de  $3 \hbar$  avec le modèle *Inertia + Shell*, ce qui mène à une augmentation de  $\overline{M}_\gamma^H$  de 1 gamma et 1.3 gammas. Cette surestimation ne peut être imputée au groupe des fragments légers qui ont leur multiplicité qui diminue respectivement de 0.4 gamma et de 0.7 gamma.

## Conclusion

Dans cette section l'influence de trois modèles de spin cut-off sur les observables de fission a été étudiée. Cette étude a permis de montrer qu'il existe un lien étroit entre les différentes distributions de moment angulaire initial et de multiplicité gamma. Elle montre que la distribution des moments angulaires totaux initiaux des fragments n'est peut être pas une distribution de Rayleigh.

En l'état actuel du code, la définition de l'état initial avec un spin cut-off dépendant de l'énergie d'excitation conduit à une sous-estimation de l'énergie neutron moyenne de 20 keV et de l'énergie gamma moyenne d'environ 35 keV. Une surestimation des spectres gammas de basse énergie et de la multiplicité gamma totale est observée. Cela est principalement dû à un moment angulaire initial des fragments lourds plus élevé d'environ  $3.5 \hbar$  par rapport au modèle *Constant*.

Pour palier à la difficulté de convergence de l'état initial des fragments de fission qui d'une certaine manière biaise la distribution des moments angulaires, on pourrait introduire les effets collectifs du noyau dans le paramètre de densité de niveaux ( $a_{LDP}$ ). Dans l'étape de définition de l'état initial des fragments, l'énergie rotationnelle ne serait plus prise en compte de manière explicite, et donc la paramétrisation de  $a_{LDP}$  effective ( $a_{eff}$ ) serait utilisée à la place de celle collective ( $a_{coll}$ ).

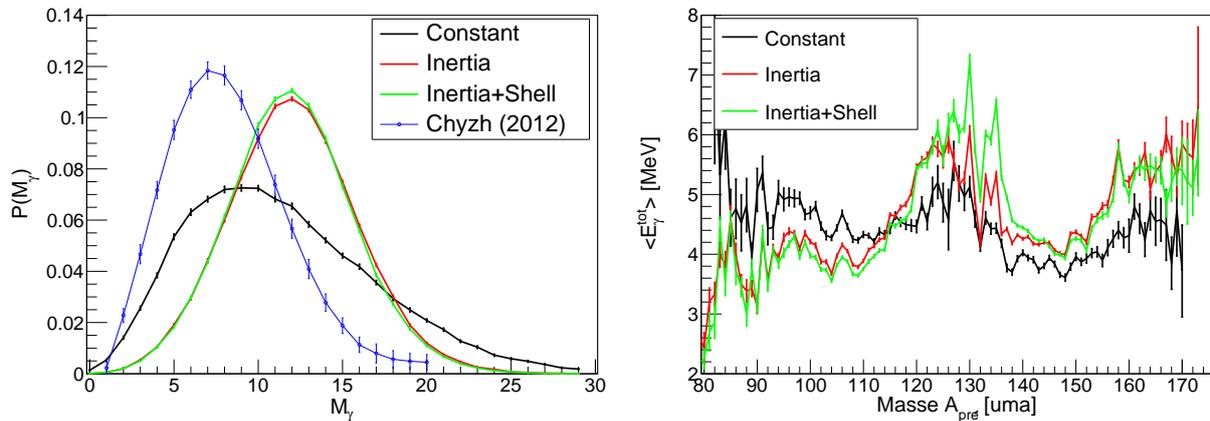


FIGURE B.5.18 – Distribution de la multiplicité gamma (gauche) et de l'énergie gamma totale en fonction de la masse des fragments (droite).

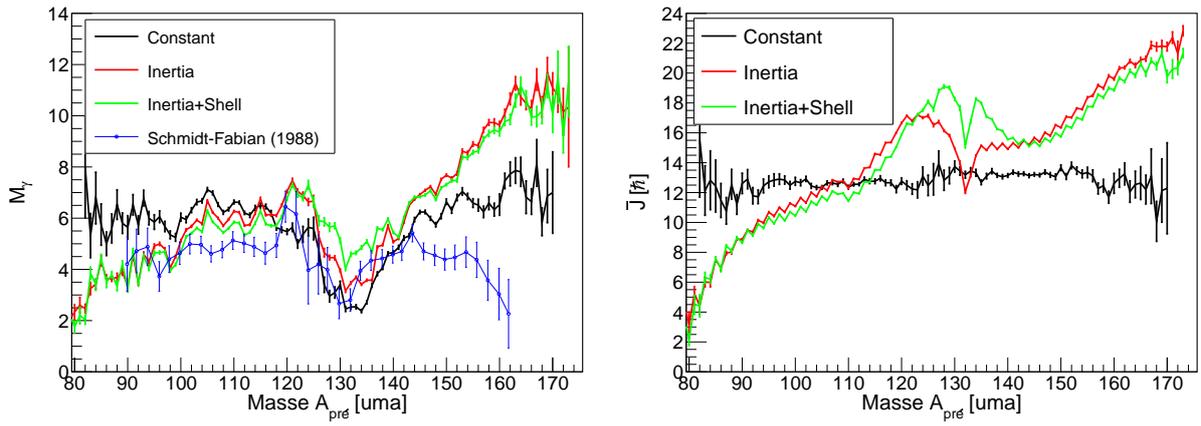


FIGURE B.5.19 – Multiplicité gamma (gauche) et moment angulaire initial des fragments (droite) en fonction de la masse des fragments.

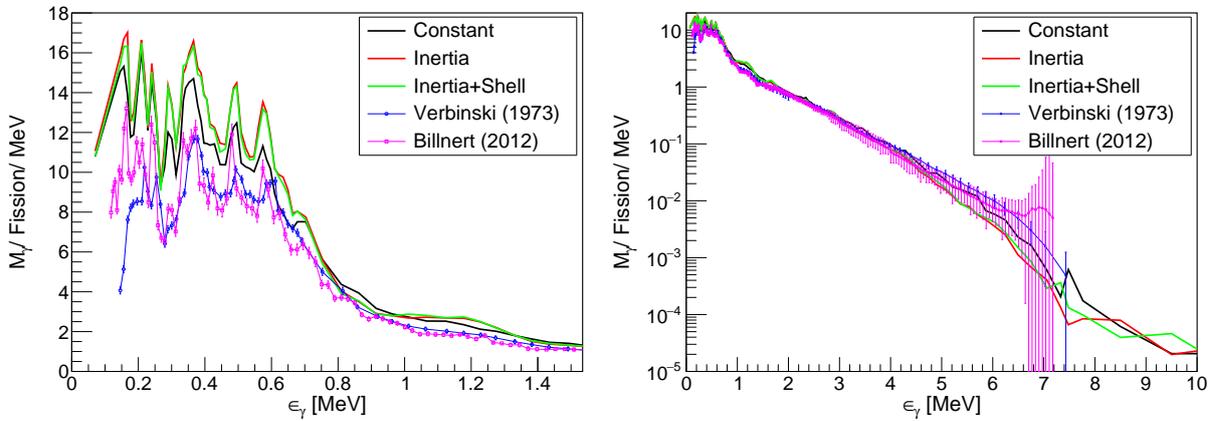


FIGURE B.5.20 – Spectres de gammas de basse (gauche) et de haute (droite) énergie obtenus avec différents modèles de spin cut-off.

### 5.2.4.3 Influence des paramètres des modèles dépendant de la température

La relation B.5.30 qui définit le spin cut-off du modèle *Inertia* (*Inertia* + *Shell*) contient un paramètre  $\alpha$ .

L'étude réalisée dans la Section 5.2.4.2 montre que  $\alpha = 1.6$  permet de reproduire l'observable cible  $\bar{\nu}^{tot}$  (Tableau B.5.11), mais a des difficultés à prédire les observables gammas associées. Cependant, originellement, le paramètre de spin cut-off *Inertia* ne possède pas un tel facteur multiplicatif. Trois calculs ont donc été réalisés avec les paramètres  $\alpha = 1.0$ ,  $\alpha = 1.3$  et  $\alpha = 1.6$  afin de quantifier l'influence de l'évolution du paramètre  $\alpha$  sur les observables de fission. Lorsque  $\alpha$  diminue de 1.6 à 1.0, l'énergie moyenne des fragments légers diminue de 19.30 MeV à 19.08 MeV et le moment angulaire initial  $\bar{J}_L$  diminue lui d'environ  $5 \hbar$  (Tableau B.5.12). Bien que l'énergie d'excitation diminue, la multiplicité neutron  $\bar{\nu}_L$  augmente de 0.10 neutron, ce qui montre une nouvelle fois l'influence de  $J$  sur l'ouverture de la zone de compétition  $n/\gamma$ . L'énergie moyenne des fragments lourds augmente donc (par conservation de l'énergie) de 230 keV et  $\bar{J}_H$  diminue de  $5.5 \hbar$ , conduisant aussi à une augmentation de la multiplicité neutron  $\bar{\nu}_H$  d'environ 0.13 neutron.

De manière générale, lorsque la valeur de  $\alpha$  diminue, la multiplicité neutron  $\bar{\nu}(A)$  (Figure B.5.21) augmente préférentiellement entre les masses  $A=90$  et  $A=105$ , autour de la masse  $A=132$  et entre les masses  $A=136$  et  $A=150$ . Par exemple, lorsque  $\alpha$  passe de 1.3 à 1.6,  $\bar{\nu}(A)$  augmente d'environ 5 % pour l'ensemble des fragments lourds. Pour les fragments légers, il y a une variation de 6 % à 0 % à mesure que la masse augmente de  $A=90$  à  $A=125$ , comme le montre la partie droite de la Figure B.5.21.

Modèle	Observables globales			
	$\bar{\nu}^{tot}$	$\bar{M}_\gamma^{tot}$	$\langle E_\gamma^{tot} \rangle$	$\langle \epsilon_\gamma^{Lab} \rangle$
$\alpha=1.0$	4.081	7.68	6.15	0.780
$\alpha=1.3$	3.931	9.79	7.08	0.724
$\alpha=1.6$	3.758	12.10	8.17	0.664

Tableau B.5.11 – Multiplicités et énergies moyennes. ( $\Delta t=3$  ns,  $E^{cut}=\emptyset$ ). Les énergies sont exprimées en MeV et les moments angulaires en  $\hbar$ . Les incertitudes statistiques sont  $\sigma(\nu_n) \sim 2-3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma(\epsilon_\gamma) \sim 8 \cdot 10^{-4}$  MeV,  $\sigma(M_\gamma) \sim 1 \cdot 10^{-2}$ .

Modèle	Fragments légers				Fragments lourds			
	$E_L^{tot}$	$\bar{J}_L$	$\bar{\nu}_L$	$\bar{M}_{\gamma,L}$	$E_H^{tot}$	$\bar{J}_H$	$\bar{\nu}_H$	$\bar{M}_{\gamma,H}$
$\alpha=1.0$	19.08	8.20	2.170	3.99	14.96	9.96	1.911	3.69
$\alpha=1.3$	19.18	10.61	2.124	4.91	14.86	12.87	1.807	4.88
$\alpha=1.6$	19.30	12.95	2.072	5.94	14.73	15.65	1.686	6.16

Tableau B.5.12 – Multiplicités et énergies moyennes totales associées aux fragments légers et lourds lors d'une fission. ( $\Delta t=3$  ns,  $E^{cut}=\emptyset$ ). Les énergies sont exprimées en MeV et les moments angulaires en  $\hbar$ . Les incertitudes statistiques sont  $\sigma(\nu_n) \sim 2-3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma(\epsilon_\gamma) \sim 8 \cdot 10^{-4}$  MeV,  $\sigma(M_\gamma) \sim 1 \cdot 10^{-2}$ .

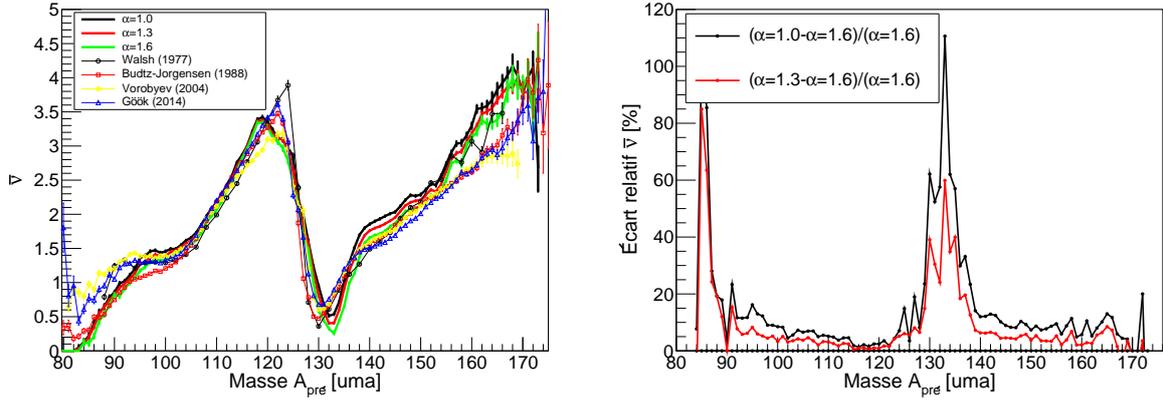


FIGURE B.5.21 – Multiplicités neutrons en fonction de la masse des fragments primaires (gauche) et leurs écarts relatifs à celle obtenue avec  $\alpha=1.6$  (droite).

Il est intéressant de remarquer qu’avec le modèle de spin cut-off dépendant de l’énergie d’excitation *Inertia*, le moment angulaire  $\bar{J}_H$  a une valeur 20 % supérieure à celui de  $\bar{J}_L$ , ce qui reproduit la tendance observée par J. B. Wilhelmy et al. [70] (cf. tableau B.5.6).

Avec  $\alpha = 1$ , les valeurs des moments angulaires  $\bar{J}_L \approx 8.2 \hbar$  et  $\bar{J}_H \approx 10.0 \hbar$  sont cohérents avec ceux déterminées expérimentalement.

Le paramètre  $\alpha = 1.0$  permet aussi de globalement bien reproduire ( $E^{\text{cut}}=0$  keV) la distribution  $P(M_\gamma)$  (Figure B.5.23 gauche) obtenue par A. Chyzh et al. [66] ( $E^{\text{cut}}=150$  keV) et l’évaluation de G. S. Brunsson (double poissoniennes) [118] ( $E^{\text{cut}}=140$  keV). Néanmoins la largeur de la distribution prédite par le code sous-estime la largeur expérimentale et surestime de  $\sim 9$  % l’amplitude de la probabilité maximale. L’application d’un seuil en énergie de 150 keV sur la détection des gammas calculées diminue la valeur de  $\bar{M}_\gamma^{\text{tot}}$  d’environ 1.5 gamma et donc à translater la courbe  $P(M_\gamma)$  vers la gauche de cette quantité. Les moyennes et les largeurs des distributions  $P(M_\gamma)$  obtenues avec  $\alpha = 1.3$  et  $\alpha = 1.6$  quant à elles surestiment celles de Chyzh. Le PFGS de basse énergie et le  $M_\gamma(A)$  prédits par le code avec  $\alpha = 1$ , visibles respectivement sur la Figure B.5.24 et sur la Figure B.5.23 (droite), sous-estiment systématiquement les données expérimentales. Par contre ces observables prédites avec  $\alpha = 1.3$  reproduisent très bien les différents PFGS et  $M_\gamma(A)$  expérimentaux. D’après la distribution  $\bar{J}(A)$  représentée sur la Figure B.5.22, cela voudrait dire que les fragments légers ont un moment angulaire qui varie de  $4 \hbar$  à  $14 \hbar$  tandis que celui des fragments lourds varie entre  $12 \hbar$  et  $18 \hbar$ . Néanmoins, compte tenu de la mauvaise reproduction de  $M_\gamma(A)$  de Schmidt-Fabian au-delà de la masse  $A=145$ , les moments angulaires des fragments lourds devraient avoir une valeur comprise entre  $4 \hbar$  et  $14 \hbar$ .

Finalement le paramètre  $\alpha = 1.0$  du modèle de spin cut-off *Inertia* permet de bien reproduire les valeurs des moments angulaires déterminés expérimentalement. Par contre les observables neutrons et gammas prédites surestiment et sous-estiment les données expérimentales. Les PFGS pour des énergies  $\epsilon_\gamma$  inférieures à 1.5 MeV et les  $\bar{M}_\gamma(A)$ , respectivement représentés sur les Figures B.5.24 et B.5.23 (droite), montrent que le paramètre  $\alpha=1.3$  permet de bien reproduire ces distributions.

D’après la Figure B.5.22, le moment angulaire des fragments serait donc compris entre  $4 \hbar$  et  $16 \hbar$ . La valeur de la borne supérieure doit être plus petite puisque la distribution  $M_\gamma(A)$  n’est pas reproduite pour des masses  $A > 140$ . Les écarts relatifs entre les  $\bar{J}(A)$  obtenus pour différentes valeurs de  $\alpha$  montrent qu’en moyenne les valeurs des moments angulaires des fragments sont 30 % supérieures à celles qui seraient données par un modèle *Inertia* avec  $\alpha=1.0$ . En supposant qu’au point de scission la distribution en moment angulaire est régie par un paramètre de spin cut-off *Inertia* avec  $\alpha=1$ , cela voudrait dire que les 30 % supplémentaires sont ajoutés par le couple qu’exerce la force de répulsion coulombienne sur les fragments.

## Conclusion

Finalement les modèles *Inertia* et *Inertia + Shell*, dépendant de l'énergie d'excitation des fragments, ne permettent pas de reproduire à la fois les observables neutrons et gammas. L'étude de l'influence du paramètre  $\alpha$  du modèle de spin cut-off *Inertia* a montré qu'une valeur  $\alpha = 1.6$  permet de reproduire les observables neutrons  $\bar{\nu}^{tot}$  et  $\bar{\nu}(A)$ , que  $\alpha = 1.3$  permet de bien reproduire les PFGS et les  $M_\gamma(A)$  expérimentaux et que  $\alpha = 1.0$  permet de bien reproduire les valeurs expérimentales des moments angulaires et la distribution  $P(M_\gamma)$ . Le fait de ne pas pouvoir globalement bien reproduire l'ensemble des observables gammas en changeant la valeur de  $\alpha$  montre que d'autres ingrédients intervenant dans le processus de désexcitation jouent un rôle prépondérant. Les propriétés des gammas étant sensibles aux propriétés de structure des fragments, la section suivante est dédiée à l'étude de l'influence d'un modèle de densité de niveaux microscopique sur les observables de fission.

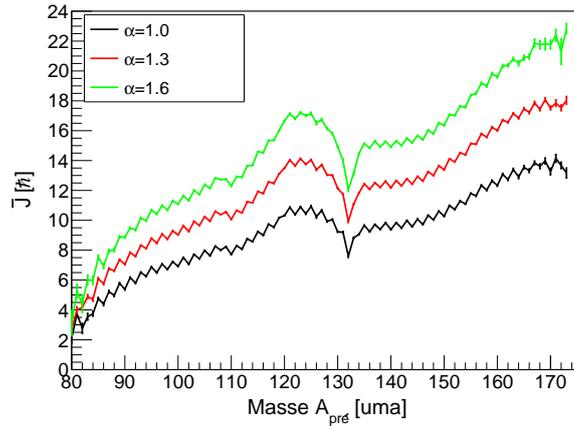


FIGURE B.5.22 – *Moment angulaire initial moyen des fragments en fonction de leur masse.*

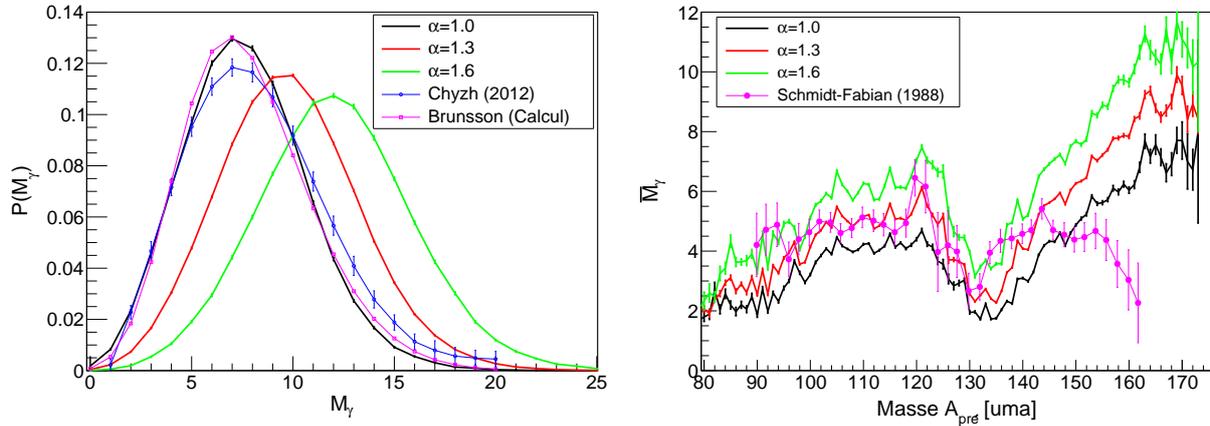


FIGURE B.5.23 – *Gauche : Distribution de probabilité de la multiplicité gamma. Droite : Multiplicité gamma en fonction de la masse des fragments primaires.*

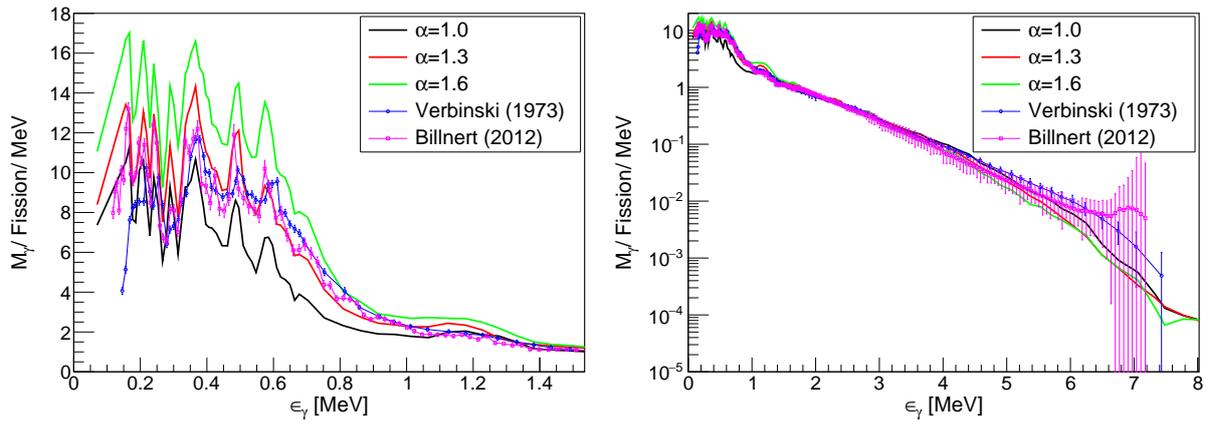


FIGURE B.5.24 – A gauche : Spectres de gammas prompts pour des gammas d'énergie inférieure à 2 MeV, échelle linéaire. A droite : Spectres de gammas prompts, échelle logarithmique.

## 5.3 Densité de niveaux

Lors de la désexcitation d'un fragment de fission, la probabilité d'émission d'une particule dépend notamment des densités de niveaux initiales et finales des noyaux. Le modèle de densité de niveaux utilisé par défaut dans les calculs FIFRELIN est le modèle CGCM ( $\rho_{CGCM}$ ) dont l'expression analytique est donnée par l'Équation B.4.19. Ce modèle dérive principalement du modèle développé par Bethe ( $\rho_{FGM}$ ) dans lequel les nucléons constitutifs du noyau forment un gaz de Fermi et les niveaux d'énergie sont équidistants. Pour garder la forme analytique simple de ce modèle qui n'inclut aucun effet de structure nucléaire, le paramètre de densité de niveaux ( $a$ ) présent dans  $\rho_{FGM}$  est modifié de manière phénoménologique pour prendre en compte les corrections de couche et d'appariement. Ceci a donné naissance au paramètre de densité de niveaux prescrit par Ignatyuk [92] (cf. Équation B.4.12). La prise en compte de manière phénoménologique des effets de structure nucléaire introduit des paramètres libres qui sont ajustés dans RIPL-3 de manière à reproduire les observables telles que le nombre de niveaux cumulés ou l'espacement moyen des résonances  $\langle D_0 \rangle$  (cf. Section 4.2). Ces données étant disponibles essentiellement pour des noyaux proches de la vallée de la stabilité, on est en droit de se demander si les valeurs des paramètres ajustés permettent de bien décrire les densités de niveaux des fragments de fission, noyaux riches en neutrons, qui existent loin de la vallée de la stabilité. Il est donc intéressant d'étudier les prédictions du code FIFRELIN réalisées à partir de densités de niveaux non-phénoménologiques mais construites à partir d'éléments fondamentaux de physique nucléaire comme l'interaction nucléon-nucléon<sup>2</sup>. De telles densités de niveaux ont été construites par S. Hilaire et S. Goriely [119] en appliquant la méthode HFB+combinatoire. Elles sont disponibles dans la base de données RIPL-3 [97]. Ces densités de niveaux ( $\rho_{HFB}$ ) ne possèdent pas de forme analytique et sont donc tabulées en fonction de l'énergie  $E$ , du spin  $J$  et de la parité  $\pi$  pour l'ensemble des éléments de la carte des noyaux. Deux problèmes limitent l'utilisation de ces densités : l'espace mémoire disponible sur l'ordinateur nécessaire à la réalisation d'un calcul (mise en mémoire de l'ensemble des données tabulées) et la vitesse d'exécution du calcul qui est déjà lente avec un modèle de densité de niveaux analytique.

Dans sa thèse, D. Régnier [7] a commencé à s'intéresser à l'influence de la densité de niveaux totale  $\rho_{HFB}(E)$  dont la valeur est tabulée en fonction de l'énergie  $E$ . Le spin et la parité des niveaux étaient alors échantillonnés dans les distributions analytiques du modèle CGCM :  $P_{CGCM}(J|E)$  et  $P_{CGCM}(\pi) = 0.5$ , respectivement données par les Équations B.4.9 et B.4.27. Dans la continuité de ce travail, durant ma thèse, l'influence des distributions  $P_{HFB}(J|E)$  et  $P_{HFB}(\pi|E)$  sur les observables de fission a été étudiée.

La méthode HFB+combinatoire est maintenant brièvement décrite pour ensuite étudier la sensibilité des observables de fission à ces densités de niveaux microscopiques.

### 5.3.1 Modèle de densité de niveaux HFB

Les densités de niveaux HFB présentes dans la base de données RIPL-3 [97] sont obtenues par la méthode HFB+combinatoire développée par S. Hilaire et S. Goriely [119]. Le schéma de niveaux des noyaux est construit à l'aide de la théorie HFB avec une interaction de contact de type Skyrme (Bsk14). Le principe général de la théorie HFB est brièvement décrit dans l'Annexe A.2. Une fois le schéma de niveaux du noyau construit, la densité d'états du noyau  $\omega_{int}(U, M, \pi)$  est obtenue par une méthode combinatoire permettant de peupler les différents niveaux d'énergie du noyau en réalisant des excitations de type particule-trou. La densité de niveaux  $\rho(U, J, \pi)$  est alors obtenue selon l'Équation B.5.19. Les états collectifs vibrationnels sont alors introduits en multipliant la densité de niveaux par un facteur d'accroissement vibrationnel [119]. Les énergies associées aux différentes bandes rotationnelles, qui sont construites sur les têtes de bandes vibrationnelles, sont alors soustraites de l'énergie d'excitation de la den-

2. Il est rappelé tout de même que les interactions nucléon-nucléon, de Gogny ou de Skyrme, comportent une quinzaine de paramètres libres qui sont ajustés de manière à reproduire les masses et les énergies de liaison de certains noyaux. On les appelle pour cela interactions effectives. Par contre les paramètres ajustés ne sont pas directement ceux dont la valeur est cherchée.

sité de niveaux. Globalement les densités de niveaux HFB alors obtenues permettent de bien reproduire les données expérimentales telles que l'espacement moyen des résonances  $\langle D_0 \rangle$ , malgré quelques différences. Pour "gommer" ces différences, deux paramètres notés  $c$  et  $p$ , dont les valeurs sont ajustables, ont été introduits tel que :

$$\rho(U, J, \pi) = \exp\left(c\sqrt{U-p}\right) \rho_{HFB}(U-p, J, \pi) \quad (\text{B.5.33})$$

où  $p$  est assimilable à une énergie d'appariement et  $c$  à un paramètre de densité de niveaux. Lorsqu'aucune donnée expérimentale n'est disponible pour ajuster ces deux paramètres, ils sont nuls. Les paramètres  $c$  et  $p$  sont représentés sur la carte des noyaux visibles respectivement à gauche et à droite de la Figure B.5.25. La zone des fragments de fission primaires, dans le cas de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , est aussi représentée (contour noir) sur ces cartes pour évaluer l'influence qu'ont ces paramètres correctifs sur les fragments. Les paramètres  $c$  et  $p$  sont non nuls pour la moitié des fragments de fission et sont égaux en moyenne à  $c=0.25 \text{ MeV}^{-1/2}$  et  $p=0.5 \text{ MeV}$ . Le but annoncé de l'utilisation de densités de niveaux microscopiques est de s'affranchir de tout paramètre phénoménologique intervenant directement dans la définition actuelle de la densité de niveaux CGCM utilisée dans FIFRELIN. Pour évaluer l'influence de  $c$  et  $p$  sur les observables de fission, des calculs ont été réalisés sans et avec prise en compte de ces paramètres correctifs. Les observables moyennes neutrons et gammas obtenues dans les deux cas sont identiques à l'intérieur des incertitudes statistiques. Par conséquent la prise en compte ou non de  $c$  et  $p$  dans les densités de niveaux n'affecte pas les résultats de la simulation. Elle n'influence donc pas, en moyenne, les propriétés des fragments. De ce fait les densités de niveaux microscopiques peuvent être utilisées telles quelles.

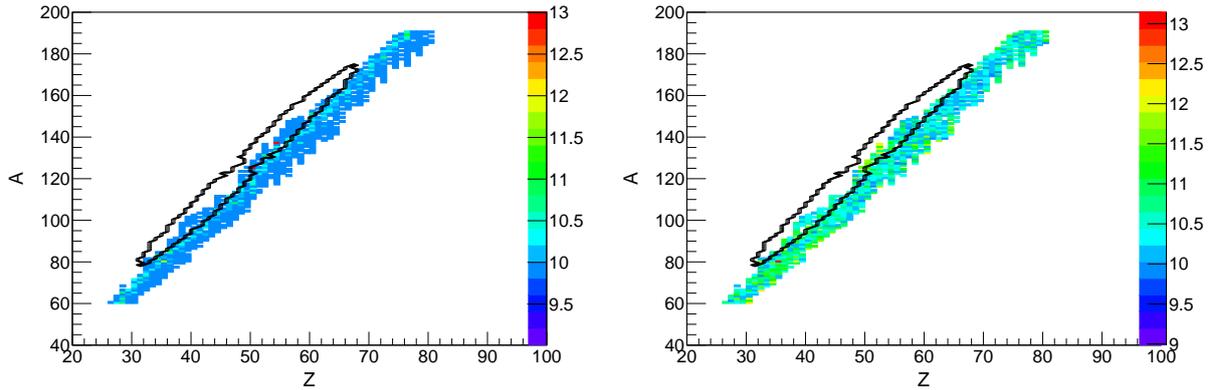


FIGURE B.5.25 – Valeurs des paramètres de corrections  $c$  [+10] (gauche) et  $p$  [+10] (droite) en fonction de la masse et de la charge du noyau, intervenant dans l'équation B.5.33. Le contour noir délimite la zone des fragments de fission avant évaporation des neutrons dans le cas de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

Les densités de niveaux HFB présentes dans la base de données RIPL-3 sont tabulées, c'est à dire qu'à un triplet  $(E, J, \pi)$  est associée une densité de niveaux. L'énergie  $E$  est tabulée sur une grille de 48 points dont l'intervalle varie en fonction de la valeur de  $E$ . Plus l'énergie est élevée, plus l'intervalle entre deux énergies est grand. La grille de moment angulaire comporte 50 valeurs de  $J$  distantes de  $1 \hbar$ . Les tabulations sont effectuées pour la parité positive et négative (2 tableaux). Par conséquent cela représente 4800 triplets  $(E, J, \pi)$  pour chacun des 2000 noyaux considérés lors d'un calcul. A partir de ces valeurs tabulées, les distributions  $\rho(E)$ ,  $P(J|E)$  et  $P(\pi|E)$  ont été construites donnant respectivement la densité de niveaux totale à une énergie donnée, la distribution en moment angulaire des niveaux connaissant l'énergie de ce niveau et la probabilité d'avoir une parité positive connaissant l'énergie. L'influence de chacune de ces distributions sur les observables de fission doit maintenant être étudiée. Pour cela quatre calculs ont été réalisés. Le premier, défini comme celui de référence, est réalisé avec un modèle de densité de niveaux CGCM dont les caractéristiques sont décrites dans la Section 4.2. Les substitutions

successives de la densité de niveaux totale  $\rho(E)$ , de la distribution en moment angulaire  $P(J|E)$  et de la distribution de parité  $P(\pi)$  du modèle CGCM par celles du modèle HFB donnent respectivement naissance aux modèles HFB-E, HFB-EJ et HFB-FULL.

Les différences entre les distributions  $\rho(E)$ ,  $P(J|E)$  et  $P(\pi|E)$  des modèles CGCM et HFB sont maintenant décrites.

### Densités de niveaux HFB-E

Le modèle HFB-E est obtenu en substituant la densité de niveaux totale CGCM par celle HFB. La densité de niveaux obtenue est alors définie par :

$$\begin{aligned}\rho(E, J, \pi) &= \rho_{HFB}(E)P_{CGCM}(J|E)P_{CGCM}(\pi) \\ &= P_{CGCM}(\pi)P_{CGCM}(J|E) \sum_{J, \pi} \rho_{HFB}(E, J, \pi)\end{aligned}\quad (\text{B.5.34})$$

Les nombres cumulés de niveaux en fonction de l'énergie d'excitation pour le  $^{144}\text{Ba}$  et le  $^{106}\text{Mo}$  pour différents modèles de densité de niveaux sont présentés sur la Figure B.5.26. Sur cette figure est représenté le nombre cumulé ( $N^{cumul}$ ) de niveaux expérimentaux issus de RIPL-3 (vert) et le  $N^{cumul}$  issu des modèles CGCM (noir) et HFB (rouge). Elle montre que jusqu'à une énergie d'excitation  $E \approx 1.2$  MeV seuls les niveaux présents dans RIPL-3 sont considérés. Ensuite pour des énergies d'excitation comprises entre 1.2 MeV et environ 5-6 MeV, le schéma de niveaux est complété puisque le  $N^{cumul}$  issu de RIPL-3 ne correspond pas au  $N^{cumul}$  prédit par les modèles théoriques. Dans cette zone d'énergie la différence de  $N^{cumul}$ , représentée par la différence entre la courbe verte (RIPL-3) et noire (CGCM) ou rouge (HFB), donne une indication du nombre de niveaux échantillonnés dans les modèles théoriques pour compléter le schéma de niveaux. Pour une énergie d'excitation donnée, le nombre cumulé de niveaux obtenu par l'intégration de la densité de niveaux du modèle HFB est donc dix fois plus important que celui obtenu avec le modèle CGCM sur le cas du  $^{144}\text{Ba}$  et du  $^{106}\text{Mo}$ .

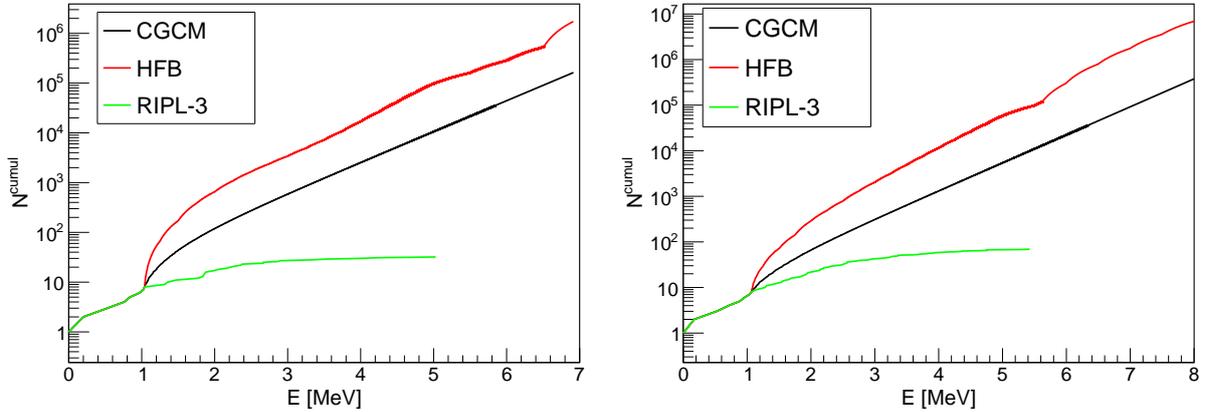


FIGURE B.5.26 – Évolution du nombre cumulé de niveaux en fonction de l'énergie d'excitation du  $^{144}\text{Ba}$  (gauche) et du  $^{106}\text{Mo}$  (droite). Les courbes noires, rouges et vertes sont obtenues à partir des modèles  $\rho_{HFB}$ ,  $\rho_{CGCM}$  et des données contenues dans la base de données RIPL-3.

**Densités de niveaux HFB-EJ**

Le modèle HFB-EJ est obtenu en substituant dans le modèle HFB-E la distribution de moment angulaire  $P(J|E)$  du modèle CGCM par celle HFB. La densité de niveaux de ce modèle s'écrit alors :

$$\begin{aligned}\rho_{HFB}(E, J) &= \rho_{HFB}(E)P_{HFB}(J|E)P_{CGCM}(\pi) \\ &= P_{CGCM}(\pi) \sum_{\pi} \rho_{HFB}(E, J, \pi)\end{aligned}\quad (\text{B.5.35})$$

Les distributions  $P_{HFB}(J|E)$  du  $^{144}\text{Ba}$  et du  $^{106}\text{Mo}$  sont représentées sur la Figure B.5.27. Ces distributions sont structurées en dent de scie avec une probabilité plus élevée d'avoir des moments angulaires pairs que des impairs. Le  $^{144}\text{Ba}$  et le  $^{106}\text{Mo}$  étant des noyaux pair-pair, ces structures sont dues à la présence de bandes rotationnelles  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ , ... Ces effets sont atténués à mesure que l'énergie augmente par l'introduction d'un facteur d'amortissement des effets collectifs [119]. Les largeurs des distributions s'élargissent aussi à mesure que l'énergie augmente. Pour pouvoir comparer les distributions  $P_{CGCM}(J|E)$  et  $P_{HFB}(J|E)$ , les distributions  $P_{HFB}(J|E)$  sont ajustées par une distribution de Rayleigh  $P(J|\sigma)$  (Équation B.4.9) afin d'extraire les paramètres représentatifs de ces distributions : le paramètre de spin cut-off  $\sigma$  et le  $J_{RMS}$ . De manière générale, pour une masse donnée, la valeur du  $J_{RMS}$  croit lorsque  $E$  augmente et converge vers une certaine valeur dépendante de  $A$ . Quelles que soient les masses et les énergies d'excitation des fragments, les valeurs des  $J_{RMS}$  du modèle HFB sont plus élevées de  $1 \hbar$  à  $2 \hbar$  que celles du modèle CGCM. Pour une masse donnée, les écarts de  $J_{RMS}$  obtenus à  $E = 5$  MeV et  $E = 15$  MeV sont aussi plus importants avec le modèle HFB. Par conséquent l'amortissement des corrections de couche est plus important dans le modèle CGCM. Cela montre que des effets de structure seront présents pour des énergies plus élevées avec le modèle HFB. Il est aussi important de noter que pour une masse et une énergie données, en moyenne la largeur de la distribution de  $J_{RMS}$  obtenue avec le modèle HFB est plus grande de  $1 \hbar$  que celle obtenue avec le modèle CGCM. Par exemple pour la masse  $A=105$  et une énergie d'excitation  $E = 30$  MeV, la largeur de la distribution de  $J_{RMS}$  obtenue avec le modèle HFB est d'environ  $2 \hbar$  (quatre points bleus) tandis que celle obtenue avec le modèle CGCM est seulement de  $1 \hbar$  (deux points bleus). Cette largeur est vraisemblablement due à la différence entre les noyaux d'une chaîne isobarique donnée.

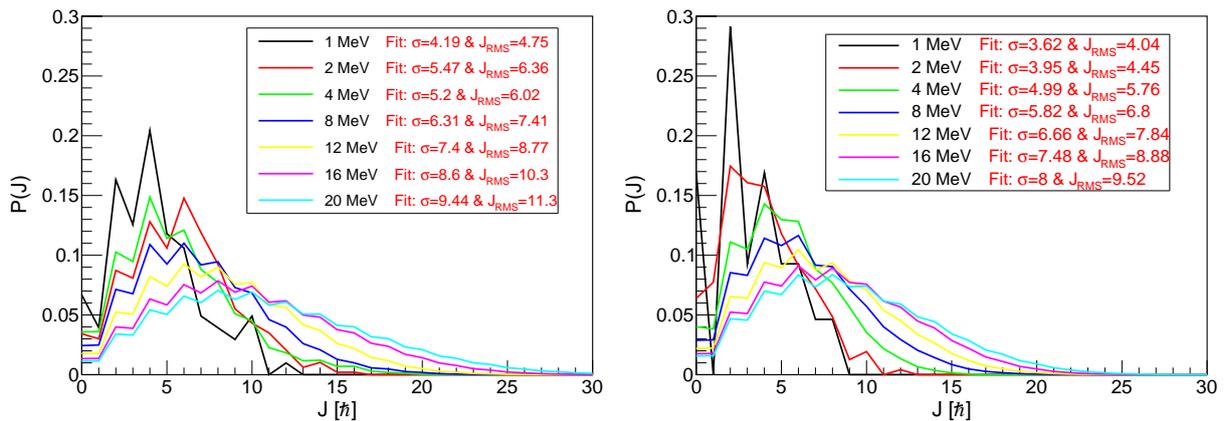


FIGURE B.5.27 – Évolution de la distribution du moment angulaire, issue des calculs HFB, en fonction de l'énergie d'excitation d'un noyau de  $^{144}\text{Ba}$  (gauche) et de  $^{106}\text{Mo}$  (droite).

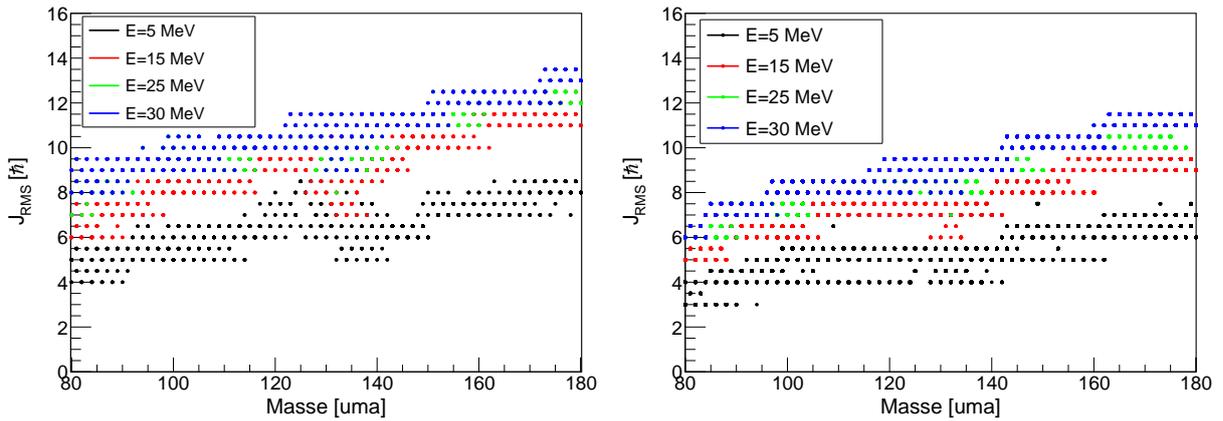


FIGURE B.5.28 – Évolution du moment angulaire moyen en fonction de la masse et de l'énergie des fragments obtenue à partir des données tabulées HFB (gauche) et avec le modèle CGCM (droite). Le pas de la grille est de  $0.5 \hbar$ .

### Densités de niveaux HFB-FULL

Le modèle HFB-FULL est obtenu en substituant dans le modèle HFB-EJ la distribution de parité  $P_{CGCM}(\pi)$  du modèle CGCM par celle dépendante de l'énergie  $P_{HFB}(\pi|E)$  du modèle HFB. La densité de niveaux de ce modèle est donc celle tabulée dans RIPL-3 et s'obtient selon :

$$\begin{aligned} \rho(E, J, \pi) &= \rho_{HFB}(E)P_{HFB}(J|E)P_{HFB}(\pi|E) \\ &= \rho_{HFB}(E, J, \pi) \end{aligned} \quad (\text{B.5.36})$$

L'évolution de la probabilité  $P_{HFB}(\pi|E)$  en fonction de l'énergie d'excitation du  $^{144}\text{Ba}$  et du  $^{106}\text{Mo}$  est montrée sur la Figure B.5.29. L'écart de ces distributions par rapport à celle d'une distribution équiprobable apparaît pour des énergies inférieures à 4 MeV. Il est rappelé que lors de la construction du schéma de niveaux avec le modèle CGCM, le code FIFRELIN utilise toutes les données de structures présentes dans la base de données RIPL-3, et par conséquent il tient compte de l'évolution de la parité des noyaux lorsque celles-ci sont connues. A basse énergie, les distributions de parité obtenues avec le modèle HFB semblent correspondre aux données expérimentales présentes dans la base de données RIPL-3 (vérification sur quelques noyaux).

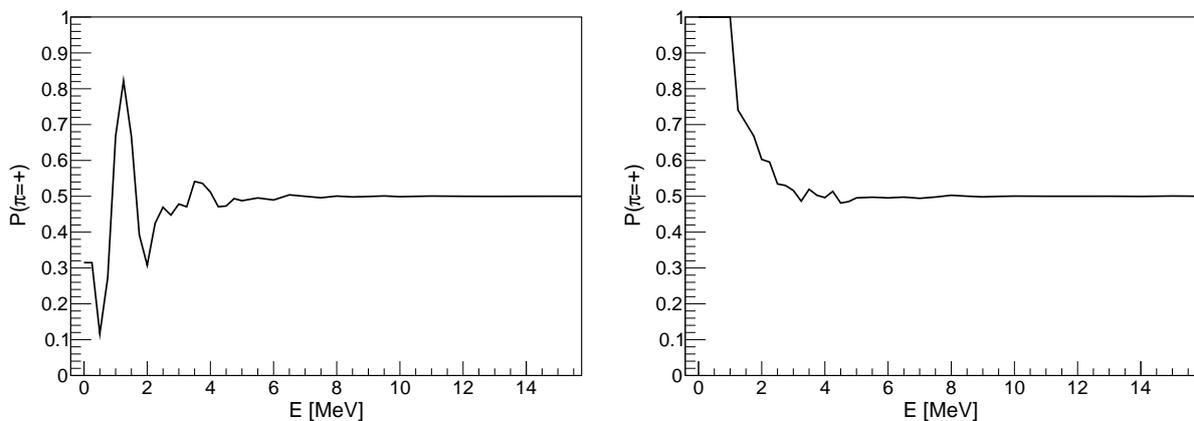


FIGURE B.5.29 – Évolution de la distribution de la parité  $\pi = +$ , issue des calculs HFB, en fonction de l'énergie d'excitation d'un noyau de  $^{144}\text{Ba}$  (gauche) et de  $^{106}\text{Mo}$  (droite).

### 5.3.2 Influence du modèle sur les observables de fission

Maintenant que les principales différences des distributions  $\rho(E)$ ,  $P(J|E)$  et  $P(\pi)$  des modèles HFB et CGCM ont été présentées, leurs influences sur les observables de fission sont étudiées.

Lorsque la densité de niveaux est construite à partir des données HFB tabulées sur une grille en énergie, la valeur d'une densité à une énergie quelconque est obtenue par interpolation linéaire entre les deux valeurs tabulées les plus proches. Un test a montré que les résultats obtenus en réalisant une interpolation linéaire ou logarithmique sont similaires. Les résultats de ces tests ne seront pas exposés.

Pour chaque modèle de densité de niveaux : CGCM, HFB-E, HFB-EJ et HFB-FULL, un calcul FIFRELIN a été réalisé en gardant le même jeu de paramètres de la simulation :  $R_T^{min}=1.0$ ,  $R_T^{max}=1.41$ ,  $k_{rig}=1.0$ ,  $\sigma_L=10.5$  et  $\sigma_H=11.0$ . Un même jeu de paramètre est utilisé afin de n'étudier que l'influence du changement de modèle sur les observables de fission. De plus les différentes comparaisons qui vont suivre se font entre deux modèles adjacents listés dans le Tableau B.5.13 afin de seulement quantifier l'influence du changement de la distribution d'intérêt :  $\rho(E)$ ,  $P(J|E)$  ou  $P(\pi|E)$ . Les influences de ces distributions sur les observables neutrons puis gammas sont maintenant présentées.

#### Observables neutrons

La Figure B.5.30 montre que le changement de modèle de densité de niveaux  $\rho_{CGCM}(E)$  (courbe noire) par  $\rho_{HFB}(E)$  (modèle HFB-E, courbe rouge) diminue la multiplicité neutron principalement autour des masses  $A=120$  uma et pour les masses supérieures à  $A \approx 155$  uma. En moyenne  $\bar{\nu}^{tot}$  diminue donc 0.12 neutron (Tableau B.5.13). L'écart relatif de  $\bar{\nu}(A)$  entre le modèle HFB-E et CGCM, représenté sur la Figure B.5.30, montre qu'en moyenne le  $\bar{\nu}(A)$  du modèle HFB-E sous-estime de 5 % l'émission de neutrons par rapport à celui prédit par le modèle CGCM. Lors de ce changement de modèle, les multiplicités neutrons moyennes des fragments légers ( $\bar{\nu}^L$ ) et lourds ( $\bar{\nu}^H$ ) ont diminué respectivement de 0.08 neutron et 0.05 neutron (Tableau B.5.13).

Les spectres de neutrons prompts (PFNS) (Figure B.5.31) sont rapportés à une maxwellienne de température  $T=1.42$  MeV (PFNSm) pour mieux apprécier les différences entre les différents spectres. Le PFNS associé au modèle HFB-E est plus énergétique ou plus "dur" que celui obtenu avec le modèle CGCM. Pour des énergies de neutrons  $\epsilon_n > 3$  MeV, le PFNSm du modèle HFB-E ne cesse d'augmenter lorsque  $\epsilon_n$  augmente contrairement à celui du modèle CGCM qui diminue. Pour des énergies  $\epsilon_n < 3$  MeV le PFNS obtenu avec le modèle HFB-E sous-estime celui obtenu par le modèle CGCM. L'allure du PFNSm du modèle HFB-E est donc très différente de celle du PFNSm de l'évaluation de Mannhart et du modèle CGCM. L'énergie moyenne des neutrons émis ( $\langle \epsilon_n \rangle$ ) augmente de 260 keV (Tableau B.5.13) avec  $\rho_{HFB}(E)$  par rapport à  $\rho_{CGCM}(E)$ . Cela correspond à une augmentation de la valeur de  $\langle \epsilon_n \rangle$  de plus de 10 %.

Comme seul le modèle de densité de niveaux totale  $\rho(E)$  a été changé, cela signifie qu'une densité de niveaux dix fois plus élevée permet de diminuer la multiplicité neutron et de durcir le PFNS. Le contreponds de la légère diminution de la multiplicité neutron et de la forte augmentation de  $\langle \epsilon_n \rangle$  est une énergie gamma moyenne totale  $\langle E_\gamma^{tot} \rangle$  qui augmente de 70 keV (Tableau B.5.13). Par conséquent l'énergie des fragments après l'émission de neutron, est plus importante avec le modèle HFB-E qu'avec le modèle CGCM comme le montre la Figure B.5.32.

L'utilisation de  $P_{HFB}(J|E)$  au lieu de  $P_{CGCM}(J|E)$  fait globalement augmenter le nombre de neutrons émis ( $\bar{\nu}$ ) par l'ensemble des fragments de l'ordre de 1 à 3 % comme l'atteste l'augmentation de  $\bar{\nu}_L$  et de  $\bar{\nu}_H$  d'environ 0.03 neutron (Tableau B.5.13). Néanmoins, l'écart relatif des  $\bar{\nu}(A)$  prédit par le modèle HFB-EJ par rapport au modèle HFB-E (Figure B.5.30) montre qu'il y a une augmentation de la multiplicité neutron de 5 % pour les masses comprises entre  $A \approx 138$  et  $A \approx 148$ . Le PFNS (Figure B.5.31) obtenu avec le modèle HFB-EJ est similaire à celui prédit par le modèle HFB-E. L'augmentation de la multiplicité neutron et la stabilité du

PFNS lors de la substitution de  $P_{CGCM}(J|E)$  par  $P_{HFB}(J|E)$  fait qu'en moyenne l'énergie des fragments post-émission neutron diminue de près de 900 keV! Cela équivaut à une multiplicité gamma qui diminue de 1.5 gammas comme nous le verrons un peu plus loin. La diminution de  $\langle E_\gamma^{tot} \rangle$  est principalement imputable aux fragments lourds comme le montre la Figures **B.5.32**. En effet leur énergie d'excitation, à la suite de l'émission neutron, a diminué en moyenne de 15 % tandis que celle des fragments légers a seulement diminué de 5 % en moyenne.

Pour une énergie et une masse donnée, le  $J_{RMS}(A, U)$  du modèle HFB est constamment plus élevé de  $1 \hbar$  à  $2 \hbar$  par rapport au  $J_{RMS}(A, U)$  du modèle CGCM. Compte tenu des observations qui viennent d'être réalisées, cela suggère qu'une augmentation systématique du moment angulaire de  $1-2 \hbar$  des niveaux du schéma de niveaux des fragments permet d'augmenter dans les mêmes proportions le nombre de neutrons émis par l'ensemble des fragments et de ne pas influencer le PFNS. Suite à l'émission neutron, les fragments ont donc une énergie d'excitation moyenne plus faible.

Avec le modèle HFB-EJ, le fait que la diminution de  $\langle E_\gamma^{tot} \rangle$  soit plus importante pour les fragments lourds que pour les fragments légers corrobore la remarque précédente. En effet, comme le montre la Figure **B.5.28**, à une énergie donnée, les valeurs des moments angulaires des fragments lourds sont environ 20 à 30 % plus élevées que celles des fragments légers. En moyenne, la différence de moment angulaire entre les fragments légers et lourds est de  $2 \hbar$ .

Cela montre que l'émission neutron des noyaux de haut moment angulaire est très sensible à la définition de la distribution en moment angulaire des niveaux des noyaux. Le fait que des corrections de couches subsistent à plus haute énergie avec le  $P_{HFB}(J|E)$  peut aussi jouer un rôle non-négligeable. En effet, la comparaison des valeurs des  $J_{RMS}(A, U)$  obtenues avec les modèles HFB et CGCM pour des énergies comprises entre 5 MeV et 20 MeV, montre que le modèle HFB prédit des  $J_{RMS}(A, U)$  plus dispersés par rapport au modèle CGCM. Cette dispersion due à la charge  $Z$  du noyau, semble indiquer que le paramètre de correction de couches  $\delta W(A, Z)$  du modèle CGCM, seul paramètre dépendant de  $Z$  dans le paramètre de densité de niveaux, ont un rôle important à jouer dans la largeur de  $P(J|E)$  et donc le nombre de niveaux accessibles  $\rho(E, J)$  lors de l'émission neutron. Finalement pour une même distribution de moment angulaire total initial (les jeux de paramètres de la simulation utilisés sont identiques), cette étude a montré que la distribution en moment angulaire des fragments intervenant dans le modèle de densité de niveaux a une influence importante sur le processus de désexcitation d'un noyau.

La substitution de la distribution de parité  $P_{CGCM}(\pi)$  dans le modèle HFB-EJ par  $P_{HFB}(\pi|E)$  permet d'obtenir une densité de niveaux purement microscopique, appelée modèle HFB-FULL. Cette dernière substitution fait diminuer  $\bar{\nu}^{tot}$  de 0.03 neutron (Tableau **B.5.13**), correspondant à une diminution de  $\bar{\nu}_L$  et de  $\bar{\nu}_H$  d'environ 0.015 neutron. Cependant les erreurs statistiques qui entachent les résultats de multiplicité neutron ne permettent pas de tirer de conclusions claires quant à ces observations. Néanmoins cela n'empêche pas de voir une certaine tendance dans la diminution de la multiplicité neutron. Le PFNS prédit avec le modèle FULL-HFB est similaire à ceux obtenus avec les modèles HFB-E et HFB-EJ.

Finalement la substitution de  $P_{CGCM}(\pi)$  par  $P_{HFB}(\pi|E)$  n'influence globalement pas les observables neutrons. Cela était attendu compte tenu du fait que les écarts de  $P_{HFB}(\pi|E)$  à l'équiprobabilité d'avoir une parité positive ou négative apparaissent pour des énergies inférieures à 4 MeV.

Maintenant que l'influence des modèles CGCM, HFB-E, HFB-EJ et HFB-FULL sur les observables neutrons a été étudiée, regardons leur influence sur les observables gammas.

Modèles	Observables globales			Fragments légers	Fragments lourds
	$\bar{\nu}^{tot}$	$\langle \epsilon_n^{Lab} \rangle$	$\langle E_\gamma^{tot} \rangle$	$\bar{\nu}_L$	$\bar{\nu}_H$
CGCM	3.794	2.124	8.07	2.097	1.697
HFB-E	3.657	2.385	8.14	2.012	1.645
HFB-EJ	3.717	2.378	7.25	2.038	1.679
HFB-FULL	3.690	2.374	7.95	2.020	1.670

Tableau B.5.13 – Multiplicités et énergies moyennes des neutrons et gammas ( $\Delta t = 3$  ns,  $E^{cut} = \emptyset$ ). Les énergies sont en MeV. Les incertitudes statistiques sont :  $\sigma(\nu) \sim 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma(\epsilon_n) \sim 5 \cdot 10^{-3}$  MeV,  $\sigma(E_\gamma^{tot}) \sim 2 \cdot 10^{-2}$  MeV.

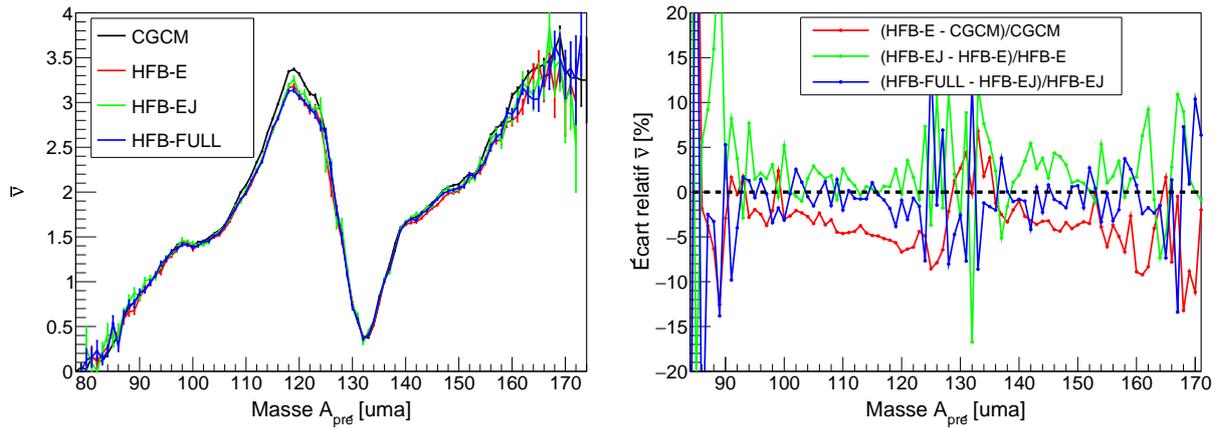


FIGURE B.5.30 – Multiplicité neutron en fonction de la masse des fragments (gauche). Écarts relatifs des  $\bar{\nu}(A)$  entre deux modèles nucléaires auxquels une distribution CGCM est remplacée par une HFB (droite).

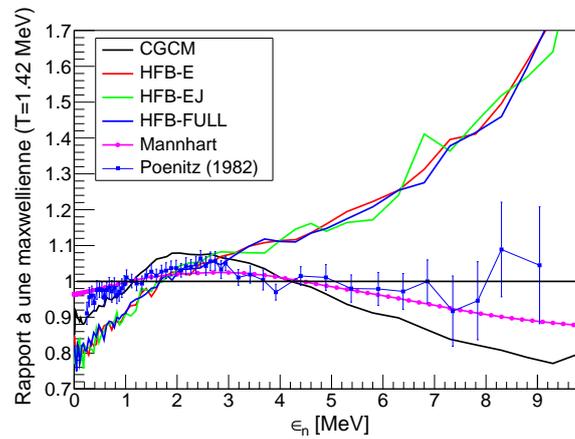


FIGURE B.5.31 – Spectres de neutrons prompts de fission obtenus avec différents modèles de densité de niveaux.

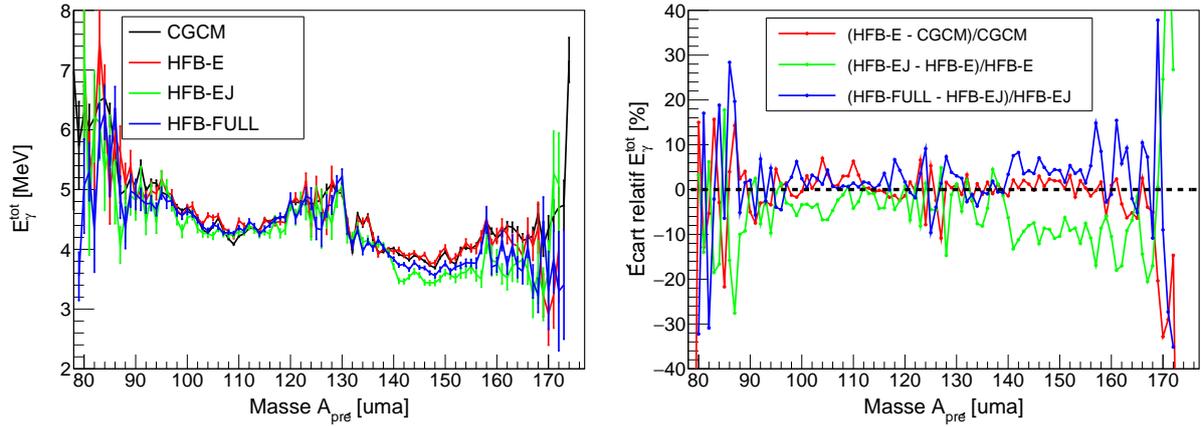


FIGURE B.5.32 – Énergie totale emportée par les gammas (gauche) et les écarts relatifs associés par rapport au modèle nucléaire à partir duquel il a été défini (droite).

### Observables gammas

L'influence des différents modèles de densité de niveaux sur  $\langle E_\gamma^{tot} \rangle$  a déjà été décrite dans la partie précédente sur les observables neutrons puisqu'elle représente l'énergie d'excitation des fragments après l'émission des neutrons.

De manière générale, comme le montre le Tableau B.5.14, le modèle HFB-E a une influence mineure sur les observables gammas moyennes. Ces observables sont le plus influencées par le changement de la distribution en moment angulaire des niveaux d'énergie. En effet, la substitution de la distribution en moment angulaire  $P_{CGCM}(J|E)$  (modèle HFB-E) par celle obtenue avec les densités de niveaux HFB  $P_{HFB}(J|E)$  diminue l'énergie gamma totale ( $\langle E_\gamma^{tot} \rangle$ ) de 900 keV et la multiplicité gamma totale ( $\overline{M}_\gamma^{tot}$ ) de 1.8 gammas. L'énergie gamma  $\langle \epsilon_\gamma^{lab} \rangle$  augmente donc de 53 keV. Cette forte influence peut s'expliquer par les structures des distributions  $P_{HFB}(J|E)$  (Figure B.5.27) que ne contiennent *a priori* pas ou très peu les distributions  $P_{CGCM}(J|E)$ . En effet à basse énergie, quand les données expérimentales ne sont pas disponibles dans la base de données RIPL-3, les distributions  $P_{CGCM}(J|E)$  sont régies par un paramètre de spin cut-off qui dépend seulement de la masse du fragment (cf. Section 4.2.3).

Au fur et à mesure que l'énergie d'excitation du noyau diminue, les structures que présente  $P_{HFB}(J|E)$  deviennent de plus en plus importantes et les distributions n'ont même plus la forme d'une distribution de Rayleigh. En conséquence,  $\overline{M}_\gamma^{tot}$  diminue d'environ 30 % pour les noyaux de masse comprise entre  $A=100$  et  $A=110$  et entre  $A=140$  et  $A=165$ . Le modèle HFB-EJ ( $E^{cut} = 0$  keV) reproduit bien aussi la forme de la distribution  $M_\gamma(A)$  de Schmidt-Fabian [113] (Figure B.5.33) ( $E^{cut} = 150$  keV) pour les fragments légers. Avec un seuil en énergie de 150 keV, la multiplicité gamma diminuerait et les prédictions du modèle HFB-EJ sous-évalueraient alors les données de Schmidt-Fabian. Il est important de noter la diminution de  $M_\gamma(A)$  à partir des masses  $A=160$ , car jusqu'à maintenant aucun modèle précédemment étudié avec le code FIFRELIN n'arrivait à prédire cette diminution de la multiplicité au-delà de cette masse.

A basse énergie, la distribution  $P_{HFB}(J|E)$  est donc plus adaptée à la description des distributions en moment angulaire des fragments que celle prescrite par RIPL-3 ( $P_{CGCM}(J|E)$ ). On voit donc ici l'importance de connaître la structure nucléaire des fragments.

La distribution  $P(M_\gamma)$  (partie gauche de la Figure B.5.35 prédite par le modèle HFB-EJ ( $E^{cut} = 0$  keV) a une probabilité moyenne  $\overline{M}_\gamma^{tot}$  et une largeur qui diminuent par rapport à la distribution prédite par le modèle HFB-E.

La substitution de  $P_{CGCM}(J|E)$  par  $P_{HFB}(J|E)$  permet d'améliorer considérablement les prédictions du code vis-à-vis des multiplicités gammas. Cependant les structures de basse énergie des PFGS expérimentaux comme celui de Billnert [67] (Figure B.5.34) ne sont plus reproduites. La prédiction du PFGS est donc fortement dégradée. Cela vient du fait qu'une bande rota-

tionnelle possède une parité donnée et qu'il n'est donc pas justifié d'échantillonner une parité positive ou négative de manière équiprobable pour les niveaux d'une bande rotationnelle donnée.

Après la substitution de la distribution de parité  $P_{CGCM}(\pi)$  (modèle HFB-EJ) par  $P_{HFB}(\pi|E)$  (modèle HFB-FULL), la forme de  $M_\gamma(A)$  pour les fragments légers redevient semblable à celle prédite par les modèles CGCM et HFB-E. Cependant, elle reste semblable à celle du modèle HFB-EJ pour les masses supérieures à  $A=160$ . Par conséquent la majorité des fragments lourds semble avoir en moyenne une parité positive ou négative équiprobable alors que ce n'est clairement pas le cas des fragments légers, sinon il n'y aurait pas de tels écarts relatifs entre les modèles HFB-EJ et HFB-FULL. Les distributions  $P_{HFB}(\pi|E)$  du  $^{165}\text{Tb}$  (Figure B.5.36) et du  $^{106}\text{Mo}$  (Figure B.5.29) semblent en effet respectivement montrer que les noyaux au-delà de la masse  $A=165$  ont une probabilité d'avoir une parité positive équiprobable, contrairement aux fragments légers de masse inférieure à 126. La Figure B.5.33 montre clairement que l'effet de la substitution de  $P_{HFB}(\pi|E)$  dans le modèle HFB-EJ a l'effet inverse de la substitution de  $P_{HFB}(J|E)$  dans le modèle HFB-E, bien que les écarts-relatifs ne soient pas identiques.

La prise en compte de  $P_{HFB}(\pi|E)$  dans le modèle HFB-EJ augmente d'environ 15 % le nombre de gammas de faible énergie émis. L'effet de la substitution de  $P_{HFB}(\pi|E)$  dans le modèle HFB-EJ a encore une fois l'effet inverse de la substitution de  $P_{HFB}(J|E)$  dans le modèle HFB-E sur le PFGS. Cependant les amplitudes des écarts relatifs ne sont pas les mêmes.

Modèles	Observables globales			Fragments légers $\overline{M}_{\gamma,L}$	Fragments lourds $\overline{M}_{\gamma,H}$
	$\langle E_\gamma^{tot} \rangle$	$\overline{M}_\gamma^{tot}$	$\langle \epsilon_\gamma^{lab} \rangle$		
CGCM	8.07	11.52	0.701	6.16	5.36
HFB-E	8.14	11.24	0.712	5.88	5.35
HFB-EJ	7.25	9.48	0.765	5.04	4.44
HFB-FULL	7.95	10.75	0.726	5.78	4.97

Tableau B.5.14 – Observables moyennes gammas obtenues avec différents modèles de densité de niveaux. ( $\Delta t=3$  ns,  $E^{cut}=\emptyset$ ). Les énergies sont exprimées en MeV. Les incertitudes statistiques sont :  $\sigma(E_\gamma) \sim 2.10^{-2}$  MeV,  $\sigma(M_\gamma) \sim 2.10^{-2}$  et  $\sigma(\epsilon_\gamma) \sim 2.10^{-3}$  MeV.

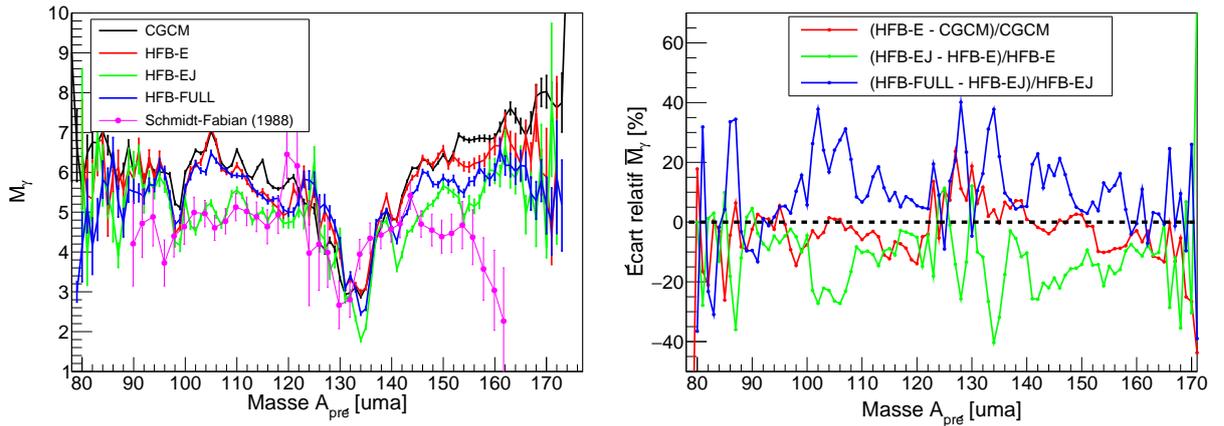


FIGURE B.5.33 – Multiplicité gamma en fonction de la masse des fragments (gauche) et les écarts relatifs associés obtenus par rapport au modèle nucléaire à partir duquel il a été défini (droite).

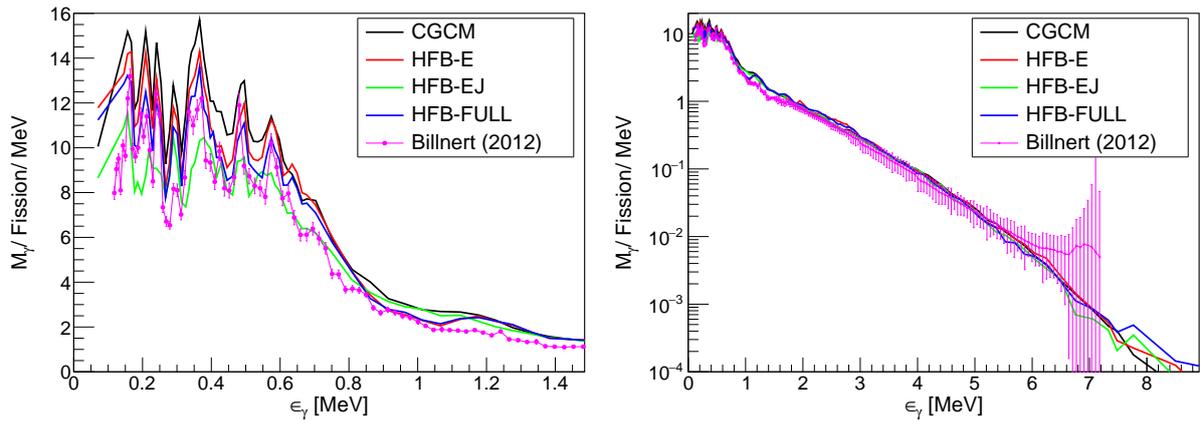


FIGURE B.5.34 – Spectres de gammas prompts de fission de basse énergie (gauche) et de haute énergie (droite) obtenus pour différents modèles de densités de niveaux.

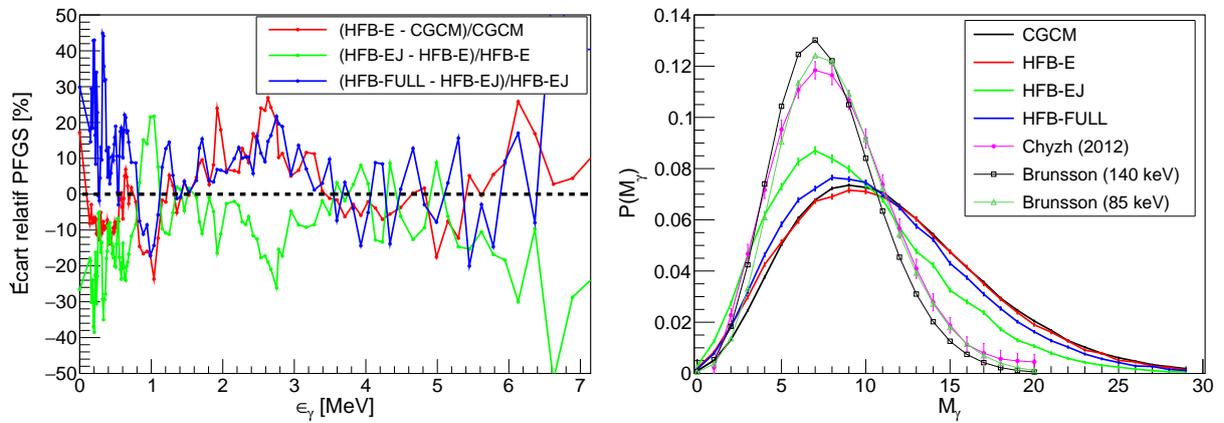


FIGURE B.5.35 – A gauche : Écarts relatifs entre les spectres de gammas prompts obtenus par rapport au modèle nucléaire à partir duquel il a été défini. A droite : Distributions de probabilité de la multiplicité gamma totale obtenues pour différents modèles de densité de niveaux.

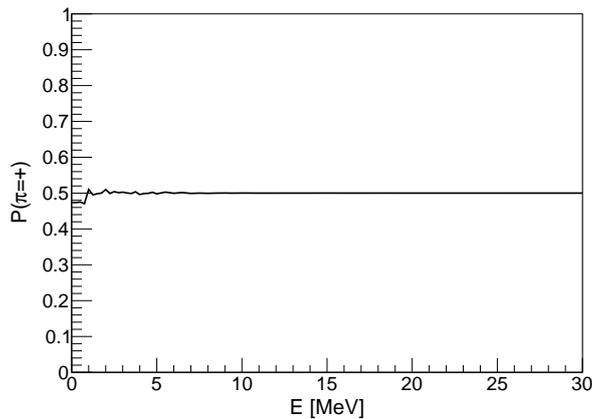


FIGURE B.5.36 – Distribution de la parité  $\pi = +$  en fonction de l'énergie d'excitation du  $^{165}\text{Tb}$  issue des données HFB.

## Conclusion

Les distributions de densité de niveaux totale  $\rho_{HFB}(E)$ , de moment angulaire  $P_{HFB}(J|E)$  et de parité  $P_{HFB}(\pi|E)$  à partir des données tabulées de densité de niveaux HFB+combinatoire ont été reconstruites. Leurs influences sur les observables de fission ont été étudiées en remplaçant les distributions correspondantes dans le modèle de densité de niveaux CGCM. Cela a permis de montrer qu'une densité de niveaux dix fois plus élevée que celle de  $\rho_{CGCM}(E)$  diminue la multiplicité neutron, durcit considérablement le spectre de neutrons prompts et influence peu les observables gammas. Finalement la densité de niveaux totale  $\rho_{HFB}(E)$ , qui est dix fois plus importante que  $\rho_{CGCM}(E)$ , ne semble pas être appropriée à l'étude de l'évaporation de neutrons. Ensuite la prise en compte des distributions des moments angulaires prédites par la méthode HFB+combinatoire,  $P_{HFB}(J|E)$ , entraîne une augmentation de la multiplicité neutron sans modifier le PFNS. De ce fait l'énergie gamma totale diminue, ce qui correspond en première approximation à une diminution de l'énergie d'excitation des fragments après évaporation des neutrons. Les structures présentes dans les distributions  $P_{HFB}(J|E)$ , absentes dans le modèle CGCM, permettent notamment d'expliquer l'observation expérimentale de Schmidt-Fabian qui montre que la multiplicité gamma  $\overline{M}_\gamma(A)$  diminue pour les masses  $A$  supérieures à 160 uma. Cette étude montre naturellement l'importance de la structure nucléaire des fragments dans l'évaporation gamma et montre aussi que la distribution  $P_{CGCM}(J|E)$  prescrite par RIPL-3 n'est pas forcément adaptée à l'étude de la désexcitation gamma des fragments de fission. Finalement la prise en compte de la distribution de parité issue des données HFB dans le modèle HFB-EJ, induit des effets relatifs opposés à la substitution de  $P_{HFB}(J|E)$  dans le modèle HFB-E. Cela semble montrer que les distributions  $P_{HFB}(J|E)$  et  $P_{HFB}(\pi|E)$  construites à partir des données tabulées  $\rho(E, J, \pi)$  ne devraient pas être décorrélatées de la sorte. Par conséquent les deux distributions associées aux nombres quantiques  $J$  et  $\pi$  doivent être considérées conjointement du à la présence de bandes rotationnelles qui ont une parité donnée.

À défaut pour le moment de reproduire les observables de fission<sup>3</sup> cette étude a permis d'étudier l'effet de distributions complètement différentes que celles habituellement étudiées sur les observables de fission.

Ces études ont montré que la bonne description des distributions en moment angulaire des niveaux d'énergie est une des clés nécessaires à la bonne reproduction conjointe des observables neutrons et gammas.

Jusqu'à maintenant les modèles étudiés tiennent compte des effets collectifs de manière effective. À la vue de l'influence conséquente d'un changement de distributions de moment angulaire  $P(J|E)$  tout au long de cette étude, il serait intéressant de tester l'influence d'un modèle de densité de niveaux dont la distribution en moment angulaire n'est pas obtenue à partir de la description du noyau comme un gaz de Fermi. L'un des modèles qu'il serait intéressant d'étudier est le modèle *Enhanced Generalized Superfluid Model* qui d'une part traite les degrés collectifs et intrinsèques séparément ( $\rho = \rho_{int}K_{coll}$ ) et d'autre part a une distribution en moment angulaire tenant compte de la projection  $K$  de  $J$  sur l'axe de symétrie [97]. Maintenant que les distributions  $P_{HFB}(J|E)$  sont construites, il serait aussi intéressant d'étudier l'influence de l'assignation du moment angulaire total initial des fragments à l'aide de cette distribution.

---

3. Il est à noter qu'ici seules les influences relatives des différents modèles ont été étudiées. Aucun ajustement des paramètres de la simulation n'a été encore réalisé pour reproduire l'observable cible  $\overline{\nu}^{tot}$  avec le modèle HFB-FULL.

## 5.4 Fonctions de force gamma

L'un des facteurs influençant l'émission gamma est la fonction de force gamma (RSF pour *Radiative Strength Function*) qui intervient dans le calcul de la probabilité d'émission gamma. La RSF est une fonction qui permet de décrire les caractéristiques de la résonance dipolaire géante (GDR). La formation et les processus d'amortissement de la GDR sont maintenant brièvement décrits, avant d'exposer les motivations de l'étude de certains modèles de RSF et de quantifier leurs influences sur les observables de fission.

### 5.4.1 Origine de la résonance dipolaire géante (GDR)

Sous l'influence d'un champ électromagnétique externe, comme l'absorption d'un gamma, les nucléons d'un noyau peuvent entrer dans un état résonant caractérisé par un mouvement de l'ensemble des protons par rapport à celui des neutrons. Le mouvement des protons et des neutrons peut être en phase (résonance isoscalaire  $\Delta T = 0$ ) ou en opposition de phase (résonance isovectorielle  $\Delta T = 1$ ). La réaction de photo-absorption excite majoritairement la Résonance Dipolaire Géante (GDR), qui est associée à une résonance isovectorielle de multipolarité  $L=1$ . Une représentation du mouvement des neutrons et des protons associé à cette résonance est visible sur la Figure B.5.37. L'ordre de grandeur de l'énergie de la résonance d'un noyau est  $E_r \sim 10$  MeV. Le temps de vie de cet état collectif est caractérisé par la largeur de la résonance  $\Gamma \sim 5$  MeV. Les processus participant à l'amortissement de cet état collectif (chacun contribuant à la largeur  $\Gamma$ ) sont le couplage de cet état à des états d'excitation intrinsèque du noyau, l'émission d'un photon et l'émission d'une particule chargée [120].

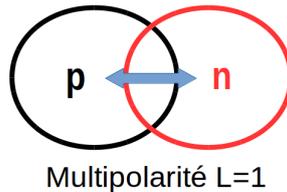


FIGURE B.5.37 – Schéma de la résonance isovectorielle de multipolarité  $L=1$  (Résonance Dipolaire Géante).

La GDR d'un noyau a d'abord été décrite comme l'oscillation relative de deux fluides visqueux (protons et neutrons). Sa première description théorique a donc été basée sur l'équation d'Euler. Dans cette équation, le paramètre de viscosité des fluides induit une dissipation énergétique, et permet de caractériser l'amortissement de l'oscillation des fluides. Dans ce formalisme, deux descriptions de la GDR ont été proposées.

La première réalisée par Goldhaber et Teller [121] considère que les deux fluides sont incompressibles et que les particules à l'intérieur de chaque fluide sont fixes les unes par rapport aux autres. L'amortissement de l'état collectif est alors dû à la minimisation de l'énergie surfacique du noyau agissant comme une force de rappel. L'énergie de résonance obtenue avec ce modèle est une fonction de la masse du noyau telle que  $E_r \propto A^{-\frac{1}{6}}$ .

La seconde description, proposée par Steinwedel et Jensen [122], suppose que les deux fluides sont compressibles et qu'ils oscillent en s'interpénétrant à l'intérieur d'un noyau de surface fixe. L'énergie de résonance obtenue est aussi une fonction de la masse du noyau telle que  $E_r \propto A^{-\frac{1}{3}}$ . Les mesures montrent que les noyaux lourds suivent un mélange des deux approches [120] et l'énergie de la résonance préconisée par RIPL-3 [97] s'écrit  $E_{res} = aA^{-\frac{1}{3}} + bA^{-\frac{1}{6}}$ , avec  $a$  et  $b$  des paramètres obtenus par l'ajustement de fonction de force gamma (RSF) sur les données de section efficace de photo-absorption.

Cependant, ces approches hydrodynamiques ne permettent pas de prédire la largeur des résonances qui est déterminée par l'ajustement du paramètre de viscosité et ne tiennent pas compte des propriétés quantiques du noyau.

En 1957, Brink [123] décrit alors la formation de la GDR avec une approche de champ moyen en introduisant l'opérateur de transition électrique dipolaire :

$$\begin{aligned}\hat{Q} &= e \sum_{z=1}^Z (\mathbf{r}_z - \mathbf{R}) \\ &= \frac{NZ}{A} \mathbf{r}\end{aligned}\quad (\text{B.5.37})$$

où  $\mathbf{r}_z$  est le vecteur position du proton  $z$ ,  $\mathbf{R}$  la position du centre de masse du noyau et  $\mathbf{r}$  la position relative des centres de masse des protons et des neutrons. En considérant le potentiel du noyau sphérique et les nucléons indépendants, l'hamiltonien du système s'écrit :

$$\hat{H} = \sum_z \frac{\mathbf{p}_z^2}{2m_p} + \sum_n \frac{\mathbf{p}_n^2}{2m_n} + \frac{1}{2}k \left( \sum_z \mathbf{r}_z^2 + \sum_n \mathbf{r}_n^2 \right) \quad (\text{B.5.38})$$

Cet hamiltonien peut se décomposer en quatre hamiltoniens qui commutent dont seulement un dépend de la coordonnée  $\mathbf{r}$  ( $\hat{H}_{\mathbf{r}}$ ). La fonction d'onde solution se décompose donc en quatre fonctions d'onde solutions chacune d'un hamiltonien. L'absorption d'un photon  $E1$  par le noyau perturbe le système par l'addition de l'opérateur dipolaire  $\hat{Q}$  qui agit alors seulement sur les états du noyau décrit par  $\hat{H}_{\mathbf{r}}$ . Un état collectif  $|C\rangle$  est alors excité dans lequel les protons et les neutrons se mettent en mouvement relativement les uns par rapport aux autres. La GDR est formée. L'état collectif  $|C\rangle$  va alors se coupler à des états d'excitation intrinsèque  $|\alpha\rangle$  du noyau, pouvant être des excitations de type particule-trou (1p-1h). Le système peut alors se décomposer en une partie où les états  $|C\rangle$  et  $|\alpha\rangle$  sont non couplés et couplés. Ces états sont alors états propres respectivement de l'hamiltonien (partie non couplé)  $\hat{H}_0$  tel que  $\hat{H}_0|C\rangle = E_C|C\rangle$  et  $\hat{H}_0|\alpha\rangle = E_\alpha|\alpha\rangle$ . Le couplage des états  $|C\rangle$  et  $|\alpha\rangle$  se fait par l'intermédiaire d'un potentiel  $\hat{V}$  tel que  $\langle C|\hat{V}|\alpha\rangle = v$  où  $v$  représente la force de couplage. En supposant que  $v$  est indépendante de l'énergie des états  $|\alpha\rangle$ , donc constante, et que le nombre d'états  $|\alpha\rangle$  pouvant être excités sont équidistants d'une distance  $D$  tel que  $E_\alpha = \alpha D$ , alors la probabilité de trouver le système dans l'état collectif  $|C\rangle$  à une énergie  $E$  s'écrit d'après Bohr et Mottelson [124] :

$$\begin{aligned}P_{|C\rangle}(E) &= \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E_C - E)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \\ \Gamma &= 2\pi \frac{v^2}{D}\end{aligned}\quad (\text{B.5.39})$$

avec  $\Gamma$  la largeur de la résonance qui dépend de la force de couplage entre les états collectifs et intrinsèques et de la distance entre les états intrinsèques  $D$ . Cette distance est inversement proportionnelle à la densité de niveaux  $\rho$  tel que  $D = \rho^{-1}$ . Cette première approche montre donc que plus le nombre d'états pouvant être excités sera grand plus la largeur de la résonance sera grande, conduisant à un temps de demi-vie de l'état collectif petit. Elle montre aussi que la bonne connaissance du terme de couplage  $v$  entre l'état vibrationnel et les états intrinsèques joue un rôle primordial dans la description de l'amortissement de la GDR.

Expérimentalement, la fonction de force gamma  $f_{XL}$  est généralement déterminée à partir de la section efficace d'absorption de photons  $E1$ , notée  $\langle \sigma_{E1}(\epsilon_\gamma) \rangle$ , d'un noyau initialement dans son état fondamental. La section-efficace  $\langle \sigma_{XL}(\epsilon_\gamma) \rangle$  mesurée est reliée à  $f_{XL}$  par la relation :

$$f_{XL} = \frac{1}{(\pi\hbar c)^2 (2L+1)} \frac{\langle \sigma_{XL}(\epsilon_\gamma) \rangle}{\epsilon_\gamma^{2L-1}} \quad (\text{B.5.40})$$

La détermination expérimentale de la fonction de force gamma permet donc de connaître la largeur partielle radiative  $\Gamma_{\gamma,i \rightarrow f}$  d'un niveau excité vers le niveau fondamental (Section 4.3.2).

### 5.4.2 Modèles de fonction de force gamma

Jusqu'à maintenant les modèles de fonction de force gamma SLO (*Standard Lorentzian*), EGLO (*Enhanced Generalized Lorentzian*) et tabulées issues de calculs de QRPA (méthode HF+BCS avec l'interaction SLy4) étaient disponibles dans le code FIFRELIN.

L'existence dans la littérature de modèles de RSF permettant de tenir compte de la dépendance de l'énergie et de la déformation du noyau dans la description de la GDR a motivé l'étude de quelques uns de ces modèles lors de ce travail. De plus certains de ces modèles étudiés ne diffèrent que par le nombre de processus participant à l'amortissement de la GDR, chacun contribuant à la largeur de la résonance  $\Gamma$ . Ces modèles permettent donc d'étudier l'influence des processus d'amortissement de la GDR sur les observables gammas de fission.

Dans cette thèse, je me suis donc intéressé en plus des modèles SLO et EGLO, au modèle MLO (*Modified Lorentzian*) qui se décline en trois sous-modèles notés MLO1, MLO2 et MLO3 chacun décrivant les modes d'amortissement de la GDR de manière différente. Ces modèles sont maintenant brièvement décrits pour comprendre les hypothèses sur lesquelles ils se basent.

#### Modèle SLO (*Standard Lorentzian*)

Les sections efficaces de photo-absorption sont mesurées pour des noyaux initialement dans leur état fondamental. Les RSF associées sont notées  $f_{XL}^{G.S.}$ . Brink suppose que la  $f_{XL}$  associée à un noyau initialement dans un état excité a la même forme que  $f_{XL}^{G.S.}$ , i.e. que sa largeur  $\Gamma_r$  et son amplitude  $\sigma_r$  sont indépendantes de l'état excité initial. Par contre l'énergie de la résonance est translatée de l'énergie de cet état initial excité  $|i\rangle$  tel que  $E_r|_i = E_r|_{G.S.} + \epsilon_{|i}\rangle$ . Dans ce modèle, la largeur  $\Gamma_r$  dépend de la force de couplage entre les nucléons et la surface du noyau. La RSF SLO s'écrit alors :

$$f_{E1}(\epsilon_\gamma) = 8.674 * 10^{-8} \sigma_r \Gamma_r \frac{\epsilon_\gamma \Gamma_r}{(\epsilon_\gamma^2 - E_r^2)^2 + \epsilon_\gamma^2 \Gamma_r^2} [\text{MeV}^{-3}] \quad (\text{B.5.41})$$

avec  $\Gamma$  en MeV,  $\langle \epsilon_\gamma \rangle$  en MeV et  $\sigma$  en mbarn.

#### Modèle EGLO (*Enhanced Generalized Lorentzian*)

Kopecky et Uhl [125] proposent une paramétrisation de la largeur de la résonance  $\Gamma$  pour prendre en compte la dépendance en énergie de cette dernière par l'intermédiaire de la température finale  $T_f$  du noyau. La RSF s'écrit alors :

$$f_{E1}(\epsilon_\gamma) = 8.674 * 10^{-8} \sigma_r \Gamma_r \left[ \frac{\epsilon_\gamma \Gamma_K(\epsilon_\gamma, T_f)}{(\epsilon_\gamma^2 - E_r^2)^2 + \epsilon_\gamma^2 \Gamma_K^2(\epsilon_\gamma, T_f)} + 0.7 \frac{\Gamma_K(\epsilon_\gamma = 0, T_f)}{E_r^3} \right] [\text{MeV}^{-3}] \quad (\text{B.5.42})$$

avec la largeur de la résonance définie par :

$$\Gamma_K(\epsilon_\gamma, T_f) = C_{coll}(\epsilon_\gamma)(\epsilon_\gamma^2 + 4\pi^2 T_f^2) \quad (\text{B.5.43})$$

avec  $C_{coll}(\epsilon_\gamma)$  un paramètre ajusté aux données expérimentales et dépendant du modèle de densité de niveaux utilisé lors de l'ajustement. Le terme asymptotique  $\frac{\Gamma_r(\epsilon_\gamma=0, T_f)}{E_r^3}$  est ajouté pour mieux reproduire les données expérimentales à basse énergie.

#### Modèle MLO (*Modified Lorentzian*)

Le modèle MLO, développé par Kolomietz et al. [126, 127], considère le noyau comme un fluide quantique dont l'évolution est régie par l'équation de Landau-Vlasov (description de phénomènes collectifs). La fonction de répartition des nucléons dans l'espace des phases,  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ ,

évolue alors sous l'action du potentiel auto-cohérent du noyau ( $V$ ). Dans cette description,  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  est soumise à un phénomène d'amortissement qui est caractérisé par l'introduction d'un terme source du processus de relaxation de l'état collectif noté  $J(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ . Lorsque  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  est soumis à de faibles perturbations l'équation de Landau-Vlasov s'écrit alors :

$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \frac{\partial \delta f}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial V_0}{\partial \mathbf{r}} \frac{\delta f}{\partial \mathbf{p}} - \frac{\partial \delta V}{\partial \mathbf{r}} \frac{\delta f_0}{\partial \mathbf{p}} = J(\delta f) \quad (\text{B.5.44})$$

Lors de l'amortissement de la GDR par émission radiative pour des énergies gammas inférieures à 10 MeV, les deux principaux processus de relaxation à considérer sont :

1. le couplage de l'état vibrationnel à des états d'excitation intrinsèque de type particule-trou (1p-1h). Ce couplage caractérise la relaxation intrinsèque de la résonance par collision. Il dépend de la section efficace d'interaction entre un neutron et un proton à l'intérieur du noyau. Plus celle-ci sera grande, plus ce couplage sera important. Le terme source caractérisant cet amortissement se met sous la forme :

$$J_c(\delta f) = -\frac{\delta f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\tau_c(\omega_0, T)} \quad (\text{B.5.45})$$

avec  $\tau_c$  le temps caractéristique de relaxation vers l'état d'équilibre dû aux collisions internes. La largeur de la résonance associée à ce phénomène est notée  $\Gamma_c = \hbar/\tau_c$ .

2. l'interaction entre un nucléon et la surface du noyau. Dans cette approche, la surface du noyau est définie par la chute brutale du potentiel nucléaire auto-cohérent  $V$ . Le mouvement de cette surface dépend de la multipolarité  $L$  de l'état vibrationnel, dont une représentation est visible sur la Figure B.5.37. Les fonctions d'onde associées aux nucléons perdent alors leur cohérence en se réfléchissant sur la surface du noyau et peuplent alors des états d'excitation intrinsèque du noyau. Le terme source caractérisant cet amortissement s'écrit :

$$J_w(\delta f) = -\frac{\delta f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\tau_w} \quad (\text{B.5.46})$$

avec  $\tau_w$  le temps caractéristique de relaxation vers l'état d'équilibre. Le terme  $\Gamma_w = \hbar/\tau_w$  correspond à la fragmentation de la résonance associée à ce mode d'amortissement.

Cette approche a donné naissance à trois modèles de RSF : MLO1, MLO2 et MLO3, qui diffèrent par les termes sources d'amortissement ( $J(\delta f)$ ) présents dans l'Équation B.5.44.

Avec le modèle MLO1, seul le terme de relaxation collisionnel est considéré. La largeur totale de la résonance s'écrit alors :

$$\Gamma_{MLO1}(\epsilon_\gamma, T_f) = \Gamma_c \quad (\text{B.5.47})$$

Le modèle MLO2 est obtenu en ajoutant au modèle MLO1 un terme de relaxation décrivant l'interaction des nucléons avec la surface du noyau. La largeur de la résonance est alors :

$$\Gamma_{MLO2}(\epsilon_\gamma, T_f) = \Gamma_c + k_s(\epsilon_\gamma, E_r)\Gamma_w \quad (\text{B.5.48})$$

avec  $k_s(\epsilon_\gamma, E_r)$  un facteur d'échelle dépendant de l'énergie du gamma émis et de l'énergie de résonance.

Le modèle MLO3 dérive du modèle MLO2 dans lequel le terme de relaxation collisionnel est maintenant explicitement proportionnel à la section efficace d'interaction proton-neutron dans le milieu. Le terme de relaxation surfacique est identique à MLO2. La largeur totale de la résonance s'écrit :

$$\Gamma_{MLO3}(\epsilon_\gamma, T_f) = \Gamma'_c + k_s(\epsilon_\gamma, E_r)\Gamma_w \quad (\text{B.5.49})$$

Pour plus de détails sur l'expression de chacun des paramètres, se référer à [97].

Dans les modèles MLO, un facteur d'échelle  $\Lambda(\epsilon_\gamma, T_f)$  dont l'expression est donnée par la relation B.5.50 est introduit. Ce terme est à l'origine du mot clé *Modified* dans MLO. Il permet

d'augmenter la probabilité d'émission de photons de basse énergie et d'augmenter la probabilité d'émettre un photon d'énergie donnée lorsque l'énergie d'excitation du noyau augmente. Comme le montre la Figure B.5.40, ce facteur d'accroissement permet d'obtenir un comportement asymptotique semblable au modèle EGLO mais la valeur asymptotique de ce terme est plus faible que celle du modèle EGLO.

$$\Lambda(\epsilon_\gamma, T_f) = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\epsilon_\gamma}{T_f}\right)} \quad (\text{B.5.50})$$

La RSF des modèles MLO s'exprime alors selon :

$$f_{MLO}(\epsilon_\gamma) = 8.674 * 10^{-8} \Lambda(\epsilon_\gamma, T_f) \sigma_r \Gamma_r \frac{\epsilon_\gamma \Gamma(\epsilon_\gamma, T_f)}{(\epsilon_\gamma^2 - E_r^2)^2 + \epsilon_\gamma^2 \Gamma^2(\epsilon_\gamma, T_f)} \quad (\text{B.5.51})$$

L'ensemble des RSF présentées sont obtenues dans le cas où les noyaux sont sphériques. Or les fragments de fission sont souvent déformés ( $\beta_2 \neq 0$ ). Pour les noyaux déformés la GDR possède deux composantes : une correspondante à la vibration du noyau selon son axe de symétrie (demi-grand axe) et une correspondante à l'axe perpendiculaire (demi-petit axe). Le noyau possède donc des états collectifs vibrationnels selon ces deux axes. Chaque état est caractérisé par une énergie de résonance  $E_{r,axe}$ , une largeur de résonance  $\Gamma_{r,axe}$  et une amplitude  $\sigma_{r,axe}$ . L'énergie de résonance associée à la vibration selon un axe est inversement proportionnelle à la longueur de cet axe. La largeur de la résonance associée à chaque axe est obtenue à partir de la largeur de la résonance associée à un noyau sphérique,  $\Gamma_0$ , pondérée par l'inverse de la longueur du demi-axe associé tel que  $\Gamma_{r,axe} = \Gamma_0 / (\text{demi-axe})$ . L'amplitude de la vibration du noyau selon l'axe perpendiculaire est donc deux fois plus grande que celle selon l'axe de symétrie :  $\sigma_{r,\perp} = 2\sigma_{r,\parallel}$ . La RSF d'un noyau déformé s'écrit donc :

$$f_{E1}^{def}(\epsilon_\gamma) = \sum_{axe=\perp,\parallel} f_{E1}^{axe}(\epsilon_\gamma) |_{E_r^{axe}, \Gamma_r^{axe}, \sigma_r^{axe}} \quad (\text{B.5.52})$$

Les RSF des noyaux déformés sont obtenues à partir des modèles MLO2 et MLO3 dans lesquels l'interaction des nucléons avec la surface du noyau participe effectivement à l'amortissement de la GDR (terme de relaxation  $\Gamma_w$ ). Ce sont les largeurs  $\Gamma_w$  de ces modèles qui tiennent compte de la déformation des noyaux selon la méthode décrite ci-dessus. Pour plus de détails se référer à [97, 128].

Finalement les modèles SLO, EGLO et MLO1 permettent de décrire les noyaux sphériques et les modèles MLO2 et MLO3 les noyaux déformés.

L'implémentation de ces modèles fait appel à de très nombreux paramètres et est sujette à de nombreuses erreurs : erreurs de code ou erreurs dans la documentation RIPL-3. La première étape est donc de reproduire les graphiques présents dans la documentation RIPL-3 sur lesquels les différents modèles de RSF sont comparés aux données expérimentales. Un exemple de cette vérification est montré sur la Figure B.5.38.

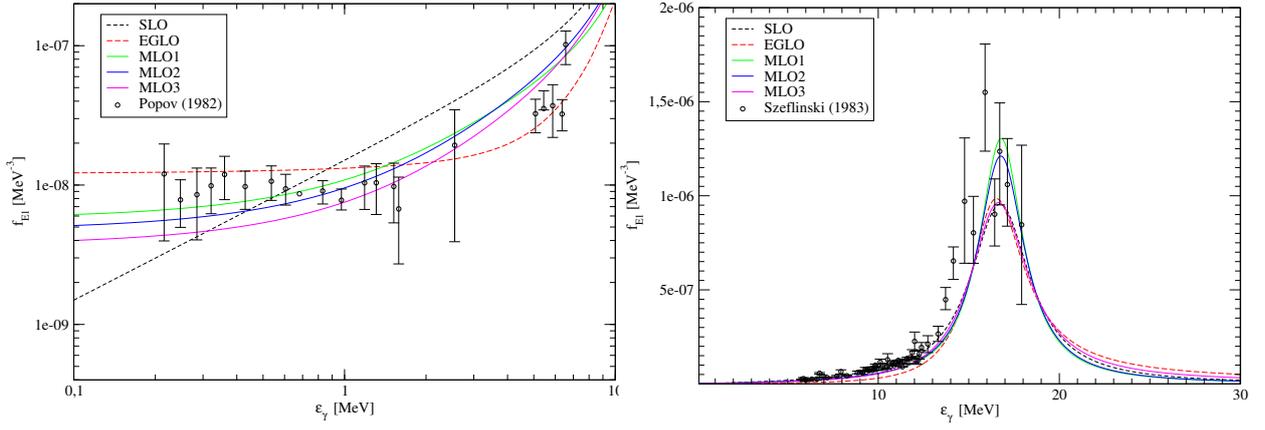


FIGURE B.5.38 – Comparaison des fonctions de force gamma théoriques aux données expérimentales, pour le  $^{144}\text{Nd}$  ( $\beta^{GS} = 0.0$ ) (gauche) et le  $^{90}\text{Zr}$  ( $\beta^{GS} = 0.053$ ) (droite) [129]. Les mêmes comparaisons sont présentes dans la documentation RIPL-3 p.3171-3172.

Il est rappelé que les fonctions de force gamma définies ci-dessus ne permettent de décrire que les transitions électrique de type E1. Les autres transitions électromagnétiques peuvent être obtenues à partir des largeurs partielles de Weisskopf comme exposé dans la Section 4.3.2.

Les résultats des modèles de RSF pour le  $^{106}\text{Mo}$  et le  $^{144}\text{Ba}$  sont présentés sur les Figures B.5.39 et B.5.40. On observe (Figure B.5.39) que l'amplitude de la RSF du modèle MLO1 est deux à trois fois plus importante que celle prédite par les autres modèles.

Les RSF MLO2 et MLO3 du  $^{106}\text{Mo}$ , qui a un paramètre de déformation  $\beta_{GS}^{Mo} = 0.361$ , possèdent chacune deux composantes lorentziennes. La composante de droite de la GDR caractérise la vibration du noyau selon son demi-grand axe et la composante de gauche de la GDR sa vibration selon son demi-petit axe. Pour ce noyau, la prise en compte de la déformation du noyau dans la RSF a une influence significative sur sa forme pour des énergies comprises entre 10 MeV et 25 MeV. De manière générale, la prise en compte de la déformation des noyaux dans les RSF augmente leur largeur à mi-hauteur d'environ  $\sim 1$  MeV par rapport à celles utilisées pour décrire les noyaux sphériques.

Par contre les RSF MLO2 et MLO3 du  $^{144}\text{Ba}$ , qui a un paramètre de déformation  $\beta_{GS}^{Ba} = 0.144$ , ne possèdent qu'une composante lorentzienne.

Pour des énergies gammas inférieures à 10 MeV, énergies des gammas émis par les fragments de fission, la Figure B.5.40 montre que globalement quel que soit le noyau, pour des énergies :

- $\epsilon_\gamma < 1$  MeV, les valeurs de la RSF prédites par le modèle EGLO sont environ trois à cinq fois plus importantes que celles prédites par les modèles MLO. Cette dernière est environ trois fois plus importante que celle prédite par le modèle SLO. Le classement des modèles selon la valeur de l'amplitude de leur RSF est donc :

$$EGLO > MLO1 > MLO2 > MLO3 > SLO$$

- $1 \text{ MeV} < \epsilon_\gamma < 8 \text{ MeV}$ , les écarts des valeurs des RSF des différents modèles s'amenuisent à mesure que  $\epsilon_\gamma$  augmente. Grossièrement, les valeurs de RSF données par le modèle SLO sont deux à trois fois plus élevées que celles des différents modèles MLO. Celles-ci sont deux à trois fois plus importantes que celles obtenues avec le modèle EGLO. Le classement des modèles selon la valeur de l'amplitude de leur RSF est donc :

$$SLO > MLO1 \sim MLO2 \sim MLO3 > EGLO$$

- $\epsilon_\gamma > 8 \text{ MeV}$ , les écarts des valeurs des RSF sont négligeables.

$$SLO > MLO1 \sim MLO2 \sim MLO3 > EGLO$$

D. Régnier durant sa thèse [7] avait déjà étudié l'influence des modèles SLO et EGLO sur les observables de fission et avait constaté que le choix de l'un ou l'autre des modèles n'affecte pas

significativement les observables de fission. Comme les valeurs des RSF MLOs pour des énergies gamma inférieures à 10 MeV sont similaires et se situent généralement entre les valeurs des RSF EGLO et SLO, et ce quelle que soit la déformation du noyau, elles ne devraient donc pas non plus, *a priori*, affecter significativement les observables de fission. Les données présentes dans la documentation RIPL-3 ne le sont que pour des noyaux dont le paramètre de déformation est proche de zéro ( $^{144}\text{Nd}$  et  $^{90}\text{Zr}$ ), par conséquent ces conclusions ne pouvaient être tirées pour les noyaux déformés avant l'implémentation des modèles MLO2 et MLO3.

L'influence de ces cinq modèles sur les spectres de gammas prompts du  $^{106}\text{Mo}$  et du  $^{144}\text{Ba}$  a été regardée. Pour cela l'état initial est défini par une énergie d'excitation égale à  $S_n$ . Cela permet d'étudier seulement l'influence des modèles de RSF sur les observables gammas. Le  $J^\pi$  est lui fixé à  $14^-$ . Les différents spectres gammas obtenus, exposés sur la Figure B.5.41, ne présentent aucune différence significative. Cette étude préliminaire montre donc que les observables gammas de fission devraient être peu influencées par l'utilisation d'un modèle de RSF plutôt qu'un autre.

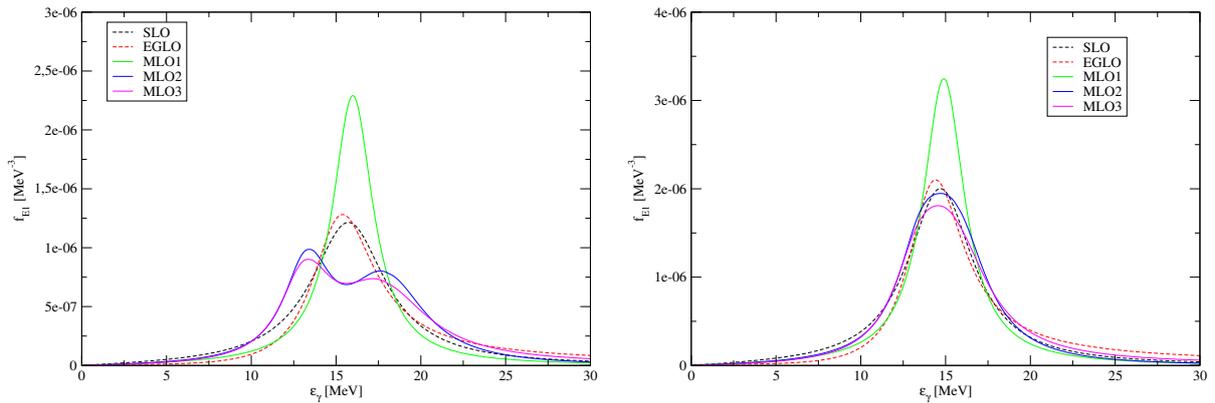


FIGURE B.5.39 – Fonction de force gamma du  $^{106}\text{Mo}$  (gauche) et du  $^{144}\text{Ba}$  (droite).

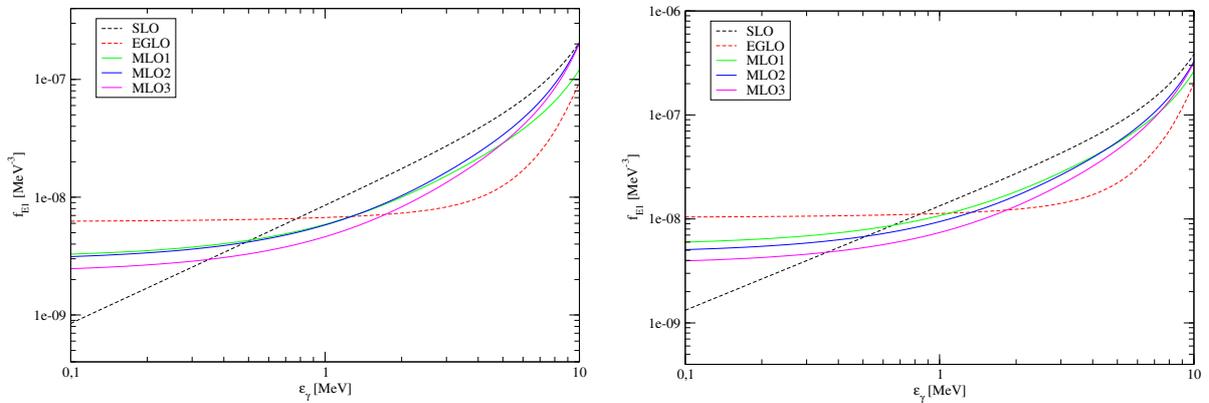


FIGURE B.5.40 – Fonctions de force gamma pour des gammas d'énergie inférieure à 10 MeV pour le  $^{106}\text{Mo}$  (gauche) et le  $^{144}\text{Ba}$  (droite).

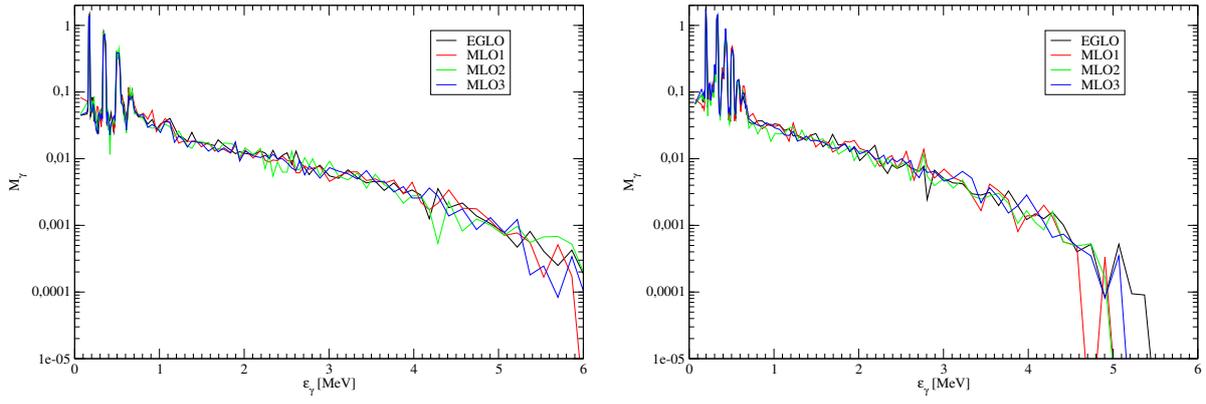


FIGURE B.5.41 – Spectres gammas du  $^{106}\text{Mo}$  (gauche) et du  $^{144}\text{Ba}$  (droite), respectivement obtenus à partir des états initiaux ( $E^*=6.8$  MeV,  $J=14\hbar$ ,  $\pi=-$ ) et ( $E^*=5.9$  MeV,  $J=14\hbar$ ,  $\pi=-$ ).

### 5.4.3 Influence des modèles sur les observables gammas

Pour étudier l'influence des cinq modèles de RSF sur les observables de fission, les paramètres de la simulation sont fixés à  $R_T^{min}=0.30$ ,  $R_T^{max}=1.41$ ,  $k=1.0$ ,  $\sigma_L=10.5$  et  $\sigma_U=11.0$ .

Les observables moyennes neutrons alors obtenues, présentées dans le Tableau B.5.15, sont comparables à l'intérieur des incertitudes statistiques.

Modèles	$\bar{\nu}_L$	$\bar{\nu}_H$	$\bar{\nu}^{tot}$	$\langle \epsilon_n \rangle^{lab}$
SLO	2.036	1.706	3.742	2.129
EGLO	2.047	1.709	3.756	2.124
MLO1	2.051	1.718	3.769	2.125
MLO2	2.047	1.712	3.758	2.132
MLO3	2.045	1.708	3.753	2.122

Tableau B.5.15 – Observables neutrons moyennes obtenues avec différents modèles de RSF. Les énergies sont exprimées en MeV. Les incertitudes statistiques sont  $\sigma(\nu)=5.10^{-3}$  et  $\sigma_\epsilon=4.10^{-3}$  MeV.

Les observables gammas moyennes (Tableau B.5.16) et les PFGS (Figure B.5.42) obtenus pour les différents modèles de RSF sont quasiment identiques. Aucun des modèles ne permet donc de mieux reproduire les données expérimentales de Billnert.

Modèles	$E^{cut}=\emptyset, \Delta t=3$ ns			$E^{cut}=100$ keV, $\Delta t=3$ ns			$E^{cut}=\emptyset, \Delta t=3$ ns		
	$\langle E_\gamma^{tot} \rangle$	$\bar{M}_\gamma^{tot}$	$\langle \epsilon_\gamma^{lab} \rangle$	$\langle E_\gamma^{tot} \rangle$	$\bar{M}_\gamma^{tot}$	$\langle \epsilon_\gamma^{lab} \rangle$	$\bar{M}_\gamma^{E1}$	$\bar{M}_\gamma^{M1}$	$\bar{M}_\gamma^{E2}$
SLO	8.11	11.48	0.707	8.00	9.97	0.802	3.50	1.38	1.38
EGLO	8.01	11.44	0.701	7.90	9.92	0.796	3.32	1.31	1.72
MLO1	8.05	11.25	0.717	7.95	9.74	0.816	2.75	1.65	1.76
MLO2	8.08	11.39	0.710	7.97	9.87	0.807	3.35	1.41	1.47
MLO3	8.04	11.39	0.707	7.93	9.86	0.804	3.32	1.41	1.50
Billnert				6.64 $\pm 0.08$	8.3 $\pm 0.08$	0.80 $\pm 0.01$			

Tableau B.5.16 – Observables gammas moyennes pour différents modèles de RSF ( $\Delta t=3$  ns;  $E_{cut}=\emptyset$ ). Les énergies sont exprimées en MeV. Les incertitudes statistiques sont :  $\sigma_M \sim 1.10^{-2}$ ,  $\sigma_\epsilon \sim 1.10^{-3}$  MeV et  $\sigma_E \sim 1.10^{-2}$  MeV. Les données expérimentales de Billnert sont extraites de [67].

La décomposition du PFGS, obtenu avec chaque modèle, selon la multipolarité (XL) du gamma émis E1, E2 ou M1 permet d'obtenir les PFGS des Figures B.5.43 (PFGS-E1), B.5.44

(PFGS-E2) et B.5.45 (PFGS-M1). L'émission de gammas de multipolarité M2 et supérieure étant statistiquement improbable, les PFGS associés ne sont pas présentés.

Le PFGS associé à la multipolarité E1, représenté sur la Figure B.5.43 montre que pour des énergies gammas inférieures à 1.0 MeV, le modèle MLO1 prédit un PFGS 25 % plus faible que les autres modèles. Pour  $\epsilon_\gamma > 2$  MeV, c'est le modèle EGLO qui sous-estime les PFGS prédits par les autres modèles d'environ 50 %. Les comportements relatifs des RSF les unes par rapport aux autres expliquent ces tendances (cf. Section 5.4.2).

Le PFGS associé à la multipolarité M1, présenté sur la Figure B.5.45, montre que l'émission de gamma M1 prédite par le modèle MLO1 est surestimée par rapport à celle des autres modèles.

La décomposition des spectres gammas totaux selon la multipolarité de la transition fait apparaître des différences entre les modèles de RSF. Il est donc important de noter qu'à spectres totaux identiques, les spectres multipolaires peuvent être différents : les spectres multipolaires différents se compensent les uns les autres pour au final avoir un spectre total identique quel que soit le modèle de RSF utilisé. Cela est principalement dû à un lavement des propriétés de chaque noyau par la multitude des états initiaux possibles à la suite de l'émission neutron. Ce ne serait probablement pas le cas pour un seul noyau clairement identifié, mais la fission génère une multitude de noyaux à différentes énergies d'excitation et différents spin/parité.

Finalement l'étude de différents modèles de fonction de force gammas, allant du modèle le plus basique indépendant de l'énergie du noyau (SLO) au modèle le plus raffiné incluant la déformation des noyaux (MLO2 et MLO3), montre que le raffinement des modèles de RSF ne conduit pas, globalement, à une meilleure description des observables gammas de fission.

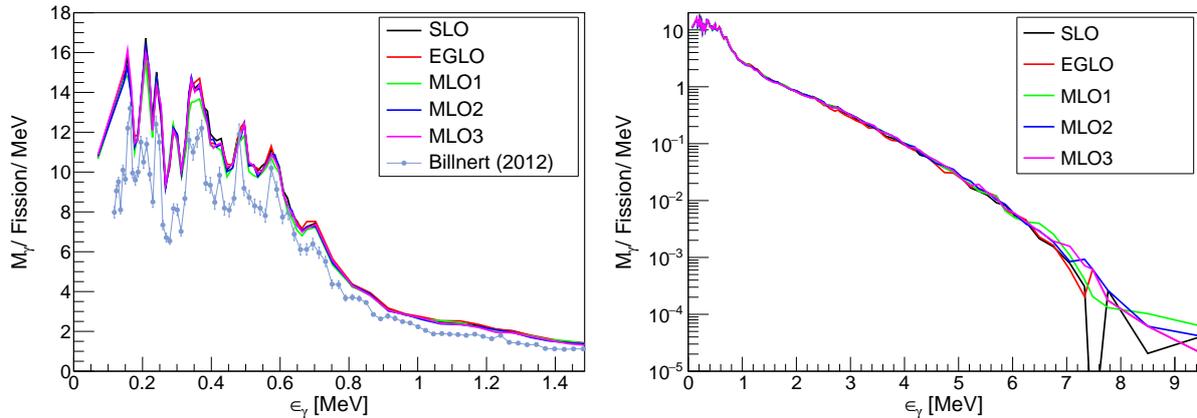


FIGURE B.5.42 – Spectres gammas de basse énergie (gauche) et totaux (droite) obtenus dans le référentiel du laboratoire.

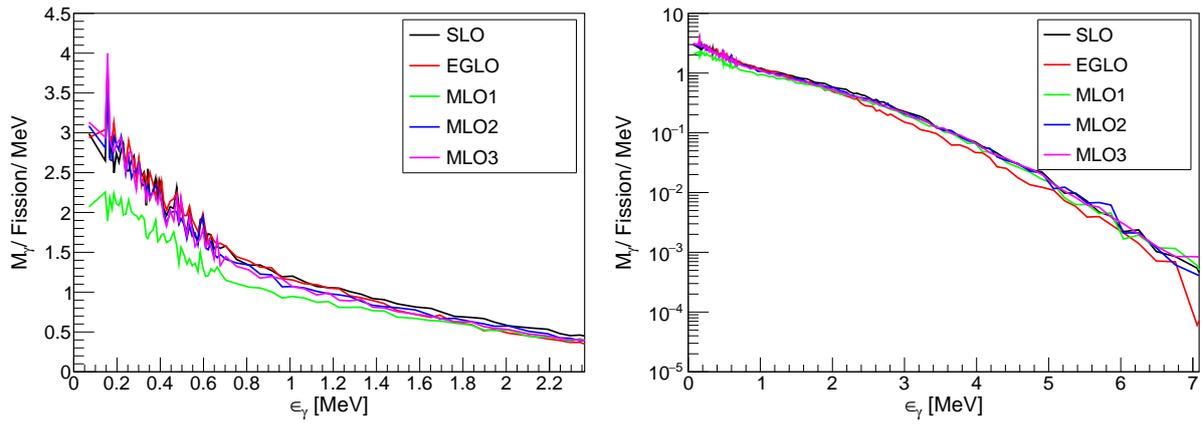


FIGURE B.5.43 – Contributions des gammas de multipolarité  $E1$  aux spectres gammas totaux obtenus dans le référentiel du centre de masse.

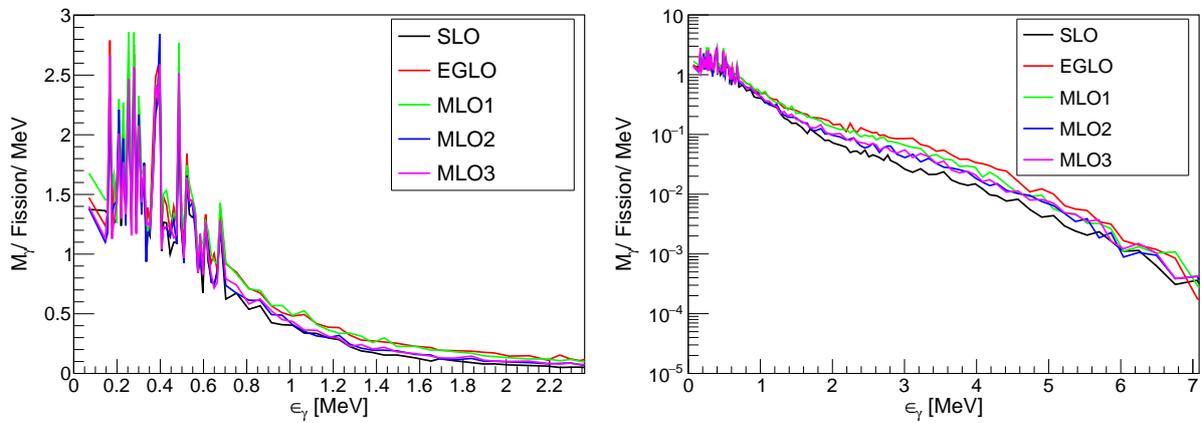


FIGURE B.5.44 – Contributions des gammas de multipolarité  $E2$  aux spectres gammas totaux obtenus dans le référentiel du centre de masse.

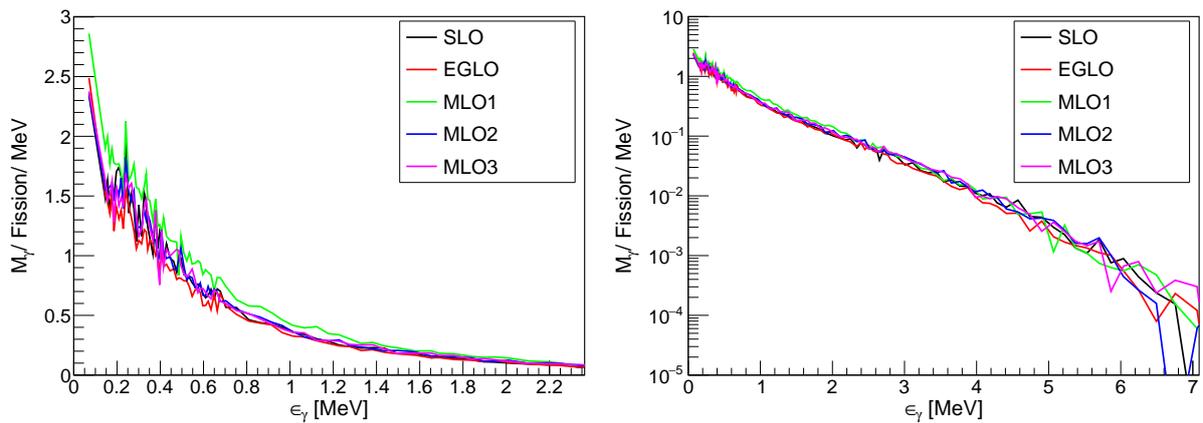


FIGURE B.5.45 – Contributions des gammas de multipolarité  $M1$  aux spectres gammas totaux obtenus dans le référentiel du centre de masse.

## 5.5 Conclusion et perspectives

L'objectif de ce chapitre était d'étudier l'influence de modèles nucléaires sur les observables de fission pour reproduire les observables neutrons et gammas. Pour cela des modèles décrivant la distribution en moment angulaire total initial, la densité de niveaux et la fonction de force gamma des fragments ont été étudiés.

Différents paramètres de spin cut-off, régissant la largeur de la distribution en moment angulaire initial des fragments et donc le partage en énergie d'excitation entre les fragments, ont été testés. L'utilisation de modèles dépendant de l'énergie d'excitation (*Inertia* et *Inertia + Shell*) des fragments conduit à une modification de la distribution des moments angulaires initiaux échantillonnés. La distribution alors obtenue permet de mieux reproduire la forme des distributions expérimentales telles que  $P(M_\gamma)$  ou  $\overline{M}_\gamma(A)$ . La comparaison des prédictions du modèle *Constant* aux modèles *Inertia* et *Inertia + Shell* a permis de mettre en évidence le lien étroit entre l'allure des distributions de moment angulaire initial et de multiplicité gamma. Elle a notamment pointé du doigt le fait que la distribution de moment angulaire initial des fragments n'est probablement pas de type Rayleigh.

Cependant les modèles dépendant de l'énergie d'excitation conduisent à une multiplicité de gamma de faible énergie plus importante car le moment angulaire initial moyen des fragments lourds est plus important de  $3.5 \hbar$  par rapport au modèle *Constant*.

L'introduction d'un paramètre de spin cut-off dépendant de l'énergie d'excitation permet de réduire le nombre de paramètres de la simulation de 5 à 4.

Une étude de l'influence du paramètre libre du modèle *Inertia* sur les observables gammas a montré que dans l'état actuel du code, les modèles de spin cut-off dépendant de l'énergie ne permettent pas à eux seuls de bien reproduire l'ensemble des observables neutrons et gammas.

Ensuite l'influence des distributions  $\rho_{HFB}(E)$ ,  $P_{HFB}(J|E)$  et  $P_{HFB}(\pi|E)$  extraites des données microscopiques obtenues par une méthode HFB+combinatoire a été étudiée en les substituant successivement aux distributions correspondantes dans la densité de niveaux CGCM. L'utilisation d'une densité de niveaux  $\rho_{HFB}(E)$  dix fois plus élevée que  $\rho_{CGCM}(E)$  conduit principalement à un durcissement du spectre de neutrons prompts de 260 keV et à une diminution de la multiplicité neutron totale d'environ 0.15 neutron. La distribution en moment angulaire des niveaux  $P_{HFB}(J|E)$  augmente la multiplicité neutron totale, diminue de 900 keV l'énergie moyenne des fragments après l'évaporation des neutrons et la multiplicité gamma totale de 1.7 gammas et donc durcit le spectre gamma. Cette distribution plus structurée permet de mieux reproduire les tendances générales des distributions gammas. Elles montrent donc l'importance de connaître la structure nucléaire des fragments pour prédire précisément les observables gammas. Il s'avère que les distributions de moment angulaire et de parité doivent être considérées conjointement.

Il a aussi été montré que les densités de niveaux microscopiques  $\rho_{HFB}(E, J, \pi)$  peuvent être utilisées telles quelles, sans aucun paramètre correctif préalablement ajusté (facteurs  $c$  et  $p$ ).

Enfin l'utilisation de modèles de fonctions de force gamma tenant compte de la déformation du noyau n'a montré aucune différence significative dans la prédiction des observables moyennes gammas par rapport à des modèles moins raffinés.

Finalement les résultats de ces études montrent que les prochains efforts à fournir devront se focaliser principalement sur l'étude de la densité de niveaux des fragments, notamment sur sa distribution en moment angulaire total, et sur la définition de l'état initial des fragments (énergie d'excitation et moment angulaire) afin de réconcilier les prédictions des observables neutrons et gammas. Il serait aussi intéressant de tester l'influence de coefficients de transmission neutron pour des noyaux déformés.

## Chapitre 6

# Étude de la fission rapide des actinides

Ce chapitre est dédié à l'étude de la fission du  $^{237}\text{Np}$  induite par des neutrons rapides. Après avoir rappelé le besoin de connaître précisément les caractéristiques de ces réactions pour le développement des réacteurs à neutrons rapides de quatrième génération (GEN-IV), les particularités de la fission dans ce domaine en énergie sont rappelées. L'étude de la fission rapide du  $^{237}\text{Np}$  à différentes énergies de neutron incident est réalisée. Les résultats sont comparés à ceux de la fission rapide de  $^{238}\text{U}$ .

### 6.1 Motivations

Les réacteurs GEN-IV en développement ont pour objectifs de recycler les isotopes du plutonium, de réduire la quantité d'actinides mineurs tels que  $^{241,243}\text{Am}$  ou le  $^{237}\text{Np}$  [130, 131] et de produire de l'électricité à partir des ressources abondantes en uranium naturel ( $^{238}\text{U}$ ). Dans ce cadre, le CEA développe le réacteur à neutrons rapides ASTRID (*Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration*). Le spectre neutronique dans la zone combustible d'ASTRID, présenté sur la partie gauche de la Figure B.6.1, possède un maximum à une énergie  $E_n = 200$  keV. A cette énergie, la partie droite de la Figure B.6.1 montre que les sections efficaces de capture de  $^{238}\text{U}$  et du  $^{237}\text{Np}$  sont environ deux cents fois plus importante que celles de fission. Ce réacteur est donc bien conçu pour produire du  $^{238}\text{Pu}$  (par capture neutronique sur le  $^{237}\text{Np}$ ) et du  $^{239}\text{Pu}$  (par capture neutronique sur le  $^{238}\text{U}$ ). Ceci assure l'équilibre entre production et consommation du combustible. Pour le  $^{237}\text{Np}$  et le  $^{238}\text{U}$ , la section efficace de fission devient plus importantes que celle de capture respectivement pour des énergies de 0.4 MeV et 1.3 MeV. A ces énergies, le flux neutronique est encore important (Figure B.6.1 gauche) et donc le taux de réaction de fission aussi (pour une quantité de matière donnée).

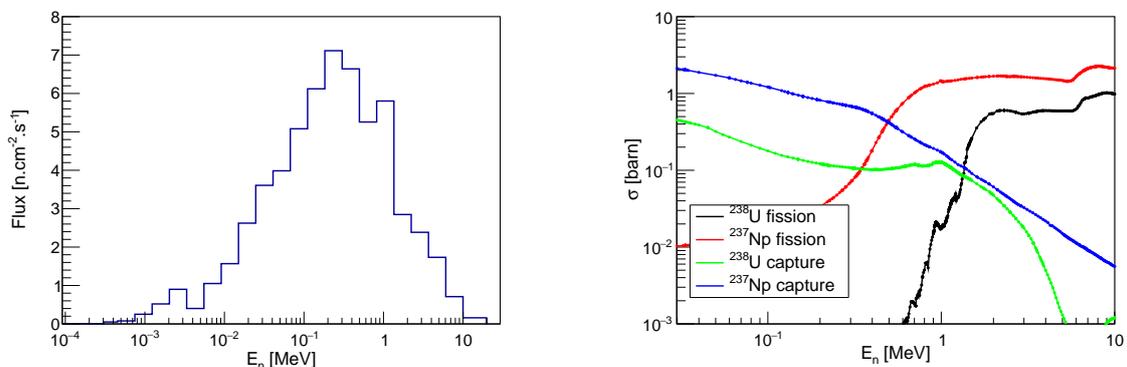


FIGURE B.6.1 – Flux neutronique dans la zone combustible du réacteur ASTRID (courtoisie de P. Archier [132]) (gauche) et sections efficaces de fission de  $^{238}\text{U}$  et du  $^{237}\text{Np}$  [17] (droite).

Comme discuté dans la Section 3, les propriétés des particules promptes émises par les fragments permettent de dimensionner les réacteurs. Or dans la gamme en énergie de fonctionnement d'ASTRID, allant de la centaine de keV à quelques MeV, la fission des noyaux a encore peu été étudiée. Par conséquent les bibliothèques de données nucléaires évaluées, telles que JEFF-3.2 ou ENDF/B-VII, sur lesquelles se base la conception d'un cœur, fournissent des données évaluées qui peuvent être éloignées de la réalité. Les concepteurs des réacteurs associent alors à ces données une grande incertitude, ce qui limite la quantité de matière nucléaire pouvant être recyclée ou transmutée lors d'un cycle de fonctionnement du réacteur. Le processus d'évaluation et la qualité des données qui en résulte est donc essentiel. Les modèles de physique nucléaire utilisés lors de l'évaluation doivent donc prédire précisément les propriétés des particules promptes. Le code FIFRELIN devrait à terme devenir un outil d'évaluation et doit donc prédire les propriétés des particules promptes associées à la fission rapide avec une précision suffisante.

Les quelques données relatives à la fission rapide ont été obtenues pour étudier l'influence de l'augmentation de l'énergie d'excitation du système fissionnant sur les observables de fission. A. Naqvi et al. [1] a notamment montré, pour la fission du  $^{237}\text{Np}$ , que lorsque l'énergie du neutron incident augmente, la multiplicité neutron  $\bar{\nu}(A)$  des fragments légers est stable alors que celle des fragments lourds augmente globalement comme le montre la Figure B.6.2. L'énergie d'excitation supplémentaire apportée par le neutron incident est donc emportée par les fragments lourds. Ces résultats sont présentés dans la section 6.2 suivante dédiée à l'étude de cette réaction.

Avec le code GEF, K.-H. Schmidt et B. Jurado [85] reproduisent ces résultats en appliquant la méthode du tri en énergie (*energy sorting mechanism*) dont le principe a été décrit dans la Section 3.4.

Le dispositif expérimental 2V-EV utilisé par Naqvi permet de déterminer  $Y(A_{\text{pré}})$  et  $TKE(A_{\text{pré}})$  qui sont les données d'entrée du code FIFRELIN. L'étude de la fission du  $^{237}\text{Np}$  avec le code FIFRELIN est donc possible et fait l'objet de la section suivante.

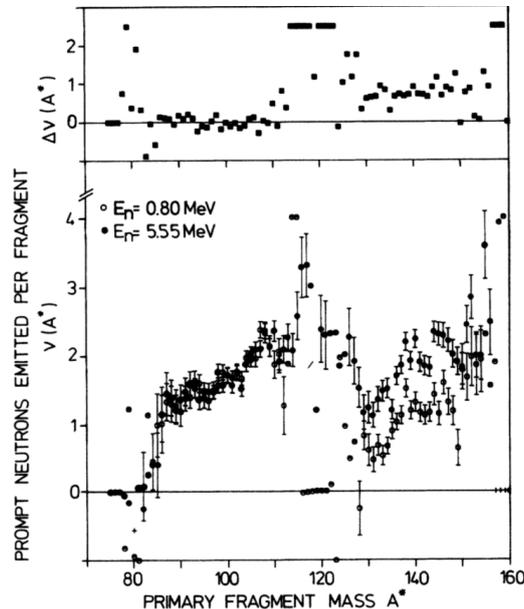


FIGURE B.6.2 – Multiplicité moyenne neutron en fonction de la masse des fragments pour la fission rapide du  $^{237}\text{Np}$  [1].

## 6.2 Fission rapide du $^{237}\text{Np}$

Les distributions des fragments de fission du  $^{237}\text{Np}$  à  $E_n = 0.8$  MeV et  $E_n = 5.5$  MeV nécessaires à l'initialisation d'une simulation FIFRELIN sont d'abords présentées. Le choix des modèles utilisés lors de simulation est alors exposé, pour finalement comparer les résultats ob-

tenus aux données expérimentales.

### 6.2.1 Données et modèles d'entrée de la simulation

La masse et l'énergie cinétique des fragments sont échantillonnées dans les distributions expérimentales  $Y(A_{pré})$  et  $TKE(A_{pré})$  publiées par A. Naqvi et al. [1], selon la procédure décrite dans la Section 4.1.1. Ces distributions, visibles sur la Figure B.6.3, montrent que lorsque  $E_n$  augmente de 0.8 MeV à 5.5 MeV, les structures pairs-impairs initialement présentes dans  $Y(A_{pré})$  s'effacent et les rendements en masse dans la zone de fission symétrique croissent. L'énergie cinétique totale  $TKE(A_{pré})$  à  $E_n = 5.5$  MeV est toujours inférieure à celle obtenue à  $E_n = 0.8$  MeV quelle que soit la masse. Sachant que pour une fragmentation donnée l'énergie d'excitation totale que doivent se partager les fragments est donnée par l'Équation B.6.1, l'énergie additionnelle que se partagent les fragments n'est pas seulement la différence d'énergie des neutrons incidents mais est aussi due à la différence de  $TKE$ .

$$TXE = B^{FF_1} + B^{FF_2} - B^{CN} + S_n^{CN} + E_n - TKE \quad (\text{B.6.1})$$

avec  $B^{FF}$  et  $B^{CN}$  les énergies de liaison des fragments et du noyau composé,  $S_n^{CN}$  l'énergie de séparation du neutron du noyau composé.

Dans le cas de la fission rapide du  $^{237}\text{Np}$ , les  $TKE$  moyens obtenus avec le code FIFRELIN associés à  $E_n = 0.8$  MeV et  $E_n = 5.5$  MeV sont respectivement  $\sim 175$  MeV et  $\sim 172.5$  MeV. L'énergie supplémentaire que doivent se partager les fragments entre une fission produite à  $E_n = 0.8$  MeV et  $E_n = 5.5$  MeV est donc environ égale à 7.2 MeV. Les résultats de la simulation FIFRELIN sont donc très sensibles aux valeurs d'énergie cinétique expérimentales. Il est important de noter qu'un biais dans l'énergie cinétique mesurée de quelques centaines de keV peut avoir une forte influence sur les observables prédites.

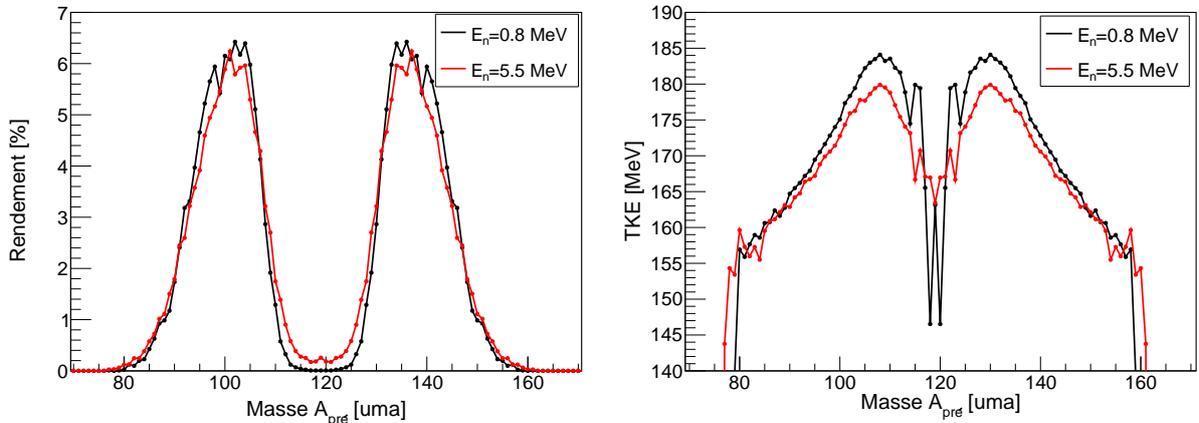


FIGURE B.6.3 – Rendements en masse avant évaporation (gauche) et distributions en énergie cinétique totale en fonction de la masse des fragments avant évaporation (droite) obtenus lors de la réaction  $^{237}\text{Np}(n,f)$  pour des énergies de neutron incident  $E_n = 0.8$  MeV et  $E_n = 5.5$  MeV [1]. Les données sont extraites de la base de données EXFOR [133].

L'autre paramètre important pour le code FIFRELIN est la valeur de l'observable cible  $\bar{\nu}^{tot}$  sur laquelle les paramètres de la simulation sont ajustés. Les valeurs expérimentales de  $\bar{\nu}^{tot}$  présentes dans la littérature aux énergies étudiées sont regroupées dans le Tableau B.6.1. A  $E_n = 0.8$  MeV, les  $\bar{\nu}^{tot}$  expérimentaux sont égaux à 2.73 et sont tous cohérents à l'intérieur de leur barre d'erreur. A  $E_n = 5.5$  MeV, les données sont moins consensuelles. Cependant la valeur la plus probable est  $\bar{\nu}^{tot} = 3.46$ . Cependant les points de mesure de J. Fréhaut et de Naqvi n'incluent pas cette valeur à l'intérieur de leur barre d'erreurs. L'écart maximal de  $\bar{\nu}^{tot}$  est obtenu entre les valeurs de J. Fréhaut et J. Taieb et vaut 0.24 neutron. Les paramètres de la simulation

sont donc moins contraints pour  $E_n=5.5$  MeV compte tenu des écarts observés entre les valeurs de  $\bar{\nu}^{tot}$ . Cependant à  $E_n=5.5$  MeV, la valeur de l'observable cible est fixée à 3.46.

Les ingrédients nécessaires à la simulation de la désexcitation des fragments de fission du  $^{237}\text{Np}$  sont maintenant tous réunis. Le choix des modèles de la simulation permettant de reproduire  $\bar{\nu}^{tot}$  est maintenant présenté.

	$\bar{\nu}^{tot}$	
	$E_n=0.8$ MeV	$E_n=5.5$ MeV
Veeseer (1978) [134]	$2.73 \pm 0.05$	$3.46 \pm 0.07$
Fréhaut (1983) [135]		$3.368 \pm 0.025$
Malinovskii (1983) [136]		$3.445 \pm 0.53$
Naqvi (1986) [1]	$2.73 \pm 0.45$	$3.43 \pm 0.05$
Khokhlov (1994) [137]	$2.723 \pm 0.023$	
Taieb (2007) [138]		$3.61 \pm 0.11$
JEFF-3.2 [17]	2.75	3.46

Tableau B.6.1 – Multiplicités neutrons totales obtenues pour la fission du  $^{237}\text{Np}$  à des énergies de neutron incident  $E_n=0.8$  MeV et  $E_n=5.5$  MeV. Ces données sont extraites de EXFOR [133].

Un des objectifs de cette étude est de tester si le code FIFRELIN permet de reproduire l'évolution péculiaire de  $\bar{\nu}(A)$  en fonction de  $E_n$  (Figure B.6.2). Comme discuté précédemment, l'émission préférentielle de neutrons par le fragment lourd à mesure que  $E_n$  augmente est interprétée par l'accumulation de l'énergie supplémentaire dans les fragments lourds. La définition de l'état initial des fragments est donc primordiale. Les modèles décrivant les propriétés des fragments ont donc *a priori* une importance mineure. De ce fait les modèles de densité de niveaux CGCM, de fonction de force gamma EGLO, de coefficient de transmission neutron KD sont utilisés pour réaliser cette étude. Le modèle de spin cut-off utilisé est le modèle *Inertia + Shell* (cf. Section 5.2.3) car avec ce modèle la valeur du moment angulaire total initial des fragments dépend de l'énergie d'excitation des fragments (cf. Section 5.2). Les modèles et les paramètres de la simulation caractérisant l'état initial des fragments doivent par contre être choisis pour reproduire  $\bar{\nu}^{tot}$ .

## 6.2.2 Prédictions des observables de fission

Les valeurs des paramètres de la simulation présentées dans le Tableau B.6.2 permettent effectivement de reproduire les  $\bar{\nu}^{tot}$  cibles puisqu'à  $E_n=0.8$  MeV et  $E_n=5.5$  MeV les  $\bar{\nu}^{tot}$  obtenus sont respectivement égaux à 2.738 et à 3.468 (Tableau B.6.2). Les prédictions du code pour les autres observables neutrons puis gammas sont maintenant regardées.

		$R_T^{min}$	$R_T^{max}$	$k_{rig}$	$\alpha$	$\bar{\nu}_L$	$\bar{\nu}_H$	$\bar{\nu}^{tot}$
$E_n=0.8$ MeV	Naqvi					1.59	1.14	$2.73 \pm 0.45$
	Calcul	1.0	1.0	1.0	1.4	1.610	1.128	2.738
$E_n=5.5$ MeV	Naqvi					$1.59 \pm 0.08$	$1.87 \pm 0.08$	$3.43 \pm 0.05$
	Calcul	0.8	0.8	1.0	1.6	1.623	1.845	3.468

Tableau B.6.2 – Comparaison des observables neutrons moyennes obtenues par FIFRELIN aux données expérimentales de A. Naqvi [1]. Les incertitudes statistiques sont :  $\sigma_\nu \sim 2.5 \times 10^{-3}$ .

### 6.2.2.1 Observables neutrons

Quelle que soit l'énergie  $E_n$ , les multiplicités neutrons calculées  $\bar{\nu}_L$  et  $\bar{\nu}_H$  sont comparables à celles obtenues par Naqvi à l'intérieur des barres d'erreur. De plus lorsque  $E_n$  augmente, les valeurs de  $\bar{\nu}_L$  et de  $\bar{\nu}_H$  varient respectivement de 0.1 neutron et de 0.72 neutron conformément aux variations expérimentales observées (Tableau B.6.2).

Les courbes  $\bar{\nu}(A)$  obtenues sont comparées aux données expérimentales de Naqvi sur la Figure B.6.4. Lorsque l'énergie d'excitation du système fissionnant augmente, le  $\bar{\nu}(A)$  du groupe des fragments légers reste inchangé tandis que celui du groupe des lourds subit une translation d'environ +0.5 à +1.0 neutron. Pour les masses inférieures à 100 uma, le calcul prédit une émission de neutron moins forte d'environ 0.1 neutron par rapport aux données de Naqvi. Cependant cette différence est contenue dans les barres d'erreur des points expérimentaux. Pour les fragments lourds l'évolution de  $\bar{\nu}(A)$  en fonction de l'énergie du neutron incident est bien reproduite malgré des écarts absolus variant entre 0.1 et 1.0 neutron selon la masse du fragment. Quelle que soit la valeur de  $E_n$ , la multiplicité neutron expérimentale chute d'environ 0.2 à 0.4 neutron pour les masses 140 à 142 uma. Ce comportement qui pourrait signer la présence d'effet de structure des noyaux déformés n'est pas reproduit par la simulation. L'augmentation de  $\bar{\nu}$  dans la zone de la fission symétrique pour  $E_n = 0.8$  MeV provient directement de la chute du  $TKE$  (peu réaliste?) dans cette région de masse comme le montre la Figure B.6.3. Cette comparaison montre donc que les modèles sélectionnés permettent de bien reproduire l'évolution de  $\bar{\nu}(A)$  en fonction de  $E_n$ .

Les résultats de la simulation consignés dans le Tableau B.6.4 montrent lorsque  $E_n$  croit de 0.8 MeV à 5.5 MeV, l'énergie d'excitation totale des fragments légers  $E_L^{tot}$  augmente seulement de 0.5 MeV tandis que celle des lourds  $E_H^{tot}$  augmente de 6.4 MeV. Cette dernière valeur est à peu près égale à la variation d'énergie d'excitation totale supplémentaire  $\Delta TKE = 7.2$  MeV que doivent se partager les fragments (cf. Section 6.2.1). Les fragments lourds emportent donc bien la majorité de l'énergie d'excitation supplémentaire, ce qui conduit effectivement à une émission de neutron préférentielle par le groupe des fragments lourds. Les distributions des états initiaux des fragments dans le plan (E,J) obtenues à  $E_n = 0.8$  MeV et  $E_n = 5.5$  MeV sont respectivement exposées sur les Figures B.6.6 et B.6.7. La comparaison de ces deux figures montre très clairement que la distribution des états initiaux des fragments légers est stable lorsque  $E_n$  augmente alors qu'elle s'élargit considérablement pour les fragments lourds.

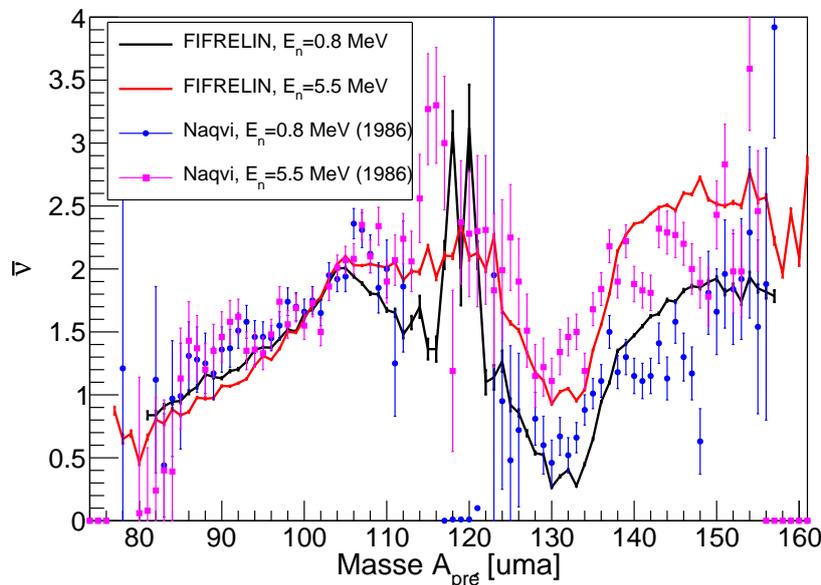


FIGURE B.6.4 – Multiplicités neutrons en fonction de la masse des fragments obtenues par des calculs FIFRELIN et expérimentalement par Naqvi [1].

Cette répartition en énergie entre les deux fragments est liée aux variations du moment angulaire total initial des fragments légers et lourds en fonction de l'énergie d'excitation. L'évolution du moment angulaire total initial des fragments en fonction de leur masse (Figure B.6.5) montre que le moment angulaire des fragments légers augmente de 1 à 2  $\hbar$  tandis que celui des lourds augmente de 3  $\hbar$  à 4  $\hbar$ . Ces variations de  $J$  n'affectent pas significativement les valeurs des

énergies rotationnelles qui augmentent seulement de  $\sim 0.5$  MeV. Elles influencent essentiellement les énergies d'excitation intrinsèque des fragments lourds  $E_H^*$  qui augmente de 6.4 MeV tandis qu'elles laissent  $E_L^*$  inchangée. Ces variations s'expliquent par la dépendance du paramètre de spin cut-off  $\sigma(U)$  à l'énergie d'excitation qui modifie le processus de partage de l'énergie d'excitation  $TXE$  entre les deux fragments (cf. Section 5.2). Usuellement lorsqu'un fragment a un moment angulaire qui augmente, il émet moins de neutron. Or ici, ce n'est pas le cas, car l'augmentation de l'énergie d'excitation est telle que le gain de moment angulaire de  $+4 \hbar$  n'est pas significatif par rapport à l'augmentation de l'énergie d'excitation de 6.9 MeV.

Finalement l'évolution de  $\bar{\nu}(A)$  en fonction de  $E_n$  est la conséquence de l'utilisation d'un paramètre de spin cut-off dépendant de l'énergie d'excitation qui modifie le partage d'énergie totale entre les deux fragments. Ce résultat montre que le moment angulaire des fragments a un rôle crucial à jouer dans le partage de l'énergie d'excitation entre les deux fragments.

La bonne reproduction des  $\bar{\nu}(A)$  expérimentaux de Naqvi est obtenue pour  $E_n = 0.8$  MeV et 5.5 MeV avec une loi en température indépendante de la masse des fragments tel que  $R_T(A) = \text{cste}$  et valent respectivement  $R_T = 1.0$  et  $R_T = 0.8$ . Compte tenu de l'origine physique de la loi empirique  $R_T(A)$  (cf. Section 4.1.2), imposer un rapport de température constant reviendrait à dire que pour des énergies de neutron incident de l'ordre du MeV, les effets de structure disparaissent. En effet les deux paramètres de cette loi,  $R_T^{\text{min}}$  et  $R_T^{\text{max}}$ , sont respectivement associées aux doubles fermetures de couche à  $A=78$  et  $A=132$ . Néanmoins dans cette étude, les effets de structure sont inclus à travers l'utilisation du paramètre de spin cut-off  $Inertia + Shell$ .

Une comparaison des prédictions du code FIFRELIN et du code GEF (Version 2016/1.1)[83], présentée sur la Figure B.6.8, montre que les prédictions de FIFRELIN sont plus en accord avec les données que celles de GEF pour les fragments légers. En effet, GEF sous-estime les données expérimentales de 0.3 à 0.4 neutrons. A  $E_n = 5.5$  MeV, dans la région de masses comprises entre 130 et 140 uma, le code GEF sous-estime aussi les données expérimentales de 0.3 à 0.4 neutron contrairement au code FIFRELIN. Les prédictions du code GEF et de FIFRELIN sont en désaccord dans la région de masse allant de 142 à 155 uma, dans laquelle le code GEF prédit un  $\bar{\nu}(A)$  constant alors que le code FIFRELIN prédit un  $\bar{\nu}(A)$  qui augmente. Le Tableau B.6.3 montre que les  $\bar{\nu}_L$  et  $\bar{\nu}_H$  de GEF sous-estiment constamment les valeurs expérimentales de 0.2 à 0.3, et sous-estiment donc  $\bar{\nu}^{\text{tot}}$  de 0.3 et 0.5 neutron environ pour  $E_n = 0.8$  MeV et  $E_n = 5.5$  MeV. Par conséquent, GEF sous-estime l'énergie d'excitation totale du système composé des deux fragments (quantité prédite par le code).

Par conséquent l'utilisation d'un modèle de spin cut-off dépendant de l'énergie d'excitation lors du partage de l'énergie d'excitation et permettant d'assigner le moment angulaire initial aux fragments reproduit globalement bien les données expérimentales de Naqvi.

$E_n$	Données	$\bar{\nu}_L$	$\bar{\nu}_H$	$\bar{\nu}^{\text{tot}}$
0.8 MeV	Naqvi	1.59	1.14	$2.73 \pm 0.45$
	FIFRELIN	1.610	1.128	2.738
	GEF	1.285	1.197	2.482
5.5 MeV	Naqvi	$1.59 \pm 0.08$	$1.87 \pm 0.08$	$3.43 \pm 0.05$
	FIFRELIN	1.623	1.845	3.468
	GEF	1.315	1.679	2.994

Tableau B.6.3 – Comparaison des multiplicités neutrons moyennes obtenus avec les code FIFRELIN et GEF [83] aux données expérimentales de A. Naqvi [1].

Finalement le code FIFRELIN permet de reproduire les différentes multiplicités neutrons présentes dans la littérature,  $\bar{\nu}^{\text{tot}}$ ,  $\bar{\nu}^L$ ,  $\bar{\nu}^H$  et  $\bar{\nu}(A)$  avec un modèle de spin cut-off dépendant de la température et une loi en rapport de température indépendante de la masse des fragments, donc constante. Les observables neutrons sont reproduites avec seulement trois paramètres :  $\alpha_{Inertia+Shell}$ ,  $R_T$  et  $k_{\text{rig}}$ .

L'influence de l'augmentation de l'énergie du neutron incident sur les observables gammas

est maintenant regardée.

	Fragments légers				Fragments lourds			
	$E_L^*$	$E_L^{rot}$	$E_L^{tot}$	$\bar{\nu}_L$	$E_H^*$	$E_H^{rot}$	$E_H^{tot}$	$\bar{\nu}_H$
$E_n=0.8$ MeV	12.98	1.58	14.56	1.610	14.06	0.83	11.34	1.128
$E_n=5.5$ MeV	13.01	2.09	15.10	1.623	19.43	1.33	18.23	1.845

Tableau B.6.4 – Liens entre les énergies des fragments légers et lourds et le nombre de neutrons qu'ils émettent. Les incertitudes statistiques sont :  $\sigma_\nu = 2.10^{-3}$ .

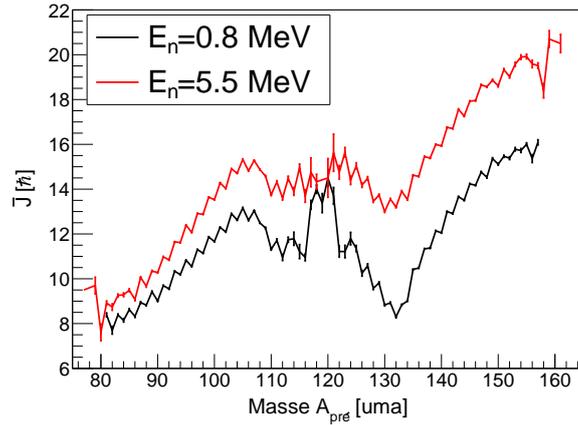


FIGURE B.6.5 – Évolution du moment angulaire initial moyen des fragments de fission en fonction de leur masse et pour deux énergies de neutron incident.

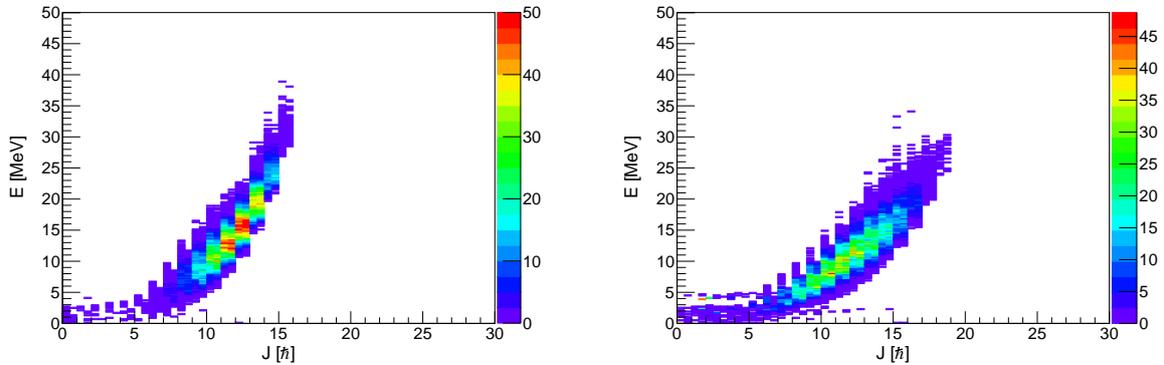


FIGURE B.6.6 – Distributions des états initiaux des fragments légers (gauche) et lourds (droite) dans le plan  $(E, J)$  obtenues lors de la fission du  $^{237}\text{Np}$  à  $E_n=0.8$  MeV.

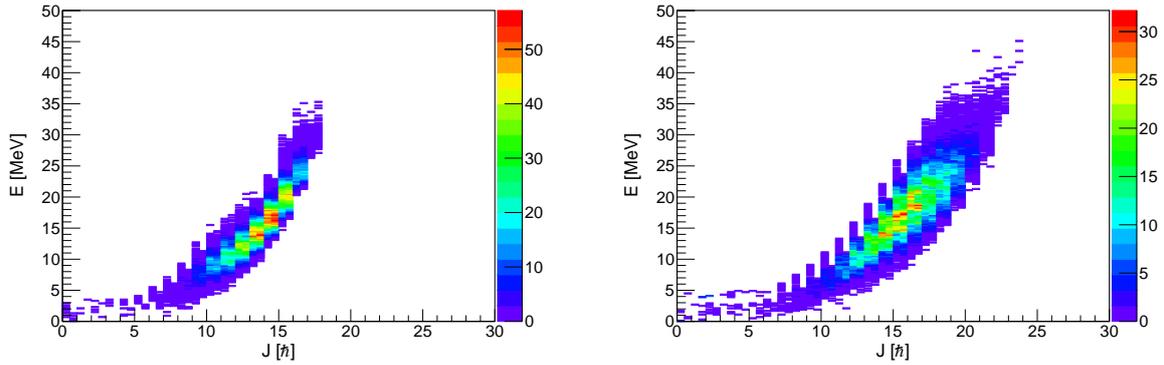


FIGURE B.6.7 – Distributions des états initiaux des fragments légers (gauche) et lourds (droite) dans le plan  $(E, J)$  obtenues lors de la fission du  $^{237}\text{Np}$  à  $E_n=5.5$  MeV.

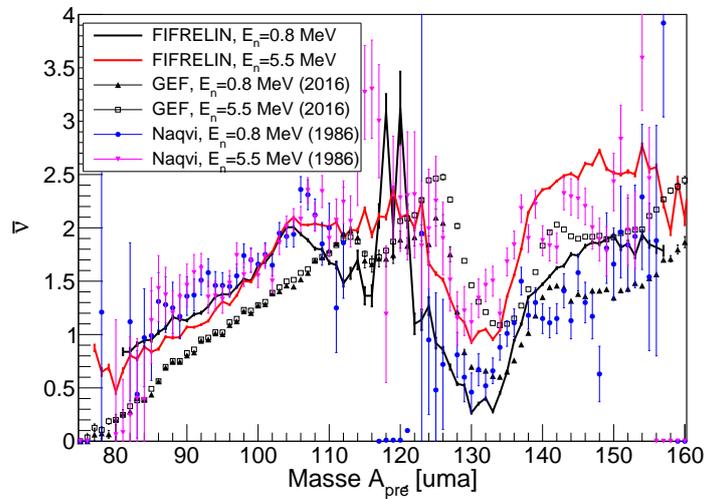


FIGURE B.6.8 – Multiplicités neutrons en fonction de la masse des fragments obtenue par des calculs FIFRELIN, par des calculs GEF [83] et expérimentalement par Naqvi [1].

### 6.2.2.2 Observables gammas

Aucune observable gamma associée à la fission rapide du  $^{237}\text{Np}$  n'a encore été mesurée. Les prédictions du code FIFRELIN sur l'évolution de quelques observables gammas en fonction de  $E_n$  sont brièvement présentées. Elles pourront être comparées à de futures données expérimentales ce qui permettra d'inférer sur la validité des modèles utilisés dans ce travail et plus particulièrement sur ceux décrivant l'état initial des fragments.

Les observables gammas moyennes, présentées dans le Tableau B.6.5, montrent que lorsque  $E_n$  augmente,  $\langle E_\gamma^{tot} \rangle$  et  $\overline{M}_\gamma^{tot}$  augmentent respectivement de 1.8 MeV et de 2.49 gammas. L'énergie moyenne  $\langle \epsilon_\gamma \rangle$  quant à elle diminue. Cela est la conséquence de l'augmentation du nombre de gammas de faible énergie émis comme le montrent les PFGS présentés sur la Figure B.6.9. La forte multiplicité de gamma de faible énergie à  $E_n = 5.5$  MeV par rapport à  $E_n = 0.8$  MeV s'explique par l'augmentation du moment angulaire total initial moyen des fragments légers et lourds respectivement d'environ 1.5  $\hbar$  et 3.5  $\hbar$ . Pour des énergies gammas inférieures à 1 MeV, l'augmentation du moment angulaire conduit à l'émission d'environ 30 % de gamma supplémentaire à  $E_n = 5.5$  MeV par rapport à  $E_n = 0.8$  MeV. Cet écart se réduit pour des énergies gamma supérieures à 1 MeV.

L'augmentation des multiplicités gammas moyennes des fragments légers et lourds respectivement de 0.7 gamma et de 1.8 gammas peut être un indicateur que le partage d'énergie entre les

fragments est contrôlé par la valeur de leur moment angulaire. En effet les distributions  $P(M_\gamma)$  associées et donc les moyennes associées  $\overline{M}_\gamma^{tot}$  sont très liées aux valeurs de  $\overline{J}$  comme il l'a été souligné dans la Section 5.2.

	$\langle E_\gamma^{tot} \rangle$	$\overline{M}_\gamma^{tot}$	$\langle \epsilon_\gamma \rangle$	$\overline{M}_{\gamma,L}$	$\overline{M}_{\gamma,H}$
$E_n=0.8$ MeV	7.45	9.02	0.827	4.34	4.67
$E_n=5.5$ MeV	9.25	11.51	0.804	5.03	6.49

Tableau B.6.5 – Observables gammas moyennes associées à la fission du  $^{237}\text{Np}$  pour différentes énergies de neutron incident ( $\Delta t = 3$  ns;  $E_{cut} = \emptyset$ ). Les énergies sont exprimées en MeV. Les incertitudes statistiques sont :  $\sigma_E \sim 1.10^{-2}$  MeV,  $\sigma_M \sim 1.10^{-2}$  et  $\sigma_\epsilon \sim 5.10^{-4}$  MeV.

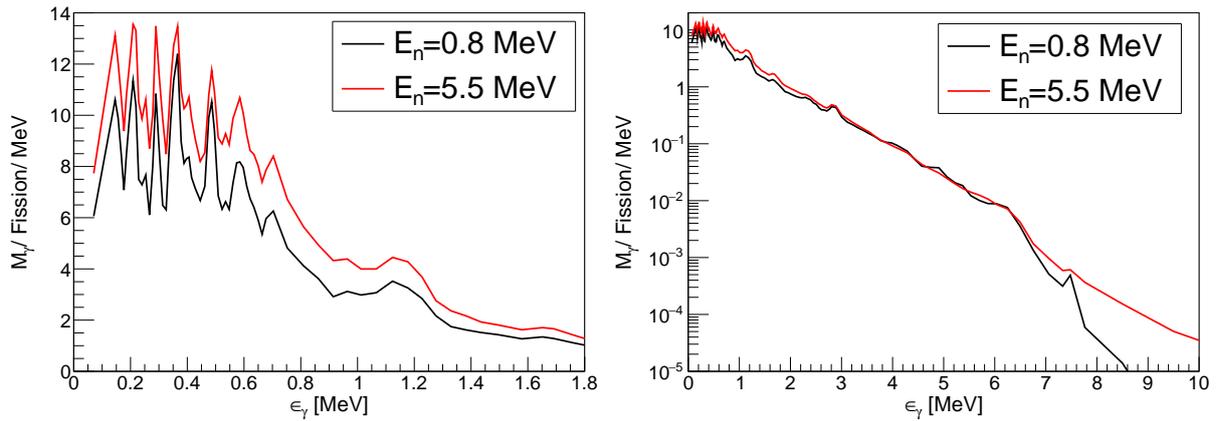


FIGURE B.6.9 – Spectres de gammas prompts de fission de basse énergie (gauche) et de haute énergie (droite) obtenus lors de la réaction  $^{237}\text{Np}(n,f)$  pour des énergies de neutron incident de 0.8 MeV et 5.5 MeV.

### 6.3 Comparaison des fissions de l' $^{238}\text{U}$ et du $^{237}\text{Np}$

La fission rapide permet d'étudier la fission des noyaux pair-pairs, pair-impairs et impair-impairs car le neutron incident apporte une énergie additionnelle permettant de franchir les barrières de fission. L'objectif de cette section est de regarder si les jeux de paramètres de la simulation, à  $E_n$  donné, trouvés pour un actinide sont valables pour un autre qui ont des parités neutrons et/ou protons différentes. Ici, les modèles nucléaires et les jeux de paramètres permettant de reproduire les  $\overline{\nu}^{tot}$  de la fission rapide du  $^{237}\text{Np}$  ( $Z=93$ ,  $N=144$ ) à  $E_n = 0.8$  MeV et 5.5 MeV sont respectivement utilisés pour simuler la fission de l' $^{238}\text{U}$  ( $Z=92$ ,  $N=146$ ) à  $E_n = 0.9$  MeV et  $E_n = 5.5$  MeV. L'ensemble des observables associées à la fission de l' $^{238}\text{U}$  a donc un caractère prédictif.

#### 6.3.1 Données et modèles de la simulation

##### Données d'entrée de la simulation de l' $^{238}\text{U}$

Les données d'entrées de la simulation utilisées pour l'étude de l' $^{238}\text{U}$  sont présentées en Annexe B. Dans cette étude les paramètres de la simulation ne sont pas fixés de manière à reproduire  $\overline{\nu}^{tot}$  de la fission de l' $^{238}\text{U}$ . Par conséquent le  $\overline{\nu}^{tot}$  est une valeur prédite qui permet d'inférer sur la validité des paramètres de la simulation trouvés dans le cas du  $^{237}\text{Np}$  pour décrire les caractéristiques de la fission de l' $^{238}\text{U}$ .

Les  $\overline{\nu}^{tot}$  déterminés expérimentalement, présentés en Annexe B, montrent qu'à  $E_n = 0.9$

MeV et  $E_n = 5.5$  MeV les multiplicités neutrons totales qui font références sont  $\bar{\nu}^{tot} = 2.44$  et  $\bar{\nu}^{tot} = 3.08$ .

### Modèles de la simulation

Un récapitulatif des paramètres de la simulation utilisés est présenté dans le Tableau B.6.6. Il est rappelé que les densités de niveaux sont décrites par le modèle CGCM, la fonction de force gamma par le modèle EGLO et les coefficients de transmission neutron par le modèle KD.

Noyaux @ $E_n$	$R_T^{min}$	$R_T^{max}$	$k_{rig}$	$\alpha_{Inertia+Shell}$
$^{237}\text{Np}$ @0.8 MeV, $^{238}\text{U}$ @0.9 MeV	1.0	1.0	1.0	1.4
$^{237}\text{Np}$ @5.5 MeV, $^{238}\text{U}$ @5.5 MeV	0.8	0.8	1.0	1.6

Tableau B.6.6 – Paramètres de la simulation pour l'étude des fissions rapides du  $^{237}\text{Np}$  et de  $l^{238}\text{U}$ .

Pour cerner les différences d'énergie mise en jeu lors de chacune des quatre réactions, un bilan d'énergie faisant intervenir les énergies moyennes de ces réactions est réalisé dont les résultats sont présentés dans le Tableau B.6.7. Ces bilans montrent que la différence d'énergie d'excitation totale  $TXE$  entre les fissions du  $^{237}\text{Np}$  et de  $l^{238}\text{U}$  (à  $E_n$  donné) est majoritairement due à la différence de la chaleur de réaction moyenne  $Q$  qui est plus élevée de 8 MeV pour le  $^{237}\text{Np}$  par rapport à  $l^{238}\text{U}$ . Le  $TKE$  associé à la fission du  $^{237}\text{Np}$  est aussi systématiquement supérieur à celui de  $l^{238}\text{U}$ , respectivement de 2.5 MeV et 5 MeV à  $E_n \sim 0.8$  MeV et  $E_n = 5.5$  MeV. Finalement à  $E_n$  donné, le  $TXE$  que se partagent les fragments du  $^{237}\text{Np}$  est systématiquement supérieur à celui de  $l^{238}\text{U}$ .

Noyaux	$E_n$	$S_n^{CN}$	$Q$	$TKE$	$TXE$	$\Delta TXE$
$^{237}\text{Np}$	0.8	5.488	194.7	175.0	25.9	/
	5.5	5.488	194.7	172.4	33.24	7.3
$^{238}\text{U}$	0.9	4.806	187	170.3	22.4	/
	5.5	4.806	186.6	170.2	26.7	4.3

Tableau B.6.7 – Énergies moyennes mises en jeu lors des fissions rapides du  $^{237}\text{Np}$  et de  $l^{238}\text{U}$  pour différentes énergies de neutron incident obtenues avec le code FIFRELIN.

### 6.3.2 Prédictions des observables de fission

Seuls les observables neutrons associées aux fissions du  $^{237}\text{Np}$  et de  $l^{238}\text{U}$  sont maintenant décrites. Ce choix a été réalisé car aucune donnée expérimentale concernant les observables gammas aux énergies de neutron incident étudiées ne sont disponibles et que leur analyse n'est pas encore terminée. Néanmoins quelques observables gammas sont présentées en Annexe B pour permettre de comparer les prédictions du code en l'état actuel à de futures données expérimentales.

#### Observables neutrons

A  $E_n = 0.9$  MeV, la multiplicité neutron totale  $\bar{\nu}^{tot}$  de la fission de  $l^{238}\text{U}$  est égale à 2.596 (Tableau B.6.8). Cette valeur surestime de 0.15 neutron celle attendue qui est plutôt  $\bar{\nu}^{tot} = 2.44$ . Le jeu de paramètres déterminé par l'ajustement de  $\bar{\nu}^{tot}$  du  $^{237}\text{Np}$  à  $E_n \approx 0.8$  MeV n'est donc pas valide pour décrire la fission de  $l^{238}\text{U}$  à cette énergie. Cela peut être du au fait qu'à cette énergie la voie fission de désexcitation du noyau composé n'est pas totalement ouverte contrairement à celle du  $^{237}\text{Np}$ .

A  $E_n = 5.5$  MeV, la valeur prédite de  $\bar{\nu}^{tot}$  est égale à 3.069 et est cohérente avec celle attendue de 3.08. A cette énergie, le jeu de paramètres trouvés pour la fission du  $^{237}\text{Np}$  est donc aussi valide pour la fission de  $l^{238}\text{U}$ !

L'évolution de  $\bar{\nu}(A)$  en fonction de  $E_n$  associée aux fissions rapides du  $^{238}\text{U}$  est globalement la même que celle associée au  $^{237}\text{Np}$ . A  $E_n \approx 0.8$  MeV, les  $\bar{\nu}(A)$  sont globalement similaires de par leur forme et leur amplitude. Cependant à  $E_n = 5.5$  MeV, le  $\bar{\nu}(A)$  des fragments légers de l' $^{238}\text{U}$  est inférieur de 0.2 à 0.4 neutron par rapport à celui du  $^{237}\text{Np}$ , entre les masses 130 et 138 uma les  $\bar{\nu}(A)$  sont identiques et pour les masses supérieures à 138 uma, le  $\bar{\nu}(A)$  du  $^{237}\text{Np}$  est supérieur de 0.4 neutron à celui de l' $^{238}\text{U}$ . Cette description montre que pour l' $^{238}\text{U}$ , l'énergie supplémentaire apportée par le neutron est aussi majoritairement emportée par les fragments lourds. En effet comme le montre le Tableau B.6.8, l'énergie d'excitation des fragments lourds  $E_H^{tot}$  augmente de 5 MeV lorsque  $E_n$  croit, ce qui est environ égal à la proportion de  $TXE$  supplémentaire que les fragments doivent se partager (4.6 MeV). Cependant, les fragments lourds emportent une énergie supplémentaire de 0.4 MeV. Cela est dû à la diminution de  $E_L^{tot}$  des fragments légers de cette valeur lorsque  $E_n$  augmente. Cette légère diminution est sûrement un artefact de la simulation à  $E_n = 0.9$  MeV puisqu'à cette énergie  $\bar{\nu}^{tot}$  est surestimé.

A  $E_n = 5.5$  MeV, les différences d'amplitude des  $\bar{\nu}(A)$  entre les deux noyaux étudiés s'explique par l'énergie supplémentaire différente  $\Delta TXE$  que doivent se partager les fragments, lorsque  $E_n$  augmente. En effet, celle associée au  $^{237}\text{Np}$  d'une valeur de 7.2 MeV est supérieure à celle de l' $^{238}\text{U}$  qui est de 4.6 MeV (Tableau B.6.7).

Comme dans le cas du  $^{237}\text{Np}$ , lorsque  $E_n$  augmente, la multiplicité neutron  $\bar{\nu}(A)$  dans la zone symétrique augmente ce qui est dû à une diminution du  $TKE$  dans cette région de masse (cf. Annexe B).

Noyau	$E_n$	$\bar{\nu}_L$	$\bar{\nu}_H$	$\bar{\nu}^{tot}$
$^{237}\text{Np}$	0.8 MeV	1.610	1.128	2.738
	5.5 MeV	1.623	1.845	3.468
$^{238}\text{U}$	0.9 MeV	1.457	1.139	2.596
	5.5 MeV	1.339	1.730	3.069

Tableau B.6.8 – Multiplicités neutron moyennes associées à la fission rapide du  $^{237}\text{Np}$  et de l' $^{238}\text{U}$  pour  $E_n \approx 0.8$  MeV et  $E_n \approx 5.5$  MeV. Les incertitudes statistiques sont :  $\sigma_\nu = 2 \cdot 10^{-3}$ .

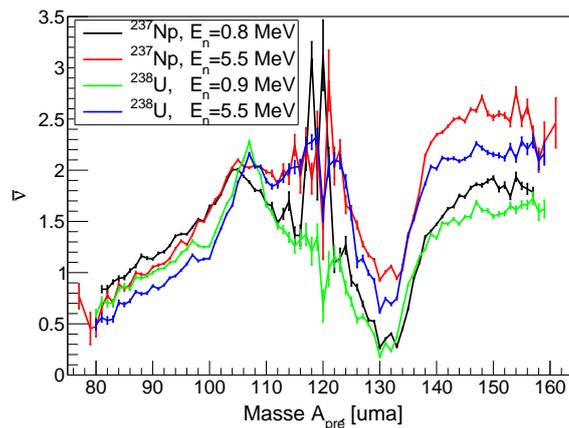


FIGURE B.6.10 – Multiplicités neutrons en fonction de la masse des fragments associées aux fissions de l' $^{238}\text{U}$  et du  $^{237}\text{Np}$  pour des énergies  $E_n \approx 0.9$  MeV et  $E_n \approx 5.5$  MeV.

## 6.4 Conclusion et perspectives

L'étude de la fission rapide du  $^{237}\text{Np}$  pour des énergies de neutron incident de 0.8 MeV et 5.5 MeV a montré que le partage de l'énergie d'excitation réalisé avec le modèle de spin cut-off *Inertia + Shell*, modèle dépendant de l'énergie d'excitation, permet de reproduire l'évolution de  $\bar{\nu}(A)$  en fonction de l'énergie du neutron incident déterminée expérimentalement par Naqvi associé à un rapport de température constant.

Par conséquent avec cette approche, le partage de l'énergie d'excitation entre les deux fragments est en partie contrôlé par la valeur de leur moment angulaire. Pour confirmer la validité d'utilisation du modèle de spin cut-off *Inertia + Shell*, des prédictions d'observables gammas ont alors été présentées pour que de futures mesures puissent le mettre à l'épreuve.

Les jeux de paramètres de la simulation et les modèles de la simulation qui reproduisent l'observable cible du  $^{237}\text{Np}$  ont alors été utilisés pour étudier la fission de  $^{238}\text{U}$ . Il s'avère que le jeu de paramètres déterminé pour le  $^{237}\text{Np}$  à  $E_n = 5.5$  MeV permet de reproduire la multiplicité neutron totale de  $^{238}\text{U}$  à  $E_n = 5.5$  MeV. Ces résultats préliminaires suggéreraient que pour la fission rapide, qu'une seule description du moment angulaire initial dépendant de l'énergie d'excitation des fragments permette de décrire un ensemble de noyaux fissionnants.

Demain, la poursuite de ce travail pourra porter sur la fission rapide de  $^{235}\text{U}$  à  $E_n = 0.8$  MeV et 5.5 MeV pour lesquelles Müller et al. [34] ont déterminé  $Y(A_{pré})$ ,  $TKE(A_{pré})$  et  $\bar{\nu}(A)$  avec le même spectromètre 2V-EV que Naqvi [34]. Dans un futur proche, le spectromètre FALSTAFF développé au CEA-Saclay (France), placé auprès de l'installation NFS (*Neutrons For Science*) (GANIL, France), permettra d'étudier la fission d'un large panel d'actinides sur une large gamme en énergie. Ce dispositif expérimental mettant en œuvre la méthode 2V-EV permettra de déterminer  $Y(A_{pré})$ ,  $TKE(A_{pré})$  et  $\bar{\nu}(A)$  pour les systèmes étudiés. Le développement de ce dispositif expérimental auquel j'ai contribué fait l'objet de la deuxième partie de cette thèse.

# Conclusion et perspectives

L'étude des propriétés des particules promptes émises par les fragments de fission est aujourd'hui motivée par la quantification des échauffements nucléaires dans les éléments de structures d'un réacteur et pour mieux comprendre le processus de fission. Les travaux réalisés dans cette partie avaient pour objectifs d'améliorer les prédictions du code de simulation FIFRELIN.

Trois principaux ingrédients influençant les observables de fission requièrent une attention particulière : la distribution du moment angulaire initial des fragments ( $P(J)$ ), la densité de niveaux des fragments et la fonction de force gamma (RSF).

Avant le début de cette thèse les modèles de RSF disponibles dans le code ne l'étaient que pour des noyaux sphériques. L'influence de RSF décrivant les noyaux déformés a donc été étudiée mais aucune différence significative dans les prédictions des observables de fission n'a été relevée.

L'étude de l'influence des distributions intervenant dans la densité de niveaux issues de calculs microscopiques de type HFB+combinatoire ( $\rho_{HFB}(E)$ ,  $P_{HFB}(J|E)$ ,  $P_{HFB}(\pi|E)$ ) s'est révélée riche d'enseignement. Ce modèle, étudié afin d'essayer de s'affranchir au maximum des paramètres libres des modèles de densité de niveaux phénoménologiques, a permis de montrer que l'utilisation d'une densité de niveaux totale dix fois plus élevée a pour effet de considérablement durcir le spectre de neutrons prompts et de diminuer la multiplicité neutron totale. Les distributions en moment angulaire HFB ont une moyenne de 1 à 2  $\hbar$  plus élevée et sont beaucoup plus structurées que celles du modèle CGCM. La substitution du modèle CGCM par celui HFB a montré qu'à la suite de l'émission de neutron les fragments ont une énergie en moyenne plus faible de 900 keV, que les valeurs des observables gammas moyennes diminuent donc fortement et que les distributions gammas en sont influencées (formes, valeurs).

Pour le moment, à défaut de mieux reproduire les observables de fission cette étude a permis d'étudier l'effet des différents ingrédients, complètement différents de ceux du modèle CGCM habituellement utilisés, intervenant dans la construction du schéma de niveaux des fragments. Cette étude a montré que la bonne description des distributions en moment angulaire des niveaux d'énergie et de l'état initial des fragments est la clé nécessaire à la bonne reproduction conjointe des observables neutrons et gammas.

L'étude de l'influence de modèle de spin cut-off a permis de mettre en évidence le lien étroit qui existe entre la forme des distributions  $P(M_\gamma)$  et  $P(J)$  d'une part et  $\overline{M}_\gamma(A)$  et  $\overline{J}(A)$  d'autre part. L'utilisation de modèles de spin cut-off dépendant de l'énergie d'excitation permet de réduire le nombre de paramètres de la simulation de 5 à 4. Par contre ces modèles ne permettent toujours pas de concilier une bonne prédiction des observables neutrons et gammas du code. Cependant, ils permettent de reproduire les observables gammas associées aux fragments légers car les moments angulaires qu'ils prédisent varient de 4 à 14  $\hbar$ , valeurs cohérentes avec celles déterminées expérimentalement.

L'utilisation du modèle de spin cut-off dépendant de l'énergie d'excitation lors de l'étude de la fission rapide du  $^{237}\text{Np}$  a permis de reproduire l'évolution de la multiplicité neutron en fonction de la masse  $\overline{\nu}(A)$  en fonction de l'énergie du neutron incident de A. Naqvi. Par conséquent le moment angulaire initial semble jouer un rôle prépondérant lors du partage de l'énergie d'excitation entre les fragments. Le jeu de paramètres de la simulation trouvé à une énergie de neutron incident  $E_n = 5.5$  MeV dans le cas du  $^{237}\text{Np}$  a été appliqué avec succès au cas de  $^{238}\text{U}$  à  $E_n = 5.5$  MeV. Ce résultat indique qu'à une énergie donnée, un jeu de paramètres peut être

valable pour plusieurs réactions de fission rapide. Ces études très prometteuses doivent maintenant être poursuivies sur d'autres systèmes fissionnants.

Chacune des études de ce travail indique des pistes à suivre afin d'améliorer les prédictions des observables neutrons et gammas du code FIFRELIN. Néanmoins à ce stade du développement du modèle FIFRELIN, il serait intéressant d'étudier de nouveaux modèles de potentiel optique et notamment des potentiels optiques qui tiennent compte de la déformation des noyaux.

Pour mieux cerner la zone d'entrée en énergie d'excitation et en spin des fragments de fission primaire, et donc aider le développement du modèle FIFRELIN, il est important d'obtenir d'autres mesures d'observables corrélées. Pour continuer l'étude de la fission rapide entreprise ici, il est nécessaire que de nouvelles données expérimentales (données d'entrée du code) soient déterminés pour un large panel de noyaux sur une gamme en énergie s'étendant jusqu'à quelques MeV. Le dispositif expérimental 2V-EV FALSTAFF, actuellement en développement au CEA-Saclay (France), permettra justement d'apporter ces précieuses données. La deuxième partie de cette thèse est donc consacrée aux développements que j'ai réalisés sur ce dispositif.

---

Partie C

**FALSTAFF**

---

## Chapitre 7

# Choix des détecteurs

### 7.1 Objectifs et moyens mis en œuvre

L'intérêt de caractériser expérimentalement la fission rapide des actinides a été souligné dans les deux premières parties de ce manuscrit. Auparavant ces études étaient rares car peu d'installations pouvaient fournir des faisceaux intenses de neutrons d'énergie allant de la centaine de keV à quelques dizaines de MeV. Aujourd'hui la mise en service de nouvelles installations délivrant de tels faisceaux rend possible l'étude de ces réactions. Dans ce contexte, de nouveaux dispositifs expérimentaux sont développés dans le monde. Placés auprès des nouvelles installations, ils détermineront les caractéristiques des fragments de fission. L'un de ces dispositifs appelé FALSTAFF, en développement au CEA-Saclay (France), met en œuvre la technique 2V-EV (Section 2.2.2). Il a pour objectif de déterminer l'énergie cinétique, la charge nucléaire, les masses des fragments avant et après évaporation des neutrons, afin d'en déduire la multiplicité des neutrons émis en fonction de la masse ( $\bar{\nu}(A)$ ). Ces données et leurs corrélations apporteront de précieuses informations notamment sur le processus de partage de l'énergie d'excitation entre les fragments. Ces nouvelles mesures permettront donc de contraindre les différents modèles théoriques de fission (cf. Section 2.4 et Annexe A) et d'alimenter les bases de données nécessaires aux processus d'évaluation générant les bibliothèques de données évaluées telles que JEFF-3.2.

Ce chapitre, composé de cinq sections, permettra de comprendre les choix techniques qui ont mené à la construction du dispositif FALSTAFF. Les caractéristiques physiques des réactions de fission rapide ainsi que celles des installations de faisceaux de neutrons sont d'abord décrites. Elles permettront de comprendre les choix des détecteurs et les spécificités du dispositif FALSTAFF. La simulation Geant4 et la méthode de reconstruction des observables d'intérêt sont alors présentées afin de valider le concept du dispositif.

### 7.2 Installations de faisceaux de neutrons et flux

La durée d'une expérience  $T_{exp}$  [s] dépend de plusieurs paramètres, comme le montre l'Équation C.7.1. Elle dépend du nombre d'événements souhaité,  $N_{fission}$ , de l'efficacité géométrique du détecteur  $\epsilon_{geo}$  et du taux de réaction donné par  $\tau = \Sigma\Phi_n$ , avec  $\Phi_n$  [n.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>] le flux incident de neutrons d'énergie  $E_n$  délivré par l'installation. La section efficace macroscopique  $\Sigma$  dépend de la section efficace du noyau étudié  $\sigma_c$  [barn] à l'énergie  $E_n$  et du nombre de noyaux de la cible. Cette dernière quantité est déduite de la densité surfacique  $e_c$  [ $\mu$ g.cm<sup>-2</sup>], du rayon  $R_c$  [cm] (en supposant que le diamètre du faisceau est supérieur à celui de la cible) et de la masse molaire  $M_c$  [g.mol<sup>-1</sup>] (avec  $N_A$  la constante d'Avogadro).

$$T_{exp} = N_{fission} (\epsilon_{geo}\tau)^{-1} = N_{fission} \left( \epsilon_{geo}\Phi_n\sigma_c \frac{N_A}{M_c} \pi R_c^2 e_c \right)^{-1} \quad (\text{C.7.1})$$

Comme il a été vu dans le chapitre 6, la multiplicité des neutrons émis par les fragments

dans la zone de fission symétrique augmente en fonction de  $E_n$  parce que les rendements dans cette zone augmentent. Dans cette région de masse, les larges incertitudes sur les données de Naqvi [1] ne permettent pas de confirmer les prédictions du code FIFRELIN. La vérification de ces prédictions nécessite une statistique dans la zone symétrique d'environ  $N_{fission}^{sym} = 500$  événements. Le nombre de fissions total devant être produit est donc  $N_{fission}^{tot} = N_{fission}^{sym} / Y^{sym}$ , avec  $Y^{sym}$  le rendement de fission dans la zone symétrique.

Les études en cinématique directe génèrent des fragments de faible énergie cinétique, qui perdent beaucoup d'énergie en traversant la matière. La cible utilisée doit alors être la plus fine possible pour limiter ces pertes d'énergie mais suffisamment épaisse pour que le taux de réactions soit important. Les caractéristiques typiques des cibles utilisées pour ces études sont une épaisseur  $e_c$  de  $150 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  et un rayon  $R_c$  de 1.5 cm.

Le section efficace de fission de  $^{238}\text{U}$ , représentée sur la Figure C.7.1 (gauche), varie de  $10^{-4}$  barn à 0.6 barn sur une plage en énergie allant de quelques centaines de keV à quelques MeV, en dessous de la fission de seconde chance.

Les différentes caractéristiques énumérées ci-dessus permettent de déterminer la durée d'une expérience. Par exemple, pour la fission de  $^{238}\text{U}$  à  $E_n = 5$  MeV, la durée de l'expérience permettant d'obtenir l'observable  $\bar{\nu}(A)$  dans la zone symétrique avec une statistique de 500 événements est donnée par la relation :

$$T_{exp} = \frac{3.10621 \times 10^{10} [\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}]}{\epsilon_{geo} \Phi_n} [\text{s}] \quad (\text{C.7.2})$$

La durée d'une expérience (temps de faisceau) étant inversement proportionnelle au flux moyen délivré par l'installation et à l'efficacité géométrique du dispositif, ces derniers doivent être maximisés.

En Europe, des faisceaux de neutrons dans la gamme d'énergie d'intérêt sont notamment disponibles sur les installations  $n\_TOF$  [139, 140], nELBE [141], LICORNE [142] ou encore NFS [143]. L'installation LICORNE ne délivre pas de faisceaux de neutron d'énergie supérieure à 4 MeV, car l'accélérateur tandem utilisé n'accélère pas le  $^7\text{Li}$  à des énergies supérieures à 16 MeV. A nELBE et sur l'aire EAR2 de  $n\_TOF$  les flux de neutrons moyens, pour une énergie de neutron de 5 MeV, sont d'environ  $1.10^6 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cette valeur est plus faible que celle sur la base de vol de 5 m de NFS qui sera de  $1.8 \times 10^6 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  comme le montre la Figure C.7.1.

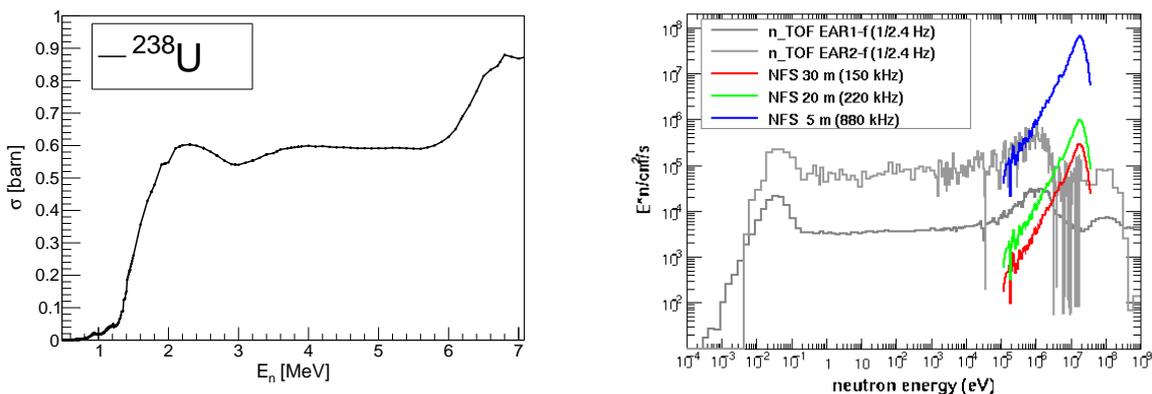


FIGURE C.7.1 – A gauche : Section efficace de fission de  $^{238}\text{U}(n,f)$  provenant de la bibliothèque JEFF-3.2 [144]. A droite : Flux disponibles à  $n\_TOF$  et à NFS [143].

En supposant une efficacité géométrique du dispositif égale à 1 % de  $4\pi$ , la relation C.7.2 donne une durée d'expérience d'environ 20 jours pour un intervalle en énergie de 1 MeV autour de 5 MeV à NFS.

A NFS, l'énergie du neutron incident produisant la réaction de fission est déterminée par une mesure de temps de vol dont les temps *Start* et *Stop* sont respectivement donnés par l'accélérateur et un détecteur de temps de vol du dispositif utilisé pour conduire l'expérience. La

résolution en énergie du neutron incident dépend alors de la résolution des détecteurs de temps de vol du dispositif.

A NFS, les réactions de breakup utilisées (deuteron sur une cible de béryllium ou de carbone) produisent des neutrons allant de  $\sim 100$  keV à  $\sim 40$  MeV. La durée de la mesure a été déterminée pour une énergie de neutron de 5 MeV. Les réactions pour l'ensemble du spectre présenté sur la Figure C.7.1 (droite) seront donc aussi étudiées simultanément.

### 7.3 Résolutions nécessaires

Dans les années 1980, le spectromètre 2V-EV Cosi-Fan-Tutte [33] avait une résolution en masse inférieure à 1 uma avec des détecteurs de temps de vol de résolution temporelle  $\sigma_t \sim 120$  ps et une chambre à ionisation possédant une résolution en énergie de  $\frac{\Delta E}{E} \sim 1\%$  pour les fragments de fission (cf. Section 2.2.2). Par contre une telle résolution en masse a été obtenue avec une distance de vol d'environ 1 m, conférant à ce dispositif une très faible efficacité géométrique. Aujourd'hui le besoin d'avoir un angle solide de détection proche de 1 % de  $4\pi$  ne permet pas d'avoir une distance de vol aussi grande.

La principale difficulté des études en cinématique directe est que les fragments de fission sont émis avec des énergies cinétiques faibles, de l'ordre de 110 MeV pour le fragment léger et 80 MeV pour le fragment lourd. Ils interagissent donc fortement avec la matière menant à d'importantes pertes d'énergie. Le dispositif expérimental doit donc être placé dans une chambre à réaction sous vide secondaire ( $P \sim 10^{-6}$  mbar) et les épaisseurs des matériaux traversés par les fragments, nécessaires à leur détection, les plus minces possibles.

Les choix techniques tenant compte de ces critères (détecteurs, géométrie) réalisés en 2012 lors de la phase de conception du premier bras de FALSTAFF sont maintenant exposés.

#### 7.3.1 Longueur de la base de vol et angle solide de détection

La longueur de la base de vol  $L$  entre les détecteurs ToF *Start* et *Stop* est le résultat d'un compromis entre la maximisation de l'angle solide de détection et la résolution en masse ( $\sigma_A$ ) souhaitée qui est en première approximation proportionnelle à  $\frac{\sigma_t}{L}$ . En effet, pour des surfaces de détecteur de temps de vol fixes, une distance de vol ( $L$ ) réduite permet de couvrir un angle solide plus grand, mais nécessite en contre partie que les détecteurs aient des résolutions temporelles très bonnes afin de compenser la dégradation de la résolution due à un  $L$  petit. Un  $L$  très grand permet d'améliorer les résolutions en masse mais au détriment de la couverture angulaire du dispositif, ce qui n'est pas souhaitable compte tenu du faible taux de réaction attendu. Sur la base de ces considérations, un compromis a été trouvé en fixant la distance de vol entre le détecteur de temps de vol *Start* et *Stop* à 50 cm. Une résolution spatiale des détecteurs de l'ordre du mm est suffisante [145].

#### 7.3.2 Résolutions des détecteurs de temps de vol

La résolution temporelle des détecteurs de temps de vol ( $\sigma_t$ ) est celle qui contribue le plus aux résolutions en masse avant ( $\sigma_{A^*}$ ) et après ( $\sigma_A$ ) évaporation des neutrons. En effet, en supposant que les détecteurs *Start* et *Stop* ont une résolution temporelle identique, les résolutions en masse avant et après évaporation sont  $\sigma_{A^*} \propto \sigma_t$  et  $\sigma_A \propto 2\sqrt{2}\sigma_t$  (cf. Section 2.2.2). La Figure C.7.2 montre que la dégradation de  $\sigma_t$  de 110 ps à 180 ps a pour effet d'augmenter le RMS (*Root Mean Square Value*) de  $A^*$  de 0.1 uma, alors que le RMS de  $A$  augmente en moyenne de 0.3 uma [145]. Il est donc nécessaire d'obtenir la meilleure résolution temporelle possible.

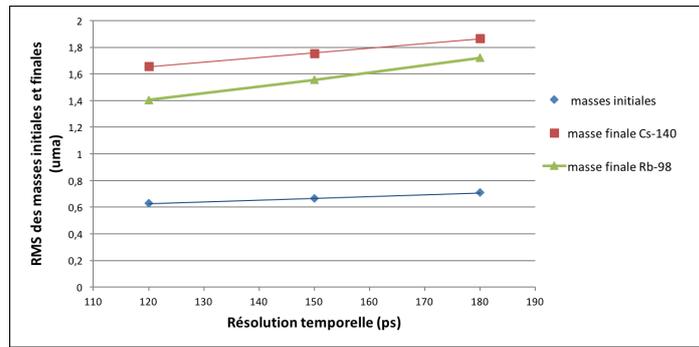


FIGURE C.7.2 – Influence des résolutions temporelles des détecteurs de temps de vol sur la reconstruction des masses avant et après évaporation des fragments [145].

Les détecteurs de temps de vol permettant d’atteindre ces résolutions sont des détecteurs à feuille émissive d’électrons secondaires. Ces feuilles sont placées dans l’axe du faisceau avec un angle tel que les électrons générés puissent être accélérés vers un détecteur d’électrons placé hors de l’axe du faisceau. Les détecteurs d’électrons secondaires sont des détecteurs gazeux MWPC (*Multi-Wire Proportional Counter*) [146, 147] ou des détecteurs solides MCP (*Micro Channel Plate*) [30]. Ce sont eux qui fournissent l’information sur le temps et la position d’arrivée des fragments sur le détecteur. Les inconvénients des MCP par rapport aux MWPC sont qu’elles ont un coût élevé et que leur taille est jusqu’à présent limitée. Les MWPC-SeD sont donc plus adaptés pour couvrir un grand angle solide.

Les deux détecteurs de temps de vol du dispositif FALSTAFF sont donc des MWPC-SeD.

### 7.3.3 Résolution en énergie

L’influence de la résolution du détecteur mesurant l’énergie des fragments sur leur masse après évaporation est présentée sur la Figure C.7.3 pour le  $^{98}\text{Rb}$  et  $^{140}\text{Cs}$ . On voit que le RMS des masses augmente d’environ 0.3-0.4 uma lorsque la résolution en énergie se dégrade de 1 % à 2 %. L’influence de la résolution en énergie est est plus importante pour le fragment lourd  $^{140}\text{Cs}$  car il a une énergie cinétique plus faible que le  $^{98}\text{Rb}$ .

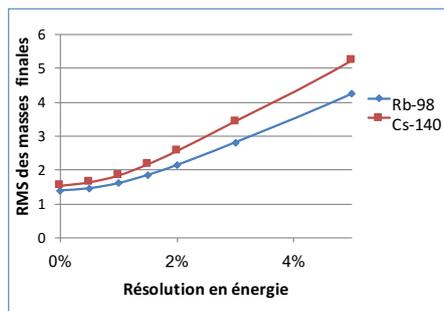


FIGURE C.7.3 – Influence de la résolution en énergie sur la masse des fragments après évaporation [145].

L’influence des résolutions en énergie étant importante sur les résolutions en masse après évaporation, il est important de choisir un détecteur avec lequel une résolution inférieure à 1 % est accessible.

Les détecteurs semi-conducteurs et gazeux permettent d’obtenir une telle résolution en énergie. Les détecteurs gazeux ne subissent pas de dommage aux radiations (gaz en constante circulation) contrairement aux détecteurs solides. De plus les détecteurs gazeux peuvent être construits de grande taille et à moindre frais contrairement aux détecteurs semi-conducteurs qui sont petits et chers. A cela s’ajoute le fait que les détecteurs gazeux peuvent donner accès au profil de perte d’énergie des particules, duquel l’information sur la charge nucléaire des fragments peut être

extraite.

Le détecteur d'énergie du dispositif FALSTAFF est donc un détecteur gazeux. Ce détecteur est placé dans le vide à une pression de  $10^{-6}$  mbar et doit avoir une fenêtre d'entrée la plus mince possible pour minimiser les pertes d'énergie des fragments. Pour limiter les contraintes mécaniques sur la fenêtre d'entrée et avoir un profil de perte d'énergie long, ce détecteur est rempli avec un gaz d'une pression de quelques dizaines de mbar.

### Géométrie du dispositif FALSTAFF

Le dispositif 2V-EV FALSTAFF est donc constitué de deux détecteurs de temps de vol, *Start* et *Stop*, MWPC-SeD distant l'un de l'autre de 50 cm et d'une chambre à ionisation placée au plus près du détecteur *Stop*. Les MWPC-SeD ont des feuilles émissives d'environ  $140 \times 200$  mm<sup>2</sup> [148, 147] et la chambre à ionisation une fenêtre d'entrée de 230 mm de diamètre. Typiquement les feuilles émissives et la fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation sont en mylar et ont respectivement une épaisseur de 0.5  $\mu$ m et de 0.9  $\mu$ m. Le prototype du premier bras est visible sur la Figure C.7.4.

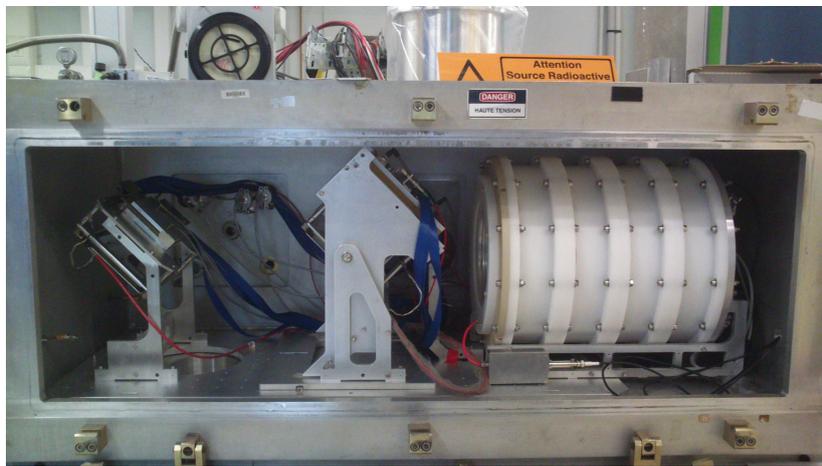


FIGURE C.7.4 – Prototype du premier bras du dispositif FALSTAFF. De gauche à droite, les détecteurs de temps de vol MWPC-SeD (*MiniSed* et *Sed*) et la chambre à ionisation axiale (*CALIBER*).

#### 7.3.4 Autres spectromètres 2V-EV en développement

Les équipes développant actuellement des spectromètres 2V-EV dans le monde font tous face aux difficultés présentées ci-dessus, mais y répondent avec des moyens techniques différents. Les dispositifs 2V-EV aujourd'hui en développement dans le monde sont VERDI au JRC-IRMM (Belgique), SPIDER au Los Alamos National Laboratory (États-Unis), STEFF à l'université de Manchester (Grande-Bretagne) et FALSTAFF au CEA-Saclay (France). Les différentes caractéristiques des détecteurs de temps de vol et d'énergie utilisés par chacune des équipes sont regroupées dans le Tableau C.7.1. Les différentes méthodes mises en œuvre dans chaque dispositif afin d'obtenir ces informations vont maintenant être décrites et comparées.

Les détecteurs de temps de vol *Start* sont tous constitués d'un matériau émetteur d'électrons secondaires (ES) et d'un détecteur d'électrons. VERDI utilise la cible et son support comme matériau émetteur alors que les autres utilisent des feuilles minces en mylar, recouvertes ou non d'un matériau (Al, CsI) permettant d'augmenter le nombre d'ES produits. Les détecteurs d'ES sont des MWPC ou des MCP. VERDI a l'avantage de ne pas introduire de matériau supplémentaire, et donc de pertes d'énergie supplémentaire pour déterminer le *Start* du dispositif.

Les détecteurs de temps de vol *Stop* utilisés sont eux très différents comme le montre le Tableau C.7.1. Dans VERDI le signal *Stop* est donné par des détecteurs silicium (PIPS) qui

permettent en même temps de mesurer l'énergie des fragments. L'avantage de cette technique est que les fragments ne subissent aucune perte d'énergie supplémentaire avant que leur énergie soit mesurée. Par contre l'énergie déposée par le fragment ( $\sim 100$  MeV) sur une petite épaisseur de matériau génère un plasma dans le silicium qui a pour effet de retarder la collecte des électrons, c'est le *plasma delay effect*. Ce retard peut induire un biais systématique et est difficile à quantifier.

Dans FALSTAFF et STEFF, un second détecteur de temps de vol MWPC-SeD placé entre le détecteur d'énergie et le détecteur *Start* génère le signal *Stop*. SPIDER utilise lui un détecteur MCP-SeD. L'utilisation d'un second détecteur de temps vol a le désavantage de faire perdre de l'énergie supplémentaire aux fragments par rapport au détecteur VERDI. L'énergie mesurée sera donc plus faible qu'avec VERDI. Les corrections de perte d'énergie nécessaires à la détermination de l'énergie cinétique initiale des fragments sont donc plus importantes, ce qui rend l'énergie des fragments très dépendante des modèles de perte d'énergie utilisés, dont les énergies prédites peuvent différer jusqu'à 20 %.

Les spectromètres FALSTAFF, SPIDER et STEFF utilisent, pour mesurer l'énergie, des chambres à ionisation de type axial. Ce type de détecteur permet d'avoir accès à la charge nucléaire des fragments en mesurant le profil de perte d'énergie des fragments le long de leur parcours. SPIDER utilise une fenêtre d'entrée en SiN de 200 nm d'épaisseur ce qui limite les pertes d'énergies des fragments mais a le désavantage d'être très fragile et ne permet pour le moment pas de couvrir un très grand angle solide.

	Carac- téristiques	FALSTAFF [32]	VERDI [149, 29]	SPIDER [39, 30, 29]	STEFF [40]
LOF [mm]		500	500	700	1000
$t_{Start}$	FE Dét. ES $\sigma_t$ [ps]	Mylar+Al MWPC 120	Support cible Ni MCP 150	Mylar MCP 105	Mylar+I MCP
$t_{Stop}$	FE Dét. ES $\sigma_t$ [ps]	Mylar+Al MWPC 120	PIPS 150	Carbone MCP	Mylar+Al MWPC
Énergie	Détecteur Fenêtre ChIo $\Delta E/E$ [%]	ChIo axiale Mylar 1.8	PIPS 0.4	ChIo axiale SiN	ChIo axiale Mylar
Efficacité		0.6 % de $4\pi$	0.915 % de $2\pi$	0.09 % de $2\pi$	

Tableau C.7.1 – *Caractéristiques des spectromètres 2V-EV en développement dans le monde. Les symboles LOF, ChIo, MWPC et MCP signifient respectivement Distance de vol, Chambre à ionisation, Multi-Wire Proportionnal Counter et Multi Channel Plate. Les symboles FE, Dét. ES, ChIo, PIPS signifient respectivement feuille émissive, détecteur d'électrons secondaires, chambre à ionisation, Passivated Implanted Planar Silicon.*

## 7.4 Simulation Geant4

Maintenant que les caractéristiques techniques des détecteurs du dispositif FALSTAFF sont connues, sa simulation Geant4 [150, 73] est réalisée pour simuler les pertes d'énergie que subissent les fragments dans les matériaux des détecteurs. D'autre part cette simulation permet de s'assurer que le programme d'analyse développé durant cette thèse permet de reconstruire les observables d'intérêt.

Après avoir détaillé les ingrédients principaux de la simulation Geant4, le principe méthodologique de l'analyse sera présenté.

La modélisation du dispositif FALSTAFF a été réalisée avec le code Geant4, code orienté objet écrit en C++. Son domaine d'application étendu, allant de la physique hadronique à la physique médicale, permet de mettre à disposition de l'utilisateur un grand nombre de modèles

physiques. Il appartient donc à l'utilisateur de choisir les modèles et les paramètres de la simulation appropriés à l'application qu'il développe.

La simulation d'un dispositif consiste à modéliser sa géométrie, à générer les particules étudiées, à simuler leurs interactions avec le dispositif et à enregistrer les quantités d'intérêt liées à ces interactions.

La version du code utilisée lors de cette thèse est **Geant4.10.02.p01**. La géométrie du dispositif FALSTAFF implémentée dans Geant4 est représentée sur la Figure C.7.5.

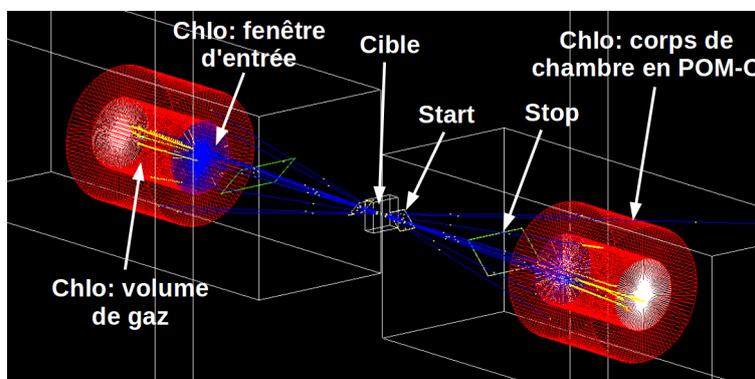


FIGURE C.7.5 – Visualisation de la géométrie du dispositif FALSTAFF avec Geant4.

Lors du développement de la simulation du dispositif FALSTAFF, une attention particulière a été apportée :

- au modèle générant les fragments de fission et leur désexcitation.
- au modèle décrivant l'interaction ions/matières pour des particules d'énergie inférieure à 1 MeV/A.
- aux valeurs des paramètres de la simulation influençant les processus physiques.

#### 7.4.1 Simulation des événements de fission

La simulation du dispositif est réalisée avec une source de fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$  car les tests expérimentaux sont réalisés avec ce type de source. La première étape de la simulation est de générer les caractéristiques des fragments de cette source : leur masse avant évaporation, le nombre de neutrons émis et leur énergie cinétique. Le code de fission utilisé doit correctement prédire ces observables. Dans Geant4 les propriétés des fragments sont données par des modèles empiriques et rudimentaires [151]. Le besoin de caractériser précisément le dispositif FALSTAFF en s'aidant de la simulation ne permet pas d'utiliser ces modèles basiques.

Actuellement plusieurs codes externes à Geant4 déterminent les propriétés des fragments. Lors de cette thèse les codes GEF [83, 152] et FIFRELIN [102] ont été considérés comme générateur d'événements de fission. Les différences entre ces deux codes ont été présentées dans la Section 3.4. Nous nous intéressons, ici, à la comparaison de ces codes pour la réaction de fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

La Figure C.7.6 montre la comparaison des  $\bar{\nu}(A)$  entre les codes et les données expérimentales. Le résultat de GEF comporte un plateau entre les masses 139 et 150 uma que ne présentent pas les données expérimentales. De plus GEF ne présente pas la bosse visible sur les données expérimentales pour les masses inférieures à 100 uma. Globalement FIFRELIN reproduit mieux les données expérimentales que le code GEF notamment pour les fragments légers où GEF sous-évalue grandement les données expérimentales.

Les distributions d'énergie cinétique des deux codes sont comparées à celle de J. Milton [27] sur la Figure C.7.6. Il est rappelé que la distribution d'énergie cinétique de FIFRELIN est celle déterminée expérimentalement par Varapai [48], contrairement à celle de GEF qui est prédite. La distribution de FIFRELIN est similaire à celle de Milton, contrairement à celle de GEF qui surestime de 2 MeV le pic des fragments légers et a un rapport pic/vallée plus important que celui de Milton.

Compte tenu de ces remarques, la génération des événements de fission par le code FIFRELIN est préférée à celle du code GEF.

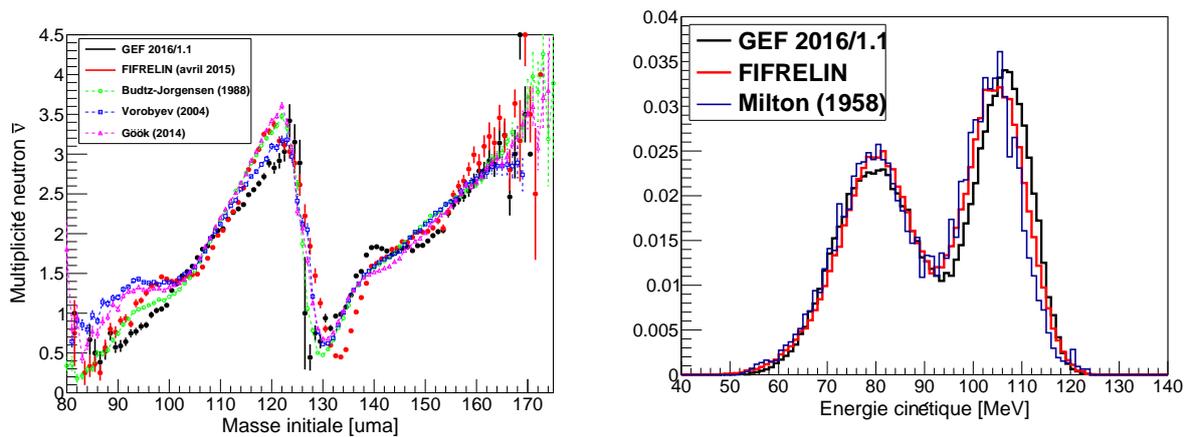


FIGURE C.7.6 – Multiplicités des neutrons en fonction de la masse des fragments (gauche) et distributions normalisées en énergie cinétique (droite) obtenues avec les codes FIFRELIN [88] et GEF [152]. Les données expérimentales de Milton sont obtenues avec un spectromètre 2V [27].

Les fragments générés par le code FIFRELIN sont alors émis de manière isotrope dans le centre de masse. En coordonnées sphériques, leur vecteur direction est défini par les angles d'émission  $(\theta, \phi)$  tels que :

$$\begin{cases} \cos(\theta) = (1 - 2u) \\ \phi = \pi v \end{cases} \quad (\text{C.7.3})$$

avec  $u$  et  $v$  deux nombres tirés aléatoirement dans une distribution uniforme comprise entre 0 et 1. Le fragment complémentaire est alors émis dans la direction opposée en réalisant la transformation  $\theta \rightarrow \pi - \theta$  et  $\phi \rightarrow -\pi + \phi$ .

L'émission de neutron est supposée isotrope dans le centre de masse et le vecteur vitesse du neutron est obtenu de manière identique à celui des fragments (Équation C.7.3). L'énergie des neutrons émis est celle prédite par le code FIFRELIN. Les relations de conservation de l'impulsion dans le centre de masse modifient la direction et l'énergie du fragment émetteur à chaque émission de neutron.

Les fragments sont alors positionnés en un point de la cible. La simulation de cet événement se poursuit jusqu'à ce que le fragment n'ait plus d'énergie cinétique ou qu'il sorte du système de détection. Au cours de la simulation, lorsqu'un fragment entre ou sort d'un détecteur, sa position  $(X, Y, Z)$ , son temps d'arrivée  $T$  et son énergie cinétique  $KE$  sont enregistrés dans un arbre ROOT [153]. C'est à partir de ces informations que les variables physiques sont reconstruites. Avant de décrire la méthode de reconstruction des observables, présentée dans la Section 7.5, un rappel sur les processus de perte d'énergie dans les matériaux est fait. Cela est l'occasion d'exposer succinctement le traitement de la perte d'énergie réalisé dans Geant4 et de présenter l'influence de certains paramètres de la simulation sur les observables.

## 7.4.2 Interaction des particules chargées avec la matière

Lorsqu'un fragment traverse un détecteur, il perd de l'énergie en interagissant principalement avec le cortège électronique des atomes constitutifs du matériau traversé. Lors du processus d'ionisation, l'électron émis sert à l'induction d'un signal à partir duquel la position, le temps ou l'énergie des fragments sont déterminés selon le type de détecteur.

Les fragments générés lors d'une fission ont des énergies cinétiques de l'ordre de 1 MeV/A. Ils perdent donc beaucoup d'énergie lorsqu'ils traversent un matériau. Typiquement un fragment de 100 MeV perd une énergie d'environ 8.5 MeV dans une feuille de mylar de 0.9  $\mu\text{m}$  d'épaisseur

(Geant4-EMZ), feuille notamment utilisée comme fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation. A ces énergies, les particules ne peuvent plus être considérées comme des charges ponctuelles. La description de leur interaction avec les électrons du milieu devient complexe et est mal connue, rendant les prédictions des modèles de perte d'énergie entachées de biais et d'incertitudes importantes. Les pertes d'énergie étant ici importantes, cette section rappelle les modèles fondamentaux de perte d'énergie et détaille leur traitement pour les ions de faible vitesse dans Geant4.

### 7.4.3 Modèles de pertes d'énergie électronique pour des ions lourds de faible vitesse

Lorsqu'une particule incidente (caractérisée par l'indice 1) entre dans un matériau (caractérisé par l'indice 2), elle interagit avec le cortège électronique des atomes constitutifs du matériau. L'intensité de cette interaction coulombienne dépend des propriétés de la particule incidente telles que sa vitesse  $v_1$  ( $\beta_1 = \frac{v_1}{c}$ ,  $\gamma_1 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_1^2}}$ ), sa charge  $Z_1$  et des caractéristiques du matériau traversé telles que sa charge nucléaire  $Z_2$ , sa densité  $\rho_2$ , sa masse molaire  $M_2$  et son potentiel d'ionisation  $I$ . En notant  $N_A$  la constante d'Avogadro et  $m_e$  la masse de l'électron, la perte d'énergie d'une particule est donnée par la formule de Bethe [154] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4 c^2}{m_e \beta_1^2} \frac{N_A \rho_2 Z_2}{M_2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \beta_1^2 c^2 \gamma_1^2}{I} \right) - \beta_1^2 \right] \quad (\text{C.7.4})$$

Cette équation caractérisant les interactions ions/matière à l'ordre zéro, doit être raffinée pour rendre compte de différentes observations expérimentales. En effet Barkas [155] et Andersen [156] ont montré que deux particules de même masse et de même vitesse mais ayant des charges opposées (protons et anti-protons) n'ont pas le même profil de perte d'énergie. Cet effet se traduit par l'ajout du terme  $Z_1 L_1(\beta)$  dans l'Équation C.7.5, avec  $L_1(\beta)$  une fonction dont la forme peut être trouvée dans [157]. D'autres corrections doivent aussi être apportées pour rendre compte de l'influence de la structure électronique des noyaux lorsque la vitesse du projectile est de l'ordre de celle des électrons de la cible et de l'effet de polarisation du milieu électronique de la cible lorsque le projectile le traverse. Ces deux caractéristiques sont prises en compte par l'ajout d'un terme de correction de couche des orbitales électroniques ( $C_e/Z_2$ ) et d'un terme de correction d'effet de densité ( $\delta$ ) dans l'Équation C.7.4. La prise en compte de l'ensemble de ces corrections mène à la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4 c^2}{m_e \beta_1^2} \frac{N_A \rho_2 Z_2}{M_2} \left( \left[ \ln \left( \frac{2m_e \beta_1^2 c^2 \gamma_1^2}{I} \right) - \beta_1^2 - \frac{C_e}{Z_2} - \delta \right] + Z_1 L_1(\beta) \right) \quad (\text{C.7.5})$$

L'équation C.7.4 est obtenue dans le cas où le projectile est assimilable à une charge ponctuelle. Cependant lorsque sa vitesse est de l'ordre de celle des électrons des couches électroniques de la cible, les électrons ont le temps de s'adapter au potentiel coulombien du projectile et donc de se lier à lui. Le projectile se rhabille de ses électrons. Ce phénomène se produit pour des vitesses :

$$v_1 \leq v_0 Z_1^{2/3} \quad (\text{C.7.6})$$

avec  $v_0 \sim 10^6$  m.s<sup>-1</sup> la vitesse de Bohr. Les fragments de fission de 1 MeV/A, de vitesse  $v_1 \sim 10^7$  m.s<sup>-1</sup> satisfont ce critère. Les électrons alors liés au projectile écrantent sa charge nucléaire, et l'ion interagit alors avec une charge effective  $Z_1^{eff}$  définie par [158] :

$$q(Z_1, v) = \frac{Z_1^{eff}}{Z_1} = 1 - \exp \left( -\frac{v_r}{v_0 Z_1^{2/3}} \right) \quad (\text{C.7.7})$$

avec  $q$  l'état de charge du projectile caractérisant l'équilibre entre les processus de capture et de cession d'électrons entre le projectile et la cible, et  $v_r$  la vitesse relative de l'ion par rapport à

la vitesse des électrons de la cible.

Le rhabillage électronique des ions, donc son état de charge, est à l'origine de la forme de la courbure du profil de perte d'énergie. En effet les profils de perte d'énergie des fragments  $^{106}_{41}\text{No}$  de 106 MeV et  $^{146}_{57}\text{La}$  de 83 MeV, visibles sur la Figure C.7.7, montrent que l'inflexion en fin de parcours du profil de perte d'énergie est différente. De plus ils montrent que plus  $Z_1$  est grand plus la pente du profil est faible. Les fragments de charge faible se rhabillent plus "rapidement" car ils ont besoin de récupérer un nombre moins important d'électrons par rapport à ceux de charge nucléaire plus élevée. C'est en considérant ces dépendances que la charge nucléaire pourra être extraite des profils de perte d'énergie. Les distances d'arrêt des fragments dans la chambre à ionisation peuvent aussi être utilisées pour déterminer l'identité des fragments. En effet comme le montre la Figure C.7.7, la distance d'arrêt d'un fragment léger tel que le  $^{106}_{41}\text{No}$  est plus grande que celle d'un fragment lourd moins énergétique tel que le  $^{146}_{57}\text{La}$ .

Les pertes d'énergie par interaction nucléaire avec les atomes de la cible, représentées en bleu sur le Figure C.7.7, ne sont prépondérantes qu'à partir d'une centaine de keV/A.

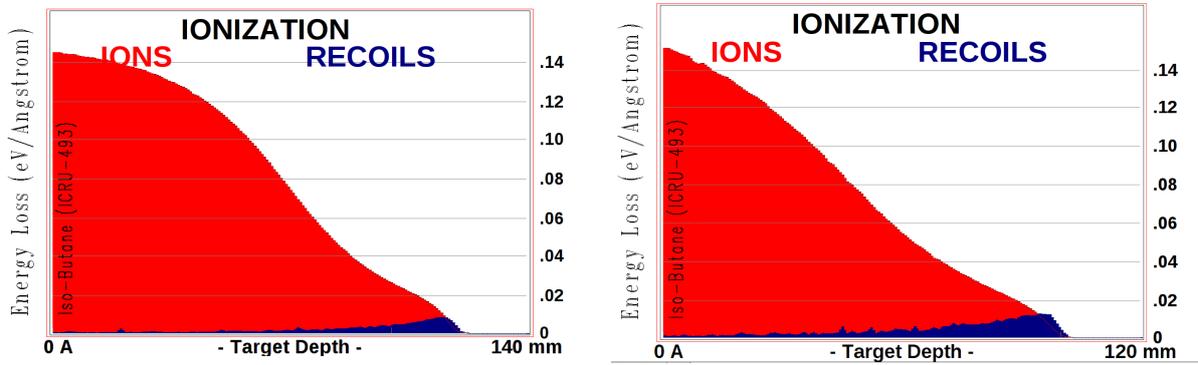


FIGURE C.7.7 – Profils de perte d'énergie d'un  $^{106}_{41}\text{No}$  de 106 MeV (gauche) et  $^{146}_{57}\text{La}$  de 83 MeV (droite) dans un gaz d'isobutane à une pression de 40 Torr et une température de 293 K. Les courbes bleues (RECOILS) et rouges (IONS) représentent respectivement la perte d'énergie des particules par interaction avec le noyau et le cortège électronique des atomes de la cible. Ces résultats sont obtenus avec le logiciel SRIM [159].

Au début d'une simulation, Geant4 crée des tables de perte d'énergie dont les points sont interpolés au cours de la simulation. Pour ne pas à avoir à mettre en mémoire une table de perte d'énergie pour chaque couple ion/matériau, seules les tables proton/matériau sont stockées à partir desquelles les pertes d'énergie pour chaque ion/matériau sont construites. Cela est possible car le calcul de la perte d'énergie d'un projectile d'énergie cinétique  $T$  et d'état de charge  $q$  peut se ramener à celle d'un proton d'énergie cinétique équivalente  $T_p$  définie par [158] :

$$T_p = \frac{M_p}{M} T \quad (\text{C.7.8})$$

Le pouvoir d'arrêt  $S = \frac{dE}{dx}$  du projectile dans une cible est alors obtenu à partir du pouvoir d'arrêt des protons tel que :

$$\frac{S_p}{S_{Z_1}} = \frac{Z_p^2}{(\gamma Z_1)^2} \Rightarrow S_{Z_1} = (\gamma Z_1)^2 S_p \quad (\text{C.7.9})$$

avec  $S_p$  le pouvoir d'arrêt du proton dans la cible et  $\gamma$  un paramètre décrivant la charge effective de l'ion tel que  $Z_{eff} = \gamma Z$ . Ce dernier paramètre est différent de l'état de charge  $q$ , car il tient compte du changement de potentiel d'interaction projectile/cible. Pour plus de détails concernant ce paramètre, se référer à [158]. L'Équation C.7.9 permet donc de déterminer le pouvoir d'arrêt de n'importe quel projectile dans n'importe quelle cible à partir du pouvoir d'arrêt des protons.

A basse énergie, à partir de  $T_p < 2$  MeV, les effets de corrections de couche définis par le terme

$C_e/Z_2$  deviennent trop importants et la formule de perte d'énergie de Bethe-Bloch donnée par l'Équation C.7.5 n'est plus valide. Geant4 utilise alors des paramétrisations de données évaluées issues de la base NIST et, quand elles n'existent pas, la paramétrisation suivante est utilisée par défaut [160] :

$$\begin{aligned}
S_e &= A_0 \sqrt{T_p} & , T_p < 1 \text{ keV} \\
S_e &= A_1 E^{0.5} & , 1 \text{ keV} < T_p < 10 \text{ keV} \\
S_e &= \frac{S_{low} S_{high}}{S_{low} + S_{high}} & , 10 \text{ keV} < T_p < 1 \text{ MeV} \\
\text{avec } S_{low} &= A_2 E^{0.45} \text{ et } S_{high} = \frac{A_3}{E} \ln \left( 1 + \frac{A_4}{E} + A_5 E \right) & \\
S_e &= \frac{A_6}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{A_7 \beta^2}{1 - \beta^2} - \beta^2 - \sum_{i=0}^4 A_{8+i} (\ln E)^i \right) \right] & , 1 \text{ MeV} < T_p < 100 \text{ MeV}
\end{aligned} \tag{C.7.10}$$

avec  $E = \frac{T_p}{M_p}$  et les coefficients  $A_i$  issus de ICRU49 (*International Commission on Radiological Units and Measurements*). Ces coefficients sont déterminés pour les éléments du tableau périodique jusqu'à l'uranium [161]. Récemment, à ces énergies, le modèle de perte d'énergie semi-classique de Bohr a été remis au goût du jour par Sigmund et al. [162] qui réalise de bonnes prédictions de pertes d'énergie pour les ions légers. Il est intéressant de suivre les avancées de ce travail pour voir si leur modèle permet de bien reproduire les pertes d'énergie des fragments de faible vitesse dans divers matériaux.

Lorsqu'une particule de haute énergie ( $v > 10v_0$ ) traverse un milieu composé de plusieurs éléments, sa perte d'énergie dans le milieu est donnée par la règle de Bragg. La perte d'énergie de la particule est alors la combinaison linéaire des pertes d'énergies subies par l'ion en passant successivement dans les couches d'éléments purs constitutifs du matériau pondérées par la densité électronique de l'élément dans le matériau [154]. Dans le cas des fragments ( $v < v_0 Z_1^{2/3}$ ), cette règle n'est plus valide car la nature des liaisons covalentes entre les atomes, la conformation de la molécule et les niveaux d'excitation du matériau jouent un rôle important dans l'interaction fragment/matière. Pour prendre en compte l'effet des liaisons covalentes des molécules organiques, Ziegler et al. [158] proposent de décomposer les molécules en briques élémentaires telles que  $\text{CH}_2$ ,  $\text{CH}_3$  et de calculer la perte d'énergie en réalisant une combinaison linéaire de ces pertes d'énergie, obtenues par ajustement de données expérimentales.

Dans Geant4, si une paramétrisation de la perte d'énergie basée sur les travaux de Ziegler existe, celle-ci est utilisée, sinon la règle de Bragg est appliquée [163].

#### 7.4.4 Choix de la bibliothèque électromagnétique

Maintenant que le traitement des pertes d'énergie des ions de faible vitesse dans Geant4 a été décrit, il faut sélectionner la *PhysicsList* appropriée à notre application. Une *PhysicsList* est définie comme un ensemble de modèles décrivant l'interaction particule/matière sur une gamme en énergie allant de l'eV au TeV, permettant de reproduire le plus fidèlement les différents processus physiques. Les *PhysicsList* décrivant les interactions électromagnétiques sont notées *EM* [164, 165]. Pour comprendre leurs différences et donc l'influence des paramètres, le déroulement d'une simulation Geant4, et notamment la gestion du processus de perte d'énergie, est maintenant succinctement exposé.

#### Déroulement d'une simulation Geant4

A l'initialisation d'une simulation, Geant4 crée des tables de perte d'énergie  $dE/dx(E)$ , de distance caractéristique (*range*)  $R(E)$  et de libre parcours moyen  $\lambda(E)$ . Les  $\lambda(E)$  servent à échantillonner le pas  $\Delta s$  de la particule entre deux itérations. Ces données sont tabulées sur une gamme en énergie allant de l'eV au TeV avec un certain nombre de points afin d'optimiser le temps d'une simulation.

Les paramètres influençant les données simulées sont notamment la distance maximale que

peut parcourir une particule lors d'une itération ( $S_{lim}$ ) et le seuil en énergie de production des particules secondaires ( $R_{cut}$ ). Au dessus de ce seuil la production de particules secondaires est explicite et en dessous la perte d'énergie est traitée de manière continue [151]. Ce seuil est associée à une distance  $R_{cut}$  par l'intermédiaire de la perte d'énergie  $dE/dx(E)$ .

Dans Geant4 la valeur de  $S_{lim}$  évolue au cours de la simulation, modèle noté ici  $S_{lim}^{dyn}$ , en fonction de la distance caractéristique  $R(E)$  de la particule. Lorsque  $R(E)$  diminue,  $S_{lim}$  diminue [151]. L'évolution de ce paramètre est primordiale car la perte d'énergie  $\Delta E$  subie par la particule dépend de la distance que cette dernière parcourt ( $\Delta s$ ) entre deux interactions tel que :

$$\Delta E = \Delta s \frac{dE}{dx} \quad (\text{C.7.11})$$

L'évolution du paramètre  $S_{lim}$  au cours de la simulation doit permettre de traiter les régions où la perte d'énergie varie rapidement, ce qui est le cas des fragments comme le montre la Figure C.7.7.

La *PhysicsList EMZ* est ici utilisée car les différentes tables ( $dE/dx(E)$ ,  $R(E)$ ,  $\lambda(E)$ ) contiennent 220 points au lieu de 84 points pour les autres modèles. La paramétrisation de  $S_{lim}$  de ce modèle permet de réaliser des pas  $\Delta s$  plus petits et les modèles physiques ainsi que leurs paramétrisations sont les plus adaptés à la description des pertes d'énergie [165].

### Influence des paramètres sur le profil en énergie

L'influence des paramètres  $S_{lim}$  et  $R_{cut}$  sur le profil de perte d'énergie d'un fragment  $^{108}\text{Mo}$  de 120 MeV dans un gaz d'isobutane à 28 mbar sera discutée ici. Les fragments traversent perpendiculairement une feuille de mylar de 0.9  $\mu\text{m}$  d'épaisseur avant de s'arrêter dans le gaz. L'énergie déposée  $\Delta E$  par le fragment lors d'une itération est convertie en nombre d'électrons en divisant  $\Delta E$  par le potentiel moyen d'ionisation de l'isobutane de 23 eV. Les électrons sont ensuite propagés vers l'anode à une vitesse de 5.2  $\text{cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$  (les diffusions transverse et longitudinale ne sont pas prises en compte). Le nombre d'électrons collectés en fonction de leur temps d'arrivée sur l'anode (chambre d'une longueur de 40 cm) est reconstruit en échantillonnant les données par intervalle de 10 ns (correspondant à une fréquence d'échantillonnage de 100 MHz).

Le profil de perte d'énergie obtenu avec le modèle  $S_{lim}^{dyn}$  du modèle *EMZ* est représenté en noir sur la partie gauche de la Figure C.7.8. Il présente un pic à 5  $\mu\text{s}$  qui n'apparaît pas sur les profils de pertes d'énergie de la Figure C.7.7 simulés avec SRIM. Il s'agit d'un artefact. La valeur de  $S_{lim}$  est trop grande par rapport à l'échelle de l'étude. Par conséquent la valeur de ce paramètre doit être fixée par l'utilisateur.

Plusieurs simulations ont alors été réalisées avec différentes valeurs de  $S_{lim}$  pour déterminer celle qui permet d'obtenir un profil de perte d'énergie stable à partir d'une certaine valeur de  $S_{lim}$ . Les résultats de ces simulations, visibles sur la Figure C.7.8, montrent que lorsque  $S_{lim}$  diminue, le nombre de points par nanoseconde (ns) augmente jusqu'à se rapprocher de l'unité. Le pic à 5  $\mu\text{s}$  diminue en conséquence jusqu'à disparaître pour  $S_{lim} = 60 \mu\text{m}$ . Les profils obtenus avec  $S_{lim}$  inférieure à cette valeur sont similaires.

Le pas de la simulation dans l'isobutane est donc fixé à  $S_{lim} = 60 \mu\text{m}$ .

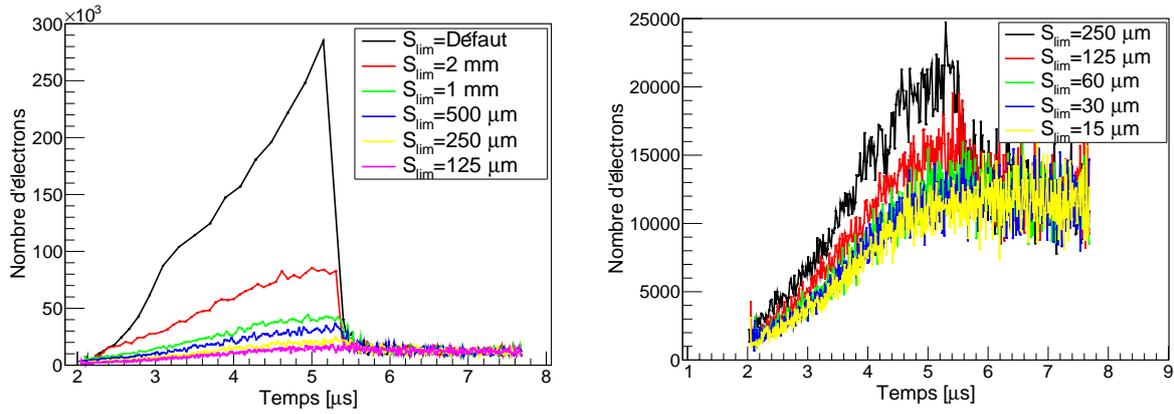


FIGURE C.7.8 – Profils de perte d'énergie d'un  $^{108}\text{Mo}$  de 120 MeV obtenus dans l'isobutane (après la traversée de  $0.9\ \mu\text{m}$  de mylar) en fonction du pas maximum  $S_{lim}$  dans Geant4.

Intéressons-nous maintenant à la variable  $R_{cut}$ . Trois simulations ont été réalisées avec les paramètres suivants :  $R_{cut}=0.7\ \text{mm}$  (valeur par défaut dans le modèle *EMZ*),  $R_{cut}=10\ \mu\text{m}$  et  $R_{cut}=1\ \mu\text{m}$ , pour  $S_{lim}=125\ \mu\text{m}$ .

Les profils de perte d'énergie du  $^{108}\text{Mo}$  de 120 MeV obtenus sont représentés sur la Figure C.7.9. Les profils obtenus avec  $R_{cut}=0.7\ \text{mm}$  et  $R_{cut}=10\ \mu\text{m}$ , et ceux obtenus avec  $R_{cut}=1\ \mu\text{m}$  et  $R_{cut}=100\ \text{nm}$ , sont confondus deux à deux.

Finalement la valeur de  $R_{cut}=0.7\ \text{mm}$  de la *PhysicsList EMZ* convient bien à notre application.

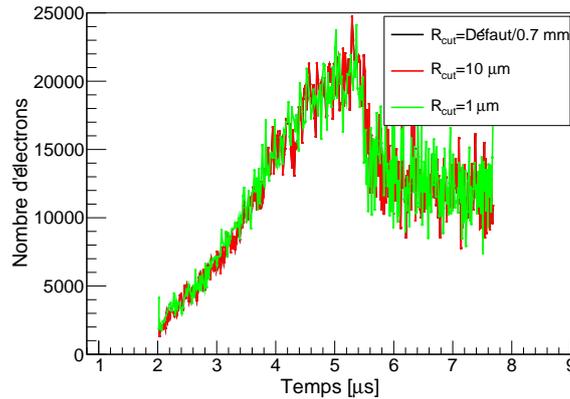


FIGURE C.7.9 – Influence de  $R_{cut}$  sur le profil de perte d'énergie d'un  $^{108}\text{Mo}$  de 120 MeV, avec  $S_{lim}=125\ \mu\text{m}$ .

En résumé, le paramètre de la simulation  $S_{lim}$  est imposé à  $60\ \mu\text{m}$ , tandis que le paramètre  $R_{cut}$  est celui présent par défaut dans la *PhysicsList EMZ*.

Une étude similaire pour les feuilles émissives et la fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation a ensuite été effectuée.

### Influence des paramètres de la simulation imposés dans le mylar

Les feuilles émissives des détecteurs de temps de vol et la fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation sont en mylar et ont respectivement des épaisseurs de  $0.5\ \mu\text{m}$  et de  $0.9\ \mu\text{m}$ . L'influence de  $S_{lim}$  et  $R_{cut}$  sera ici étudiée pour la paire de fragments  $^{144}\text{Ba}$  et  $^{108}\text{Mo}$  respectivement de 80 MeV et 120 MeV après leur passage dans les différents matériaux. C'est la distribution en énergie après la traversée des trois feuilles de mylar qui sera l'observable d'intérêt.

Les distributions en énergie cinétique de chacun des fragments (Figure C.7.11), pour différentes valeurs de  $S_{lim}$  sont ajustées par des gaussiennes. Les valeurs moyennes extraites sont les

mêmes et les écart-types sont identiques à 10 keV près. Les valeurs moyennes d'énergie cinétique du  $^{108}\text{Mo}$  et du  $^{144}\text{Ba}$  sont respectivement de 96.4 MeV et 53.5 MeV. Les pertes d'énergie moyennes associées sont donc respectivement de 23.6 MeV et 26.5 MeV, ce qui représente respectivement 20 % et 33 % de l'énergie initiale des fragments.

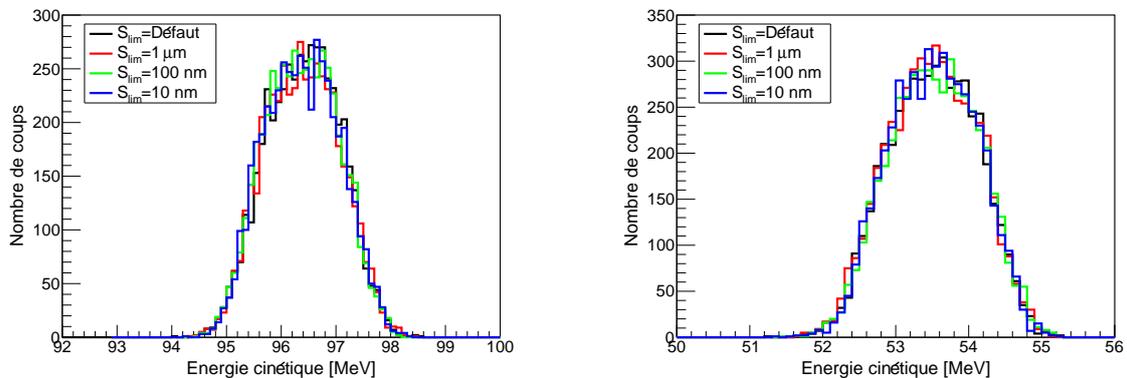


FIGURE C.7.10 – Distributions en énergie cinétique du  $^{108}\text{Mo}$  (gauche) et  $^{144}\text{Ba}$  (droite), d'énergie initiale 120 MeV et 80 MeV, déterminées dans la chambre à ionisation, pour différentes valeurs de  $S_{lim}$ .

La même étude est réalisée mais cette fois avec une source de fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$ . Les pics légers et lourds visibles sur la Figure C.7.11, sont ajustés par des fonctions gaussiennes, sur les plages en énergie [70 MeV ; 110 MeV] et [20 MeV ; 65 MeV]. Il n'y a pas d'écart significatif à l'intérieur de l'incertitude statistique entre les différents spectres.

Finalement l'évolution dynamique de  $S_{lim}$  le long du parcours des fragments, qui est l'option par défaut, est conservée car les différentes valeurs de  $S_{lim}$  (1  $\mu\text{m}$ , 100 nm et 10 nm) ne changent pas les résultats de la simulation et ne font qu'augmenter le temps de calcul.

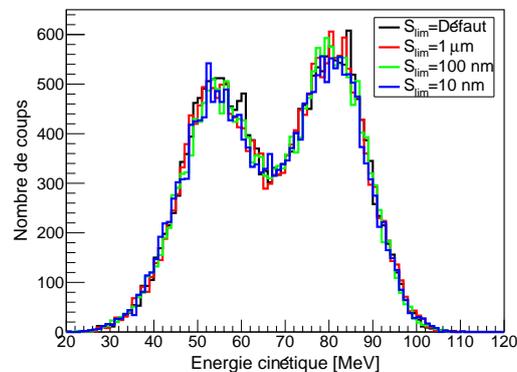


FIGURE C.7.11 – Distributions en énergie cinétique des fragments de fission d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  déterminées pour différentes valeurs de  $S_{lim}$ .

Aucune influence du paramètre  $R_{cut}$  n'a été relevée dans les résultats de la simulation. La diminution de sa valeur ne faisant que ralentir la simulation, la valeur par défaut ( $R_{cut}=0.7$  mm) de la *PhysicsList EMZ* est conservée.

Maintenant que les paramètres de la simulation Geant4 du dispositif sont validés, il faut construire le programme d'analyse qui va déterminer les observables de fission telles que les vitesses, les masses avant et après évaporation, la multiplicité neutron  $\bar{\nu}(A)$  et l'énergie cinétique des fragments.

## 7.5 Méthode de reconstruction des observables

Lors d'une simulation, seuls la position, le temps d'arrivée des fragments sur les détecteurs de temps de vol et l'énergie qu'ils déposent dans la chambre à ionisation seront utilisés pour la reconstruction des observables d'intérêt que sont la vitesse et l'énergie des fragments.

La vitesse est déterminée à partir de la position et du temps d'arrivée des fragments sur les détecteurs de temps de vol *Start* et *Stop*. Cette donnée sert à déterminer les masses initiales des fragments (méthode 2V).

La masse finale est déterminée avec la méthode EV qui nécessite la connaissance de la vitesse et de l'énergie des fragments. L'endroit du système de détection auquel cette méthode s'applique est le point d'entrée du fragment dans le détecteur *Stop*, où la vitesse du fragment est déterminée. Comme l'énergie cinétique du fragment est mesurée dans la chambre à ionisation, cette dernière doit être corrigée des pertes d'énergie subies par le fragment dans la fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation et dans la feuille émissive du détecteur *Stop*. La masse finale du fragment est alors déterminée. Cette procédure est réalisée de manière itérative afin d'avoir une convergence en masse.

Les masses initiales obtenues par la méthode 2V, nécessitent la détermination simultanée de la masse des deux fragments. La vitesse de chacun des fragments doit être celle au niveau de la cible. La première étape consiste à déterminer l'énergie du fragment après le détecteur *Start*. Celle-ci est alors corrigée des pertes d'énergie subies par les fragments dans la feuille émissive du détecteur *Start*, dans le support de la cible si besoin, et dans la cible. La nouvelle vitesse des fragments est alors déterminée à partir desquelles les masses initiales des fragments sont calculées. Ce processus est répété jusqu'à ce que les masses des fragments avant évaporation convergent.

Différentes étapes permettent de confirmer le bon fonctionnement du programme d'analyse des données. L'une d'elles consiste à reconstruire la multiplicité des neutrons émis (différence entre les masses initiales et finales) en fonction de la masse initiale des fragments. La comparaison données reconstruites/données simulées est représentée sur la Figure C.7.12. Elle montre que globalement les données reconstruites surestiment les données d'entrées de la simulation Geant4. Cette surestimation est vraisemblablement liée à une sous-estimation des corrections de perte d'énergie, et donc à une sous-estimation de l'épaisseur des matériaux traversés. La méthode de reconstruction doit donc encore être peaufinée.

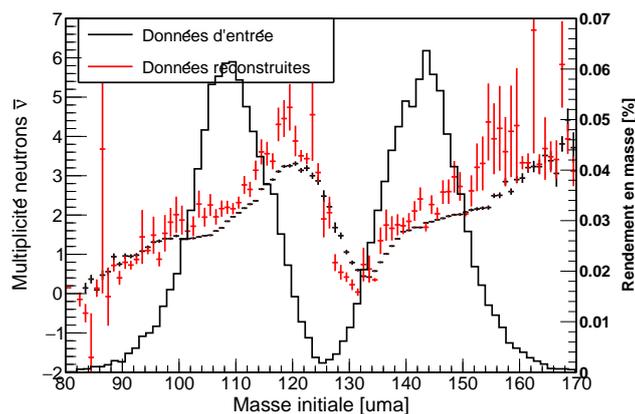


FIGURE C.7.12 – Multiplicité des neutrons en fonction de la masse des fragments en entrées de la simulation Geant4 (courbe noire) et reconstruites (courbe rouge).

### Résolution en masse

Les contributions respectives de la méconnaissance de l'épaisseur de la cible traversée par les fragments (uranium d'épaisseur  $0.08 \mu\text{m}$ ) et des résolutions temporelles  $\sigma_t=150 \text{ ps}$ , spatiales  $\sigma_X=1 \text{ mm}$  et en énergie  $\sigma_E=1 \%$  sur les masses des fragments, additionnées quadratiquement,

sont présentées sur le Tableau C.7.2 pour les fragments  $^{98}\text{Rb}$  et  $^{140}\text{Cs}$ . Ces différentes incertitudes sont sommées dans leur ordre d'énumération.

Cette figure montre que la méconnaissance de l'épaisseur de cible traversée engendre la plus grande source d'incertitude sur les masses initiales qui est de 0.5 uma. Les contributions des autres résolutions sont identiques et égales à  $\sim 0.05$  uma. Pour les masses finales légères et lourdes, la plus grande source d'incertitude est celle de l'énergie des fragments. La résolution temporelle a aussi une influence significative sur les fragments légers par rapport aux lourds. En effet à une résolution donnée, la vitesse des fragments légers étant plus importante que celle des lourds, le temps de vol est moindre ce qui conduit à une dégradation de la résolution en masse.

Contributions aux résolutions en masse	Masses initiales	$^{140}\text{Cs}$	$^{98}\text{Rb}$
Épaisseur connue, $\sigma(E) = 0 \%$ , $\sigma(X) = 0$ mm, $\sigma(t) = 0$ ps	0.15	0.66	0.34
Épaisseur calculée, $\sigma(E) = 0 \%$ , $\sigma(X) = 0$ mm, $\sigma(t) = 0$ ps	0.51	0.66	0.34
Épaisseur calculée, $\sigma(E) = 1 \%$ , $\sigma(X) = 0$ mm, $\sigma(t) = 0$ ps	0.51	1.23	0.88
Épaisseur calculée, $\sigma(E) = 1 \%$ , $\sigma(X) = 2$ mm, $\sigma(t) = 0$ ps	0.58	1.58	1.14
Épaisseur calculée, $\sigma(E) = 1 \%$ , $\sigma(X) = 2$ mm, $\sigma(t) = 150$ ps	0.68	1.86	1.58

Tableau C.7.2 – Contributions des différentes résolutions expérimentales aux résolutions en masse (uma) avant et après évaporation sur le  $^{98}\text{Rb}$  et le  $^{140}\text{Cs}$ .

## Conclusion

Le développement du spectromètre 2V-EV FALSTAFF est motivé par l'étude de la fission induite par neutron rapide. Les faibles sections efficaces de fission des actinides à ces énergies nécessitent que le dispositif couvre le plus grand angle solide pour réduire le temps d'une expérience. Les différents détecteurs du dispositif doivent donc être de grande taille. Les détecteurs gazeux sont donc préférentiellement choisis aux détecteurs solides. De plus la détermination des masses avant et après évaporation avec des incertitudes respectivement inférieures à 1 uma et 2 uma nécessite que les détecteurs de temps de vol et d'énergie possèdent des résolutions temporelles  $\sigma_t \sim 120$  ps et en énergie  $\frac{\Delta E}{E} \sim 1 \%$ .

La simulation Geant4 du dispositif et la reconstruction des événements ont permis de valider ces valeurs de résolutions. L'étude des paramètres de la simulation influençant les pertes d'énergie subies par les fragments dans les divers matériaux du dispositif a permis de sélectionner les plus adaptés à notre application.

Les détecteurs de temps de vol MWPC-SeD et d'énergie de type chambre à ionisation remplissent l'ensemble des critères et ont donc été choisis pour constituer le dispositif FALSTAFF.

La caractérisation des détecteurs du prototype du premier bras de FALSTAFF, visible sur la Figure C.7.4, fait l'objet des chapitres suivantes. Ce dispositif étant constitué de détecteurs gazeux, leur principe de fonctionnement fait l'objet du prochain chapitre. Ensuite les caractérisations et les méthodes de détermination de la vitesse et de l'énergie des fragments de fission avec les deux MWPC-SeD et la chambre à ionisation seront présentées.

---

## Chapitre 8

# Principe de fonctionnement d'un détecteur gazeux

Le dispositif FALSTAFF est exclusivement constitué de détecteurs gazeux basses pressions. Dans les détecteurs MWPC-SeD et la chambre à ionisation, l'isobutane est respectivement à une pression de 7 mbar et aux alentours de 30 mbar. Le principe de ces détecteurs repose essentiellement sur l'interaction coulombienne de la particule incidente avec les atomes composants le gaz. Cette interaction conduit à un transfert d'énergie des fragments vers les atomes constitutifs du gaz comme décrit dans la Section 7.4.3. Lorsque l'énergie déposée dans le matériau conduit à l'ionisation du milieu, il y a création de paires électron/ion. L'application d'un champ électrique permet alors de séparer les paires et de diriger les électrons vers l'anode du détecteur, ce qui induit un signal sur l'électrode. Ce signal est alors rapidement pré-amplifié avant son transit dans les câbles pour éviter qu'il ne se détériore par l'ajout de bruit électromagnétique (diminution du rapport signal sur bruit). Il est ensuite amplifié et mis en forme avant d'être numérisé. Ces différentes étapes sont maintenant détaillées.

### 8.1 Régimes de fonctionnement

L'application d'un champ électrique  $E$  permet d'acheminer les électrons et les ions créés aux électrodes de mesure, respectivement l'anode et la cathode. Selon les valeurs de  $E$ , cinq régimes de fonctionnement sont distingués :

- le régime de recombinaison : la faible valeur de  $E$  ne permet pas de séparer l'ensemble des paires électron/ion créées.
- le régime de chambre à ionisation : l'ensemble des ions et électrons primaires créés sont acheminés aux électrodes de mesure.
- le régime proportionnel : les électrons primaires sont suffisamment accélérés pour qu'ils ionisent à leur tour les atomes du gaz et ainsi de suite. Le nombre d'électrons croît exponentiellement, c'est le phénomène d'amplification. Le nombre d'électrons collectés reste proportionnel au nombre d'électrons primaires générés.
- le régime proportionnel limité : le nombre important d'avalanches génère une zone de charge d'espace qui modifie localement le champ  $E$ . Le nombre d'électrons collectés n'est plus proportionnel au nombre d'électrons primaires.
- le régime de Geiger-Müller : des avalanches en chaîne sont générées ce qui sature le signal. Ce phénomène apparaît notamment lorsqu'un atome se désexcite en émettant un photon UV qui induit une avalanche en un autre endroit du détecteur.

L'utilisation d'une chambre à ionisation dans le dispositif FALSTAFF a pour but de mesurer l'énergie cinétique des fragments de fission. Par conséquent, le signal délivré par le détecteur doit être proportionnel à l'énergie déposée par la particule. Les deux régimes de fonctionnement alors possibles sont le régime de chambre à ionisation et le régime proportionnel. Les fragments de fission avec des énergies cinétiques de l'ordre de la dizaine de MeV, créent environ un million

d'électrons primaires, ce qui est suffisant pour induire un signal électrique exploitable sur l'électrode de mesure. Aucune amplification du nombre d'électrons primaires n'est donc nécessaire. Le fonctionnement du détecteur en régime proportionnel introduirait une incertitude sur l'énergie, car événement par événement, le gain du détecteur est soumis à une certaine fluctuation.

Le régime de chambre à ionisation est donc choisi.

Le régime proportionnel est plutôt choisi dans le cas où la particule incidente ne génère pas assez de paires électron/ion primaires pour induire un signal exploitable comme c'est le cas avec les électrons secondaires issus de la feuille émissive des MWPC-SeD qui entrent dans la MWPC (cf. Section 9).

Les modes de fonctionnement de la chambre à ionisation et des détecteurs MWPC-SeD étant définis, les critères permettant de choisir le gaz sont maintenant exposés.

## 8.2 Processus d'ionisation dans un gaz

L'énergie déposée par une particule incidente dans un matériau peut soit exciter des états collectifs ou intrinsèques, soit ioniser des molécules/atomes du milieu. En notant  $W$  l'énergie moyenne nécessaire pour ioniser un gaz, le nombre d'électrons générés par un dépôt d'énergie  $\Delta E$  est :

$$N_e = \frac{\Delta E}{W} \quad (\text{C.8.1})$$

Dans une chambre à ionisation, l'amplitude du signal est proportionnelle au nombre d'électrons primaires générés. Leur production doit être maximisée pour avoir un rapport signal sur bruit élevé. Le gaz utilisé doit donc avoir une énergie moyenne d'ionisation  $W$  la plus faible possible. Le Tableau C.8.1 montre que les gaz possédant  $W$  le plus faible sont dans l'ordre : le xénon, l'isobutane et l'argon.

La spécificité des détecteurs gazeux du dispositif FALSTAFF est qu'ils fonctionnent à basse pression. Le libre parcours moyen des électrons est donc grand, car inversement proportionnel à la pression dans le détecteur ( $\lambda \propto \frac{1}{P\sigma_{tot}}$ ). Les électrons acquièrent alors une énergie cinétique supérieure à 10 eV entre deux collisions. A ces énergies, si le xénon est utilisé comme gaz, d'après les sections efficaces présentées sur la Figure C.8.1, l'interaction des électrons incidents avec les électrons du cortège électronique des atomes du xénon conduisent principalement à l'excitation de ces derniers. Les électrons du xénon alors dans un état excité vont rejoindre leur état fondamental en émettant des photons UV qui ionisent des atomes à un autre endroit du détecteur. Cela peut fausser la reconstruction d'une trajectoire et l'énergie d'une particule dans un détecteur. Par conséquent l'utilisation d'un gaz quencher (permettant d'absorber les photons UV) tel que l'isobutane est nécessaire. En effet comme le montre la Figure C.8.1, à une énergie incidente de 10 eV (énergie d'un photon UV), l'isobutane possède cinq modes de vibration qui permettent d'absorber cette énergie qui ne sert donc pas à la création d'une paire électron/ion.

Sur la base de ces considérations, un gaz d'isobutane pur est utilisé car la différence de potentiel moyen d'ionisation avec le xénon est seulement de 1 eV.

Gaz	Z	A	$E_{exc}$ [eV]	$E_i$ [eV]	$W$ [eV]
Ne	10	20.2	16.6	21.6	36.3
Ar	18	39.9	11.6	15.7	26.0
Xe	54	131.3	8.4	12.1	22.0
CF <sub>4</sub>	42	88.0	12.5	15.9	54.0
CO <sub>2</sub>	22	44.0	5.2	13.7	33.0
CH <sub>4</sub>	10	16.0	9.8	15.2	28.0
iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	34	58.0	6.5	10.6	23.0

Tableau C.8.1 – Caractéristiques de différents gaz couramment utilisés [166]. Les symboles  $E_{exc}$ ,  $E_i$  et  $W$  signifient respectivement l'énergie d'excitation, l'énergie potentielle d'ionisation et l'énergie moyenne d'ionisation.

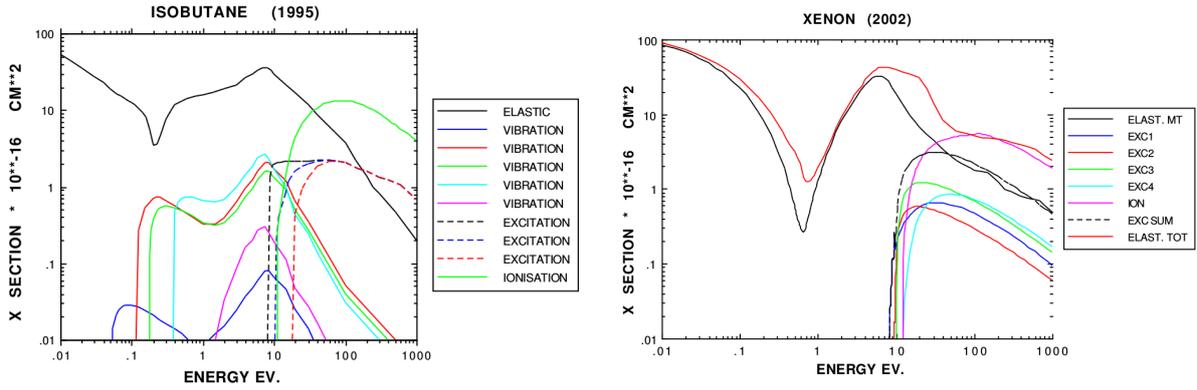


FIGURE C.8.1 – Sections efficaces de l'isobutane et du Xénon, respectivement à gauche et à droite, en fonction de l'énergie de l'électron incident, extraites de Magboltz [167].

### 8.3 Cinématique des électrons dans un gaz

Sous l'action d'un champ électrique  $E$ , les électrons et les ions dérivent respectivement vers l'anode et la cathode en suivant les lignes de champ. Leur vitesse de déplacement est donnée par :

$$v_d = \frac{q}{m} E \tau = \mu E \quad (\text{C.8.2})$$

où  $q$  représente la charge de la particule,  $m$  sa masse,  $\mu$  sa mobilité électrique et  $\tau$  le temps caractéristique entre deux collisions avec des atomes du gaz. Ce temps  $\tau$  dépend du nombre molécules par unité de volume  $N$ , donc de la pression, de la section efficace totale  $\sigma_{tot}$  d'interaction de l'électron avec le gaz et de la vitesse instantanée  $v'$  de l'électron selon :

$$\tau = \frac{1}{N \sigma_{tot} v'} \quad (\text{C.8.3})$$

Bien que soumis à un champ électrique  $E$ , les électrons diffusent naturellement dans l'espace selon la loi de la cinétique des gaz de Boltzmann qui stipule qu'après un temps  $t$  la distribution des charges dans l'espace a une forme gaussienne définie (en 3 dimensions) par :

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{6Dt}\right)$$

avec  $D \propto v\lambda$  le coefficient de diffusion du gaz et  $\lambda \propto \frac{k_B T}{\sigma_{tot} P}$  le libre parcours moyen de la particule dans ce gaz. L'évolution des coefficients de diffusion, notés  $\sigma = \sqrt{Dt}$ , transverses ( $\sigma_T$ ) et longitudinaux ( $\sigma_L$ ) de l'isobutane en fonction du champ électrique sont présentés sur la Figure C.8.2.

Celle-ci montre que la valeur du coefficient de diffusion transverse augmente lorsque la pression du détecteur diminue, ce qui conduit à un élargissement de la distribution spatiale des électrons. La résolution spatiale des détecteurs se dégrade donc à mesure que la pression diminue. La valeur du coefficient de diffusion longitudinale augmente elle aussi à mesure que la pression diminue, ce qui conduit à une vitesse de dérive des électrons plus grande. En effet, plus  $\sigma_L$  est grand plus les électrons sont diffusés vers l'avant lors d'une interaction. La forme de  $\sigma_L$  dépend principalement de la compétition entre la probabilité de réaliser une diffusion élastique et la probabilité de réaliser une diffusion inélastique par l'intermédiaire des modes collectifs vibrationnels des molécules.

Il est important de noter le lien de proportionnalité inverse entre la forme du coefficient de diffusion longitudinale  $\sigma_L(E)$  (Figure C.8.2) et la vitesse de dérive  $v_d(E)$  visible sur la Figure C.8.3). Cette dernière montre que lorsque la valeur du champ réduit  $E/P$  augmente de 0 à 5 V/cm/Torr, la vitesse des électrons dans l'isobutane augmente de 0 à 5.5 cm. $\mu\text{s}^{-1}$ . Pour des champs réduits compris entre 5 et 20 V/cm/Torr, elle possède un plateau et pour des champs réduits encore plus élevés, elle ne cesse d'augmenter. Lorsque la détermination du lieu de création des électrons primaires est nécessaire, par exemple pour localiser la trajectoire d'une particule dans un détecteur (comme c'est le cas avec une chambre à ionisation axiale), la connaissance de la vitesse de dérive des électrons dans le gaz est nécessaire. La présence d'un plateau de vitesse sur une plage de champ réduit permet d'assurer sa constance, quelles que soient les fluctuations des différentes conditions expérimentales (pression, température, modification locale du champ). Cette figure montre aussi que les prédictions du code Magboltz [167] sont en accord avec les données expérimentales de Breskin [168], ce qui permet de faire confiance aux prédictions du code pour les autres observables tels que les coefficients de diffusion.

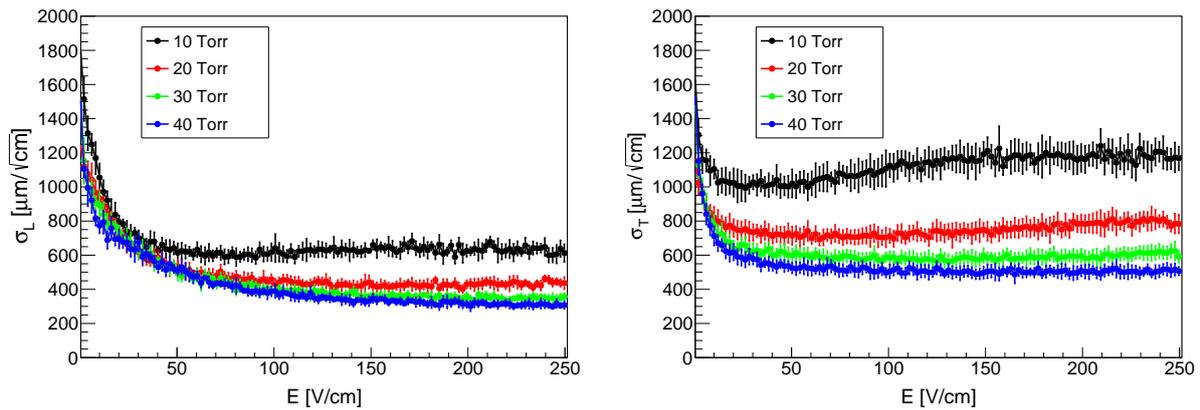


FIGURE C.8.2 – Coefficients de diffusion longitudinale (gauche) et transverse (droite) des électrons dans l'isobutane à basse pression en fonction du champ électrique (Magboltz [167]).

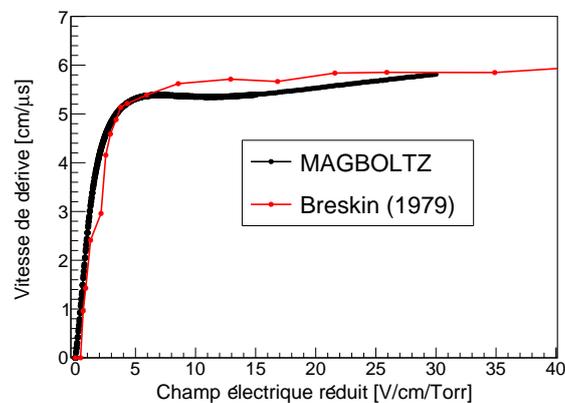


FIGURE C.8.3 – Comparaison des vitesses de dérive des électrons en fonction du champ électrique réduit dans l'isobutane obtenues avec MAGBOLTZ [167] et mesurées par Breskin [168].

### Amplification du nombre d'électrons

Lorsqu'un électron primaire acquiert suffisamment d'énergie cinétique entre deux collisions, il peut à son tour ioniser le gaz et créer des électrons secondaires, conduisant à des ionisations en chaîne. Le nombre d'électrons secondaires créés sur une distance  $dx$  est alors :

$$dn = n\alpha_T dx \quad (\text{C.8.4})$$

avec  $\alpha_T = \frac{1}{\lambda}$  le premier coefficient de Townsend qui est l'inverse du libre parcours moyen  $\lambda$  de l'électron menant à une ionisation dans le gaz. Le paramètre  $\alpha_T$  dépend de la nature du gaz, de sa pression  $P$  et du champ électrique  $E$  du détecteur. La paramétrisation de  $\alpha_T$  généralement utilisée est :

$$\frac{\alpha_T}{P} = A \exp\left(\frac{-B}{E/P}\right) \quad (\text{C.8.5})$$

avec  $A$  et  $B$  des coefficients dépendants du gaz [169].

Le facteur d'amplification, ou gain, est alors donné par :

$$G = \frac{n(x)}{n_0} = \exp\left(\int_0^x \alpha_T dx\right) \quad (\text{C.8.6})$$

L'amplification du nombre d'électrons primaires est nécessaire lorsque celui-ci est insuffisant pour générer un signal électrique exploitable. Cependant lorsque l'on souhaite mesurer l'énergie d'une particule avec une grande précision, les fluctuations dues à l'aspect stochastique du processus d'amplification dégradent la résolution en énergie par rapport à l'utilisation du régime chambre à ionisation. Les régimes faisant intervenir un phénomène d'amplification sont donc préconisés pour des mesures de temps ou de position comme dans le cas des MWPC-SeD.

## 8.4 Induction du signal

Le mouvement des charges présentes entre les électrodes d'un détecteur induit un courant  $i_{ind}$  dont la valeur est donnée par le théorème de Shockley-Ramo [170, 171] :

$$i_{ind} = \frac{\partial Q_{ind}}{\partial t} = q \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial V_w}{\partial x} = q v_d E_w \quad (\text{C.8.7})$$

avec  $Q_{ind}$  la charge induite,  $v_d$  la vitesse instantanée de la charge,  $V_w$  et  $E_w$  respectivement le potentiel et le champ électriques réduits. Le champ  $E_w$  "virtuel" est obtenu en imposant un potentiel de 1 V sur l'électrode de mesure et un potentiel de 0 V sur les autres électrodes. Il dépend seulement de la géométrie du détecteur et est indépendant de  $E$ . Une illustration de ce théorème est représentée sur la partie gauche de la Figure C.8.4, représentant une grille de fils. Le champ électrique réel déplace la charge  $q$  vers le bas à une vitesse  $v$ . Le fil sur lequel le signal induit souhaite être connu est noté  $s$ . Il est donc porté à un potentiel de 1 V et tous les autres sont mis à un potentiel de 0 V. Les lignes de champ réduit  $E_w$  obtenues sont représentées sur cette figure. Lorsque la charge  $q$  se déplace sur la ligne verticale 1 du schéma, *i.e.* en dessous de l'électrode de mesure, le signal induit par le déplacement de cette charge sera négatif. A mesure qu'elle s'éloigne de l'électrode, l'amplitude du signal diminue car la valeur du champ réduit diminue. Lorsque la charge est placée sur la ligne verticale 2, l'angle entre le vecteur vitesse et le champ réduit  $\vec{v} \cdot \vec{E}_w$  change lors du déplacement de la charge. Lorsque  $\vec{v} \cdot \vec{E}_w = 0$ , le courant induit sur l'électrode  $s$  est nul. Si  $\frac{\vec{v} \cdot \vec{E}_w}{|\vec{v}| \cdot |\vec{E}_w|} > 90$ , le courant induit est positif (car la charge est négative) et négatif dans le cas contraire comme le montre la Figure C.8.4 (gauche).

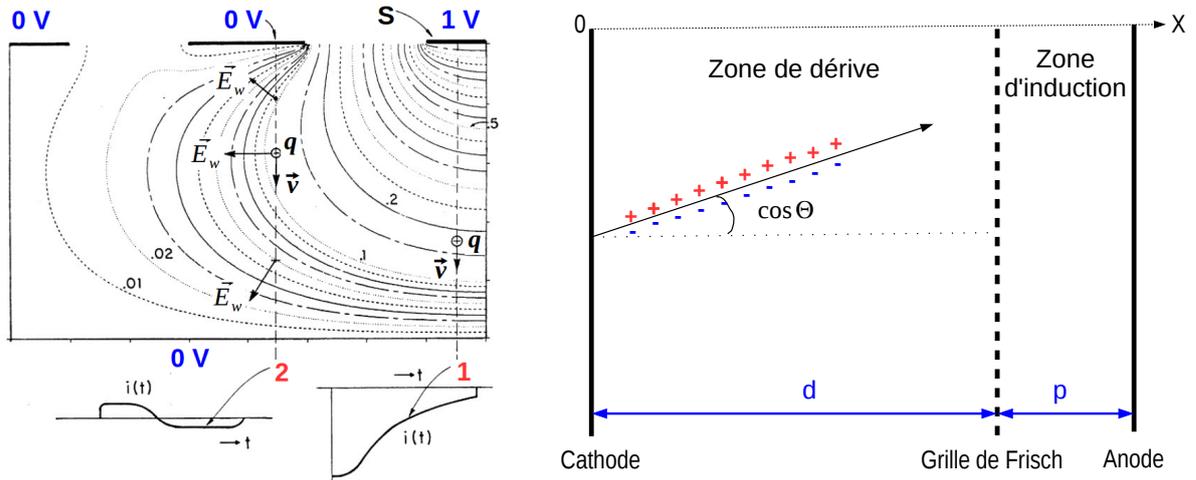


FIGURE C.8.4 – A gauche : Illustration du théorème de Ramo-Shockley [172]. A droite : Schéma simplifié d'une chambre à ionisation axiale.

Par exemple, dans le cas d'une chambre axiale (partie droite de la Figure C.8.4) constituée de deux plaques parallèles espacées d'une distance  $d$ , aux bornes desquelles est appliquée une différence de potentiel  $U_0$ , il vient  $E = \frac{U_0}{d}$  et  $E_w = \frac{1}{d}$ . D'après l'Équation C.8.7, une paire électron/ion créée à une distance  $x$  de l'anode induit alors un courant et une charge donnés par :

$$\begin{cases} i_e = q_e v_e E_w = q_e v_e \frac{1}{d} = q_e \mu_e \frac{U_0}{d^2} & \Rightarrow Q_e = i_e t_e = i_e \frac{x}{v_e} = q_e \frac{x}{d} \\ i_i = q_i v_i E_w = q_i v_i \frac{1}{d} = q_i \mu_i \frac{U_0}{d^2} & \Rightarrow Q_i = i_i t_i = i_i \frac{x}{v_i} = q_e \left(1 - \frac{x}{d}\right) \\ i_{tot} = i_e + i_i & \Rightarrow Q_{tot} = Q_e + Q_i \end{cases} \quad (\text{C.8.8})$$

Les ions ayant une mobilité 100 à 1000 fois plus petite que les électrons, le signal induit sur l'anode aura donc une composante rapide électronique et une composante lente ionique.

Pour obtenir l'énergie déposée par une particule dans un détecteur,  $i_{tot}$  doit être indépendant de la position initiale des électrons et du courant induit par les ions  $i_i$  afin que la charge induite sur l'anode soit proportionnelle au nombre d'électrons ( $Q_{tot} \propto N_e$ ). Pour cela une électrode mise à un potentiel fixe, appelée grille de Frisch, est placée entre la cathode et l'anode, comme le montre la Figure C.8.4. L'espace délimité par la cathode et la grille de Frisch est appelé la zone de dérive et l'espace entre la grille de Frisch et l'anode est appelé zone d'induction. Le détail du fonctionnement d'une grille de Frisch sera discuté dans la Section 10.3 du Chapitre 10 dédiée à la caractérisation de la chambre à ionisation axiale de FALSTAFF.

## 8.5 Traitement du signal

Le signal induit sur les électrodes de mesure doit être acheminé et subir des transformations pour qu'il puisse être analysé. La mise en place d'une chaîne électronique est nécessaire. Le premier étage est constitué d'un préamplificateur placé au plus près de l'anode pour ne pas détériorer le signal de l'anode. La détermination de l'énergie déposée ( $\Delta E$ ) dans le détecteur passe d'abord par l'intégration du signal induit sur l'électrode de mesure  $i_{det}$  afin d'obtenir une tension proportionnelle à la charge  $Q$  déposée selon :

$$\Delta E \propto Q_{tot} = \int i_{det}(t) dt \quad (\text{C.8.9})$$

Pour cela, le signal induit est modifié dans un préamplificateur de charge composé principalement d'un amplificateur opérationnel (AO) avec une boucle de rétroaction constituée d'un condensateur  $C_f$ . La valeur de  $C_f$  définit la valeur du gain du préamplificateur tel que  $U = Q_{tot}/C_f$ . Une fois l'intégration du signal réalisée et donc  $C_f$  chargé, celui-ci est déchargé dans une résistance  $R_f$  placée en parallèle. Cette résistance doit avoir une grande impédance de sorte qu'aucun cou-

rant ne la traverse lors de la charge de  $C_f$ . Les valeurs typiques de ces composants sont  $C_f=2$  pF et  $R_f=300-500$  M $\Omega$ .

Le signal en sortie du préamplificateur est alors généralement envoyé dans un amplificateur. Cet étage électronique permet, par une succession de circuit CR et RC, de réduire la bande passante du signal, donc de réduire le bruit électronique, de mettre en forme et d'amplifier le signal. Le circuit CR différencie le signal et filtre les signaux basses fréquences, tandis que le circuit RC intègre le signal et filtre les signaux hautes fréquences. Les temps de mise en forme (*Shaping time*) des circuits CR et RC doivent être égaux pour que leur utilisation couplée ne modifie pas la forme du signal. Ce temps doit être choisi de façon à collecter toutes les charges et à limiter le phénomène de *pile-up*, *i.e.* un recouvrement de deux signaux successifs. Si le temps caractéristique de mise en forme du signal de l'amplificateur est plus court que le temps de montée du signal en entrée, alors le signal en sortie va commencer à décroître avant que le signal en entrée ait atteint son maximum. Le signal de sortie aura donc une amplitude plus faible, conduisant à un déficit de la quantité définie par l'amplitude du signal de sortie : c'est le déficit balistique.

## Conclusion

Ce chapitre a exposé les raisons qui ont mené au choix de l'isobutane comme gaz de détection dans les détecteurs du dispositif FALSTAFF. Il a permis de montrer que le détecteur d'énergie de FALSTAFF peut fonctionner en régime de chambre à ionisation compte tenu de la valeur de l'énergie déposée par les fragments dans le gaz. Ce régime a l'avantage de déterminer l'énergie des particules avec une très bonne résolution.

Le régime proportionnel est utilisé lorsque l'énergie déposée par la particule incidente est trop faible pour générer un signal électrique et/ou pour réaliser des mesures de temps et de position précises. C'est donc ce régime qui est utilisé dans les détecteurs MWPC-SeD.

Nous avons aussi vu qu'il existe un plateau de vitesse de dérive des électrons sur une plage de champ réduit donnée. Il est important, dans le cas de la chambre à ionisation axiale, de se placer dans les conditions expérimentales pour être sur ce plateau afin que la détermination du profil de perte d'énergie soit indépendante des fluctuations de conditions expérimentales.

## Chapitre 9

# Détecteurs MWPC-SeD : vitesse des fragments

Le vecteur vitesse des fragments est déterminé à partir des informations fournies par les deux détecteurs de temps de vol MWPC-SeD (*Multi Wire Proportional Counter - Secondary Electron Detector*) du dispositif FALSTAFF. Le principe de fonctionnement et les caractéristiques de ces détecteurs sont d'abord décrits. Les méthodes de détermination de la position et du temps d'arrivée des fragments sur ces détecteurs seront alors présentées. Le vecteur vitesse sera ensuite déterminé.

### 9.1 Description des détecteurs

Un détecteur MWPC-SeD, représenté sur la Figure C.9.1, est constitué d'une feuille émissive d'électrons secondaires et d'un détecteur d'électrons. Lorsqu'un fragment traverse la feuille émissive, il perd une certaine quantité d'énergie qui conduit à la génération d'environ 150 électrons secondaires [173]. Ces électrons sont accélérés à l'aide d'une grille accélératrice puis détectés par un MWPC. Les électrons secondaires génèrent alors les signaux temps et positions. Le signal temporel est donné par l'anode et les signaux positions par les cathodes des détecteurs. L'agencement de la feuille émissive, de la grille accélératrice et du MWPC est visible sur la Figure C.9.1.

Les caractéristiques des différents éléments constitutifs des MWPC-SeD : feuille émissive, grille accélératrice et détecteur MWPC sont maintenant décrits.

Les feuilles émissives sont typiquement constituées d'une feuille de mylar d'une épaisseur de  $0.5 \mu\text{m}$  et recouverte d'un dépôt de  $30 \text{ nm}$  d'aluminium nécessaire à la polarisation de la feuille à une tension de  $-10 \text{ kV}$ . Une grille accélératrice, constituée de fils en tungstène recouverts d'or d'un diamètre de  $10 \mu\text{m}$  et espacés de  $1 \text{ mm}$ , est placée à  $1 \text{ cm}$  de la feuille et polarisée à une tension de  $0 \text{ V}$ . Le champ électrique créé entre la feuille et la grille permet d'extraire, d'accélérer et de guider les électrons secondaires vers une MWPC. Le champ électrique de  $10 \text{ kV/cm}$  accélère les électrons de façon à ce qu'ils traversent la fenêtre d'entrée de  $0.9 \mu\text{m}$  de mylar aluminisé du MWPC, dans laquelle ils perdent une énergie d'environ  $3 \text{ keV}$  [148]. La valeur de ce champ limite l'élargissement de la distribution angulaire des électrons lorsqu'ils traversent la fenêtre d'entrée de la MWPC [120].

Un détecteur MWPC est un détecteur gazeux qui sert à déterminer le temps et la position d'arrivée d'une particule sur le détecteur. Il est constitué de deux plans cathodiques au milieu desquels est placé un plan de fils anodique (Figure C.9.2). Les cathodes sont mises à un potentiel de  $0 \text{ V}$  et les fils anodiques à un potentiel positif  $V_0$ . Le champ électrique généré entre l'anode et la cathode est alors  $E(r) \sim \frac{V_0}{r \ln(b/a)}$ , avec  $a$  le rayon du fil anodique et  $b$  la distance entre le centre du fil et la cathode. Ce champ permet d'amplifier le nombre d'électrons primaires majoritairement proches de l'anode.

Les MWPC *Start* et *Stop*, visibles sur la Figure C.9.2, ont une distance cathode/anode

de 1.6 mm. L'anode est polarisée à 540 V. Le gaz utilisé est de l'isobutane à une pression de 5.5 Torr. Chaque électron secondaire génère environ 6 électrons primaires dans le volume de gaz du détecteur. La faible pression du gaz et le fort champ électrique assurent alors l'amplification de ces électrons primaires loin de l'anode [146]. Le déplacement des électrons vers l'anode induit un signal sur l'anode et les cathodes du MWPC.

Les détecteurs de temps de vol *Start* et *Stop* sont constitués de MWPC différentes. La surface active de la MWPC du détecteur *Start* est de  $70 \times 70 \text{ mm}^2$  alors que celle du détecteur *Stop* est de  $200 \times 140 \text{ mm}^2$ . Les dimensions du détecteur *Start* sont plus petites que celles du détecteur *Stop* car l'efficacité géométrique du dispositif est surtout contrainte pas les surfaces du détecteur *Stop* et de la chambre à ionisation. Pour cette raison le détecteur *Start* est appelé MiniSed et le *Stop*, Sed. Les dimensions du Sed étant plus grandes que celles du MiniSed, une grille de maintien est placée au niveau de sa fenêtre d'entrée pour assurer l'homogénéité du champ électrique entre la cathode et l'anode. Le coefficient de transmission de cette grille est de 83 %. Le Sed possède aussi un plus grand nombre de pistes cathodiques et de fils anodique. Le plan de fils anodiques du Sed est divisé en deux pour réduire la capacité du détecteur et donc réduire le bruit. L'autre grande différence entre le MiniSed et le Sed est la géométrie des cathodes.

Le signal position Y du MiniSed est obtenu par un plan de 28 fils de diamètre  $100 \mu\text{m}$  et espacés de 2.54 mm et le signal position X par un plan de 24 pistes. Les signaux positions X et Y du Sed sont eux obtenus par un plan de pistes 2D dont une représentation est visible sur la Figure C.9.2. Ce plan est composé de 67 pistes en X et 47 pistes en Y avec un pas de 3 mm. Le Tableau C.9.1 récapitule ces principales différences.

L'autre différence notable entre les deux détecteurs de temps de vol est la distance grille accélératrice/MWPC qui est de 100 mm pour le MiniSed et de 190 mm pour le Sed. Cette différence induit une différence de temps de vol des électrons secondaires dont la valeur doit être prise en compte lors de la détermination du temps de vol des fragments.

Maintenant que les processus physiques à l'origine des signaux positions et temporels ont été décrits, les chaînes électroniques d'acquisition associées et les méthodes de détermination des positions et des temps d'arrivée des fragments font respectivement l'objet des sections 9.2 et 9.3.

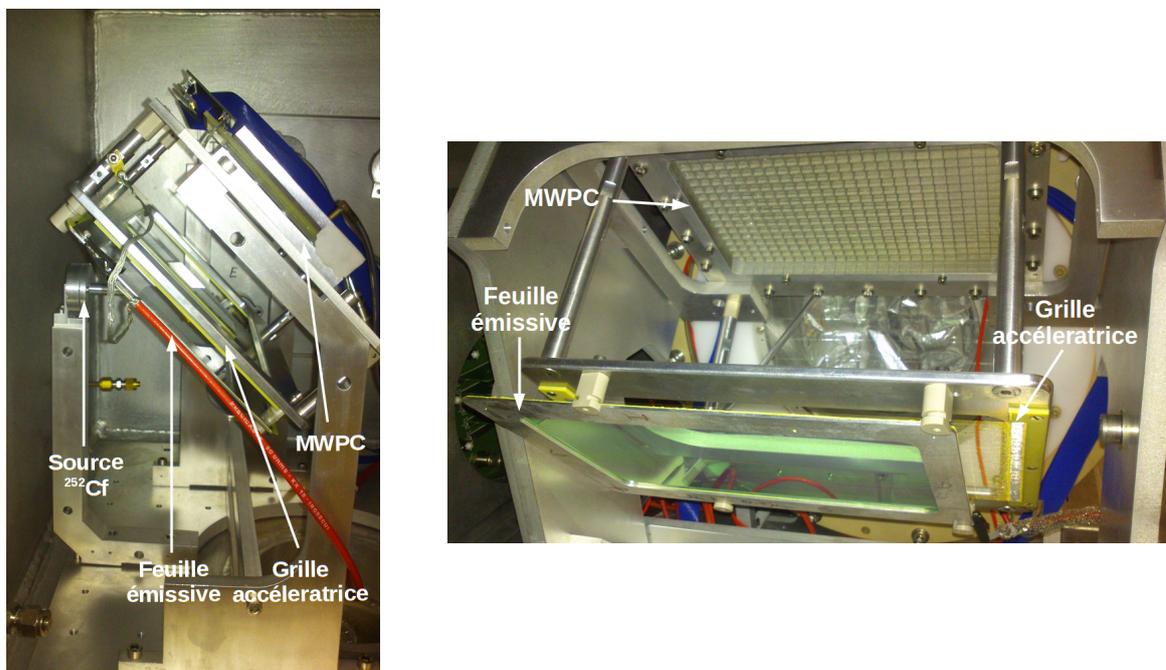


FIGURE C.9.1 – Photographies des détecteurs MiniSed vue de profil (gauche) et Sed vue de face (droite) du dispositif FALSTAFF.

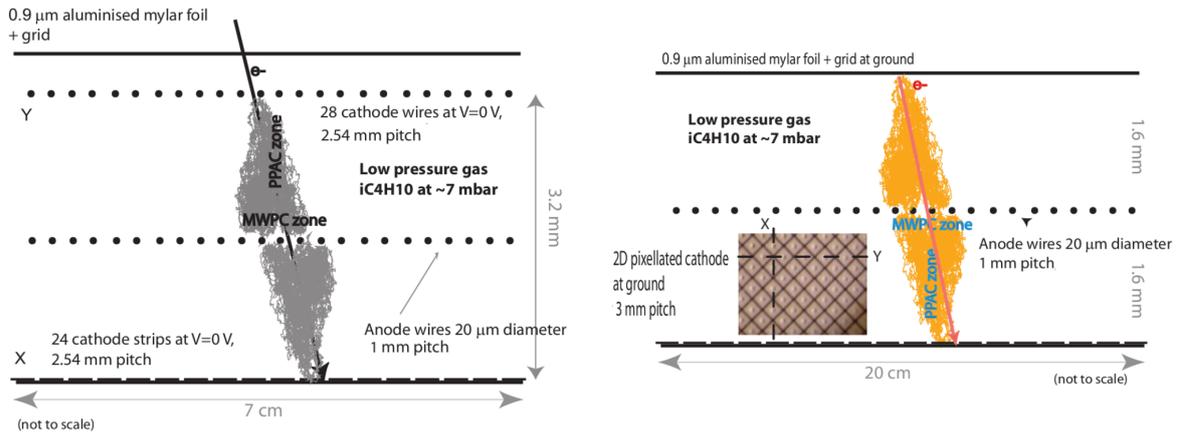


FIGURE C.9.2 – Schémas des MWPC du MiniSed (gauche) et du Sed (droite) [147].

DéTECTEURS	Caractéristiques générales		Pistes		
	Surface [mm <sup>2</sup> ]	Distance G.A./MWPC [mm]	en X	en Y	Pas [mm]
<i>Start</i> (MiniSed)	70×70	100	24 pistes	28 fils	2.54
<i>Stop</i> (Sed)	200×140	190	67 pistes	47 pistes	3.00

 Tableau C.9.1 – Caractéristiques des MWPC-SeD *Start* (MiniSed) et *Stop* (Sed). L'abréviation G.A. signifie grille accélératrice.

## 9.2 Détermination des positions

Cette section s'intéresse à la reconstruction des positions des fragments sur les détecteurs MWPC-SeD à partir des signaux des pistes cathodiques des MWPC. Le système d'acquisition de mise en forme et de numérisation des signaux est d'abord décrit avant d'exposer la méthode de reconstruction de la position des fragments.

### 9.2.1 Chaîne électronique d'acquisition

Le système d'acquisition (DAQ) GET (*General Electronics for TPCs*) est utilisé pour mettre en forme et numériser les signaux provenant des pistes des MWPC. Avec cette DAQ chacune des voies des détecteurs est reliée à des voies des puces électroniques (chips) AGET [174]. Un chip AGET comporte 68 voies dont 4 voies *Fixed Pattern Noise*. Par conséquent 64 voies de détecteur peuvent être reliées à un chip AGET. A chaque voie est associée une mémoire circulaire de 512 cellules qui permet de stocker le signal échantillonné à une fréquence de 50 MHz. Pour chacune des voies, le gain des pré-amplificateurs est réglé à 1 V/pC et le temps de mise en forme à 1 μs. L'amplitude du signal est donc proportionnelle à la charge déposée sur la piste du détecteur.

Les chips AGET sont regroupés par quatre sur une carte AsAd. Par conséquent chacun des plans cathodiques X et Y du MiniSed et du Sed est relié à un chip AGET, comme le montre la Figure C.9.3.

La carte AsAd est reliée à un module CoBo (*Concentration Board*) qui est placé dans un châssis μ-TCA. Le module CoBo gère la logique de la DAQ GET, la communication et le transfert des données vers l'ordinateur. Lorsqu'un signal de déclenchement (trigger) (la Section 9.4.1 détaille sa construction) est reçu par le module CoBo, les mémoires circulaires de chacune des voies des chips AGET se gèlent, sont lues et les signaux extraits sont numérisés par un ADC de 12 bits présent sur la carte AsAd. Les données sont alors envoyées au module CoBo qui les formate sous forme de trames pour être transférées vers l'ordinateur par l'intermédiaire d'une fibre optique.

Le temps mort de l'acquisition, lorsque toutes les voies sont lues, après l'émission d'un signal

trigger est de  $\sim 1.5$  ms. Ce temps mort n'est pas gênant compte tenu de la faible activité de la source de  $^{252}\text{Cf}$  utilisée et du taux de réaction attendu à NFS (cf. Section 7.2).

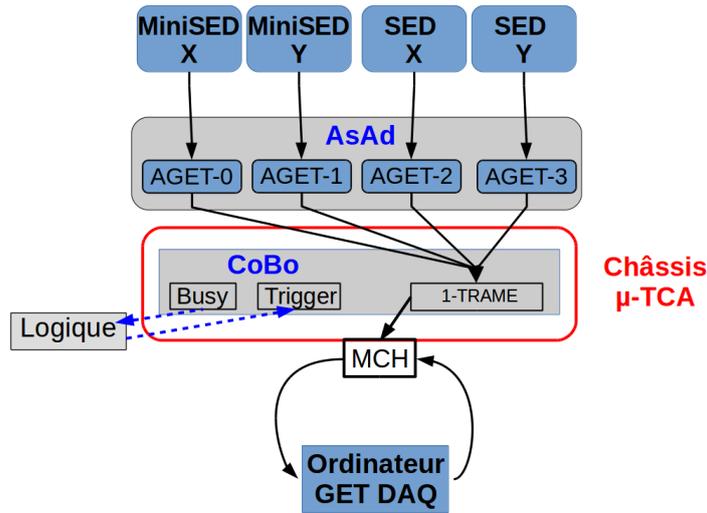


FIGURE C.9.3 – Schéma de l'électronique GET.

### 9.2.2 Reconstruction du barycentre

Les données présentées ici sont obtenues avec une source de fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$  dont le centre est aligné avec ceux du MiniSed et du Sed.

Un exemple représentatif de signaux obtenus, pour un chip AGET est visible sur la Figure C.9.4, à la suite du déclenchement du système d'acquisition par un fragment. A chaque signal est associée une voie du chip AGET et donc une piste du détecteur. Cet exemple montre que pour chaque événement, plusieurs pistes en X et en Y sont touchées. Ceci est le résultat de la dispersion des électrons secondaires lors de leur vol de la feuille émissive vers la MWPC, de la dispersion angulaire des électrons dans la fenêtre d'entrée de la MWPC et de la diffusion transverse des électrons dans la MWPC.

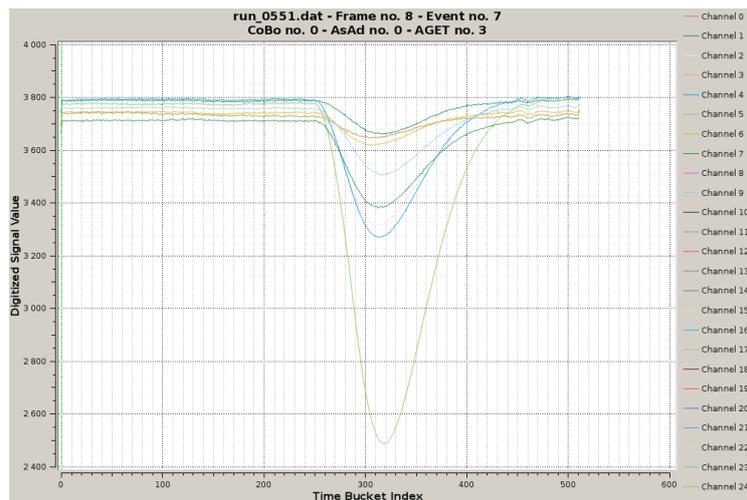


FIGURE C.9.4 – Signaux obtenus correspondants aux pistes X du détecteur Sed pour un événement.

L'analyse des signaux de la Figure C.9.4 consiste d'abord à rejeter les signaux dont le maximum n'est pas situé entre les cellules (*Time Bucket Index* sur la Figure C.9.4)  $n^{\circ}=280$  et  $n^{\circ}=400$  (les signaux ont été centrés sur cette plage lors de la configuration de l'acquisition).

La ligne de base des signaux est alors déterminée en réalisant la moyenne du signal présent sur les 200 premières cellules et est alors soustraite du signal. Les signaux obtenus sont alors lissés avec un algorithme de moyenne mobile (*Moving average*). Cette méthode consiste à définir la valeur d'un point  $x_i$  comme la moyenne des  $n$  points, ici  $n = 3$ , situés à sa droite et à sa gauche tel que :

$$f_n(x_i) = \frac{1}{2n+1} \sum_{j=i-n}^{i+n} x_j \quad (\text{C.9.1})$$

L'utilisation de cette méthode revient à appliquer un filtre passe-bas sur les signaux. Le signal alors obtenu permet de déterminer sans ambiguïté l'endroit où la dérivée du signal s'annule. Cette dérivée est calculée avec la méthode de la différence centrée donnée par :

$$Df_h(x_i) = \frac{f_n(x_i+h) - f_n(x_i-h)}{2h} \quad (\text{C.9.2})$$

le paramètre  $h$  est ici fixé à 5 car cette valeur permet de déterminer précisément la position du maximum de l'amplitude du signal.

L'ordonnée correspondant au point où la dérivée s'annule est l'amplitude maximale notée  $A_i$ . L'ensemble des pistes sont alors triées par ordre décroissant de  $A_i$ . La piste associée au signal de plus grande amplitude est notée  $x_{max}$ .

Événement par événement, la corrélation des pistes des signaux de plus grande amplitude entre les pistes X et Y pour le MiniSed et le Sed sont respectivement représentées sur la partie gauche et droite de la Figure C.9.5. Ces deux figures montrent que certaines pistes des détecteurs sont défectueuses, pistes représentées par des bandes blanches en X et en Y. Pour minimiser l'influence de ces pistes lors de la détermination de la position des fragments, une amplitude définie comme la moyenne des amplitudes des pistes adjacentes, est affectée à ces pistes.

Durant la thèse, un changement de DAQ permettant d'enregistrer les signaux positions des MWPC-SeD a eu lieu et a introduit un biais dans la détermination des positions. Pour palier à ce biais, les pistes inférieures à la piste  $n^\circ=5$ , pour le Sed, ne sont pas considérées.

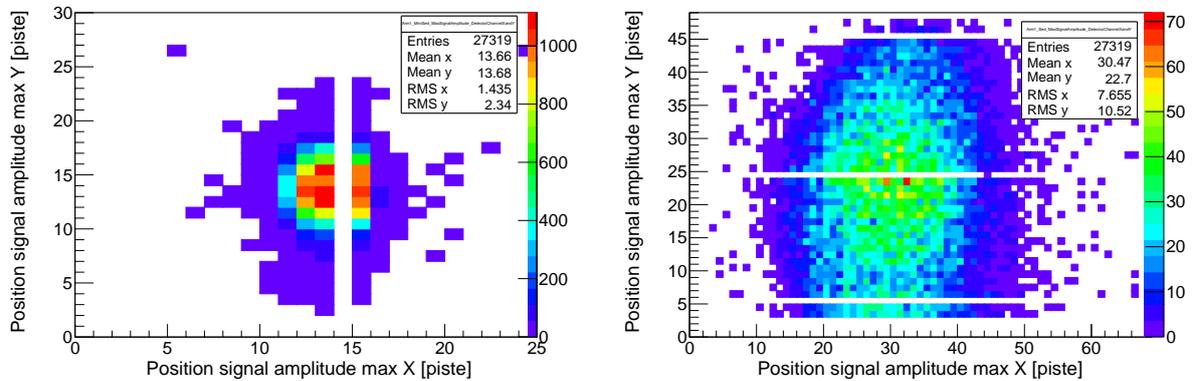


FIGURE C.9.5 – Corrélations entre les signaux de plus grande amplitude des pistes X et Y du MiniSed (gauche) et du Sed (droite).

La méthode utilisée pour déterminer la position des fragments sur le détecteur est celle du barycentre. Elle a été choisie car la distribution de l'amplitude du signal des pistes en fonction du numéro de piste n'est pas ajustable par une quelconque fonction analytique.

La méthode du barycentre consiste à déterminer le centre de gravité ( $X$ ) d'un nombre donné de pistes de position  $x_i$  pondérées par l'amplitude de leur signal associé  $A_i$  tel que :

$$X = \frac{\sum_{i \in I} A_i x_i}{\sum_i A_i} \quad (\text{C.9.3})$$

avec  $I$  l'ensemble des pistes sélectionnées pour le calcul du barycentre.

Le barycentre sera reconstruit ici en prenant en compte les 5 pistes de chaque coté de la piste

$x_{max}$ . Cette valeur de 5 permet d'obtenir la meilleure résolution spatiale. En effet plus le nombre de pistes considérées lors du calcul du barycentre sera élevé plus la résolution sera dégradée. Si ce nombre est trop petit la reconstruction du barycentre sera biaisée [175].

Les corrélations des barycentres des pistes X et Y pour les détecteurs MiniSed et Sed sont respectivement représentées à gauche et à droite de la Figure C.9.6.

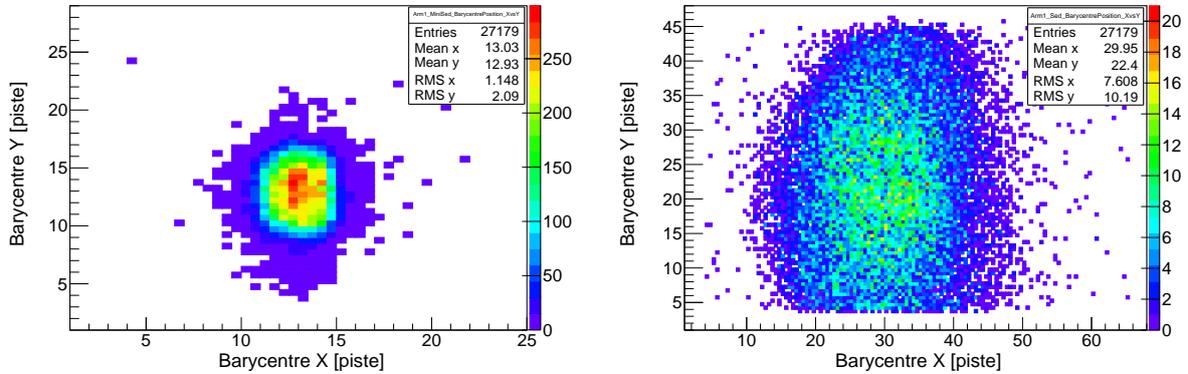


FIGURE C.9.6 – Positions des fragments sur le MiniSed (gauche) et le Sed (droite).

Les distributions de barycentre, en unité de piste, sont alors transformées en coordonnées cartésiennes en définissant le centre du détecteur comme le point de coordonnées (0 mm, 0 mm). Le changement de référentiel du détecteur à celui du laboratoire est effectué en réalisant une rotation de 45°. Les distributions des fragments alors obtenues sur le MiniSed et le Sed sont représentées sur la Figure C.9.7.

Le centre de la source de  $^{252}\text{Cf}$  est aligné avec le centre du MiniSed et du Sed, comme le montre la photographie C.9.1. La source étant collimatée par un nez d'une longueur de 5 cm et d'un diamètre d'ouverture de 6 mm, en première approximation, la distribution spatiale des fragments sur le MiniSed peut être confondue avec la distribution spatiale des fragments au niveau de la source. Les distributions des fragments (Figure C.9.7) montrent que les positions moyennes des fragments sur le MiniSed et le Sed sont respectivement (-2.6 mm, -1.5 mm) et (-6.6 mm, -0.2 mm). Le décalage des positions X et Y des détecteurs peut s'expliquer par un décalage de la source de fragments par rapport au centre qui peut être due à une mauvaise fixation de la cible sur son support.

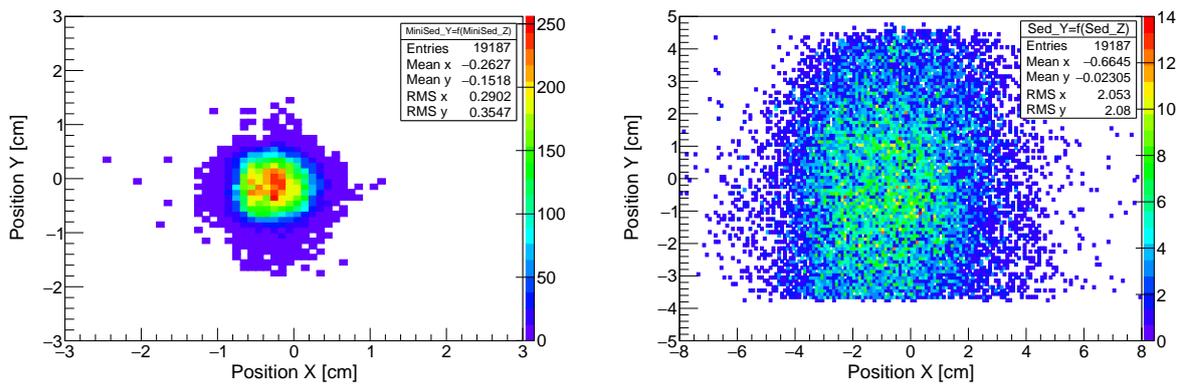


FIGURE C.9.7 – Détermination de la position, dans le référentiel du laboratoire, des particules sur le MiniSed (à gauche) et sur le Sed (à droite).

Une résolution spatiale du MiniSed et du Sed de l'ordre de 2 mm est suffisante pour obtenir les résolutions en masse souhaitées. La détermination de la résolution spatiale des détecteurs est réalisée avec le montage expérimental présenté dans [147]. Les caractéristiques physiques des détecteurs et la méthode de reconstruction des positions mènent à des résolutions spatiales en

X et en Y, de  $\sigma_X=2.02$  mm et  $\sigma_Y=2.32$  mm, pour le MiniSed et de  $\sigma_X=1.87$  mm et  $\sigma_Y=2.53$  mm pour le Sed. Ces valeurs sont récapitulées dans le Tableau C.9.2. Les résolutions en Y sont systématiquement dégradées d'un facteur  $\sqrt{2}$  car le détecteur est orienté à  $45^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau. Par conséquent la surface apparente du faisceau en Y est plus importante.

MiniSed		Sed	
Rés. X	Rés. Y	Rés. X	Rés. Y
2.02	2.32	1.87	2.53

Tableau C.9.2 – Résolutions spatiales en X et en Y des détecteurs MiniSed et Sed exprimées en mm [176]. L'abréviation Rés. signifie Résolution.

A partir de la détermination des positions des fragments sur les deux détecteurs de temps de vol, la distance de vol est reconstruite événement par événement. La distribution normalisée au nombre d'événements est représentée en noire sur la Figure C.9.8. La moyenne de cette distribution est de 50.1 cm et correspond bien à la distance centre à centre des détecteurs MiniSed et Sed.

La distribution de la distance de vol n'est pas symétrique mais possède une pente qui diminue allant des distances de vol les plus petites aux distances de vol les plus grandes. Cela est la conséquence de l'inclinaison des détecteurs de temps de vol de  $45^\circ$  par rapport à l'axe Oz représenté sur la Figure C.9.8 (droite). L'angle solide que "voit" les fragments est plus important lorsque leur trajectoire a une coordonnée positive selon l'axe Oy que lorsqu'elle a une coordonnée négative (selon cet axe). La largeur de la distribution vient de la géométrie de la source qui est collimatée par un embout de 5 cm de long et de 6 mm de diamètre. La simulation (courbe rouge sur la Figure C.9.8 gauche) confirme cette observation.

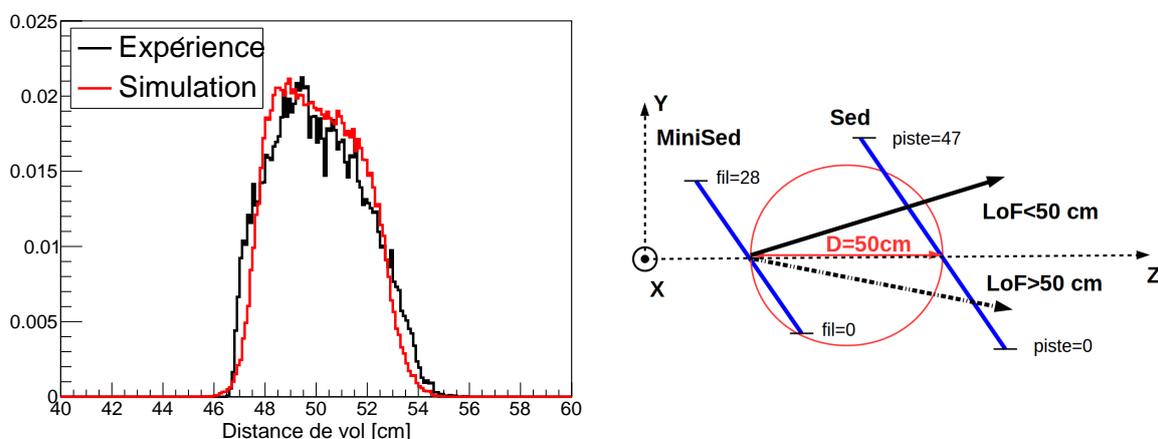


FIGURE C.9.8 – A gauche : Distribution de la distance de vol expérimentale (noire) et simulée (rouge, tenant compte de la résolution spatiale des détecteurs de  $\sigma(X)=1.2$  mm) entre le MiniSed et le Sed obtenue avec une source de  $^{252}\text{Cf}$ . A droite : Schéma explicatif permettant de lier la distance de vol, aux pistes des détecteurs.

Maintenant que la trajectoire des fragments est connue, il faut maintenant déterminer leur temps d'arrivée sur les MWPC-SeD afin de calculer leur vitesse.

### 9.3 Détermination du temps de vol

C'est le signal provenant des anodes des MWPC-SeD qui fournit l'information sur le temps d'arrivée des fragments sur le détecteur. Le système d'acquisition qui numérise ces signaux est d'abord décrit et ensuite la méthode de détermination du temps de vol est présentée.

### 9.3.1 Chaîne électronique d'acquisition

Le signal de l'anode est mis en forme par un module TFA (*Time Filtering Amplitude*) ORTEC 820 [177] de temps de montée inférieur à 1 ns et de gain  $G=200$ . Ce signal est dupliqué par un module FIFO (*Fan-In Fan-Out*) analogique comme le montre la Figure C.9.9. L'un des deux signaux du FIFO permet de construire la logique du système d'acquisition qui sera détaillée dans la Section 9.4.1. Le second signal en sortie du FIFO est numérisé par une carte MATAACQ [178]. Cette carte possède une mémoire circulaire d'une profondeur de 2560 points et échantillonne les signaux à une fréquence de 2 GHz (un échantillon toutes les 0.5 ns). L'amplitude des signaux est codée sur 14 bits. Lorsqu'un signal trigger est envoyé à la carte, la mémoire se gèle. Le gel peut être retardé par l'intermédiaire du paramètre post-trig. Le temps mort de lecture de la carte MATAACQ est de  $675 \mu\text{s}$ , ce qui n'est pas limitant compte tenu du taux de comptage attendu et du fait que le système d'acquisition GET a, lui, un temps mort d'environ 1.5 ms. Les données de la carte sont alors lues par le châssis VME qui les envoie par l'intermédiaire d'un câble réseau vers l'ordinateur. Le châssis VME et l'ensemble des cartes d'acquisition en son sein sont gérées par l'acquisition GANIL. Cette acquisition permet aussi de régler les paramètres des cartes *via* une interface graphique.

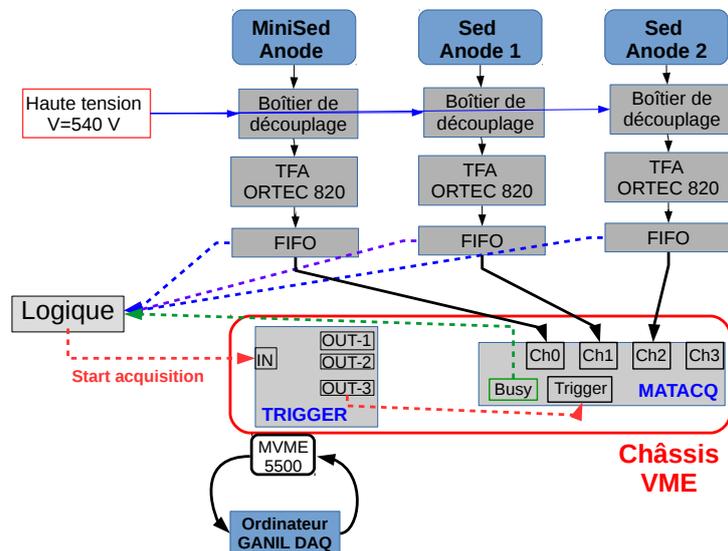


FIGURE C.9.9 – Schéma de l'électronique associée à la mesure des temps des détecteurs MiniSed et Sed.

### 9.3.2 Définition des temps de référence

Un exemple des signaux de l'anode du MiniSed et des 2 anodes du Sed enregistrés par la carte MATAACQ sont représentés sur la Figure C.9.10.

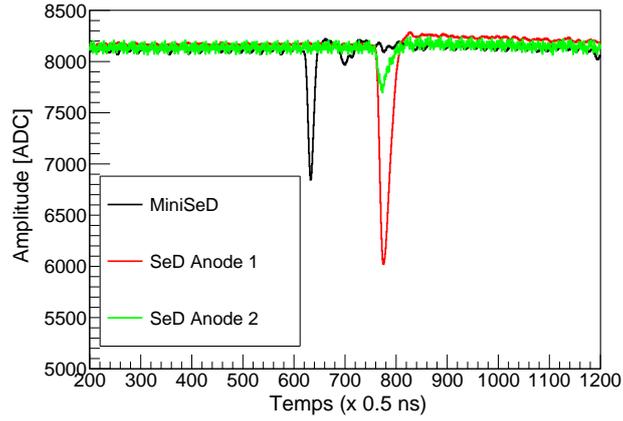


FIGURE C.9.10 – Signaux anodiques du MiniSed et du Sed.

Le traitement du signal commence par la soustraction de la ligne de base des signaux, définie comme la moyenne du signal sur les intervalles  $[0 ; 500] \cup [900 ; 1200]$ . Ensuite un lissage des signaux est réalisé avec la fonction TSpline de ROOT [153]. Pour chacun des signaux du MiniSed et du Sed, un temps de référence  $t_{ref}$  est déterminé en appliquant la méthode du CFD (*Constant Fraction Discrimination*). L'abscisse du point dont l'amplitude est égale à 20 % de l'amplitude maximale du signal est définie comme  $t_{ref}$ . C'est avec la valeur de 20 % que les meilleures résolutions temporelles sont obtenues [146].

Le temps de référence du détecteur Sed  $t_{ref,Sed}$  doit être défini à partir des temps des deux anodes  $t_{ref,1}$  et  $t_{ref,2}$ . Le montage expérimental de mesure des résolutions temporelles peut être trouvé dans [179, 147]. De précédentes mesures [176] ont montré que pour un Sed possédant deux anodes, la meilleure résolution temporelle du détecteur Sed est obtenue en définissant  $t_{ref,Sed} = t_{ref,1}$  lorsque le fragment a une position  $X < -5$  mm,  $t_{ref,Sed} = t_{ref,2}$  lorsque  $X > 5$  mm et  $t_{ref,Sed} = \frac{t_{ref,2} + t_{ref,1}}{2}$  pour les autres valeurs de  $X$ .

Les résolutions temporelles du MiniSed et du Sed, présentées dans le Tableau C.9.3, sont toutes inférieures à 130 ps. La meilleure résolution temporelle de l'anode 1 par rapport à l'anode 2 du Sed n'est pour l'instant pas expliquée.

MiniSed	Sed	
Réso. Anode [ps]	Réso. Anode 1 [ps]	Réso. Anode 2 [ps]
130	102	127

Tableau C.9.3 – Résolutions temporelles des détecteurs MiniSed et Sed [176]. L'abréviation Réso. signifie Résolution.

Les temps de référence des détecteurs MiniSed et Sed sont maintenant déterminés. Les différences de dimensions des détecteurs MWPC-Sed font qu'intrinsèquement ces deux détecteurs n'ont pas la même référence temporelle.

Le temps doit être corrigé du temps de vol des électrons secondaires de la feuille émissive jusqu'à la MWPC car pour le MiniSed, cette distance est de 10 cm et que pour le Sed, elle est de 19 cm. La grille accélératrice est placée à 1 cm de la feuille. Les électrons au niveau de la grille ont une énergie de 10 keV. À cette énergie un électron est considéré comme relativiste avec le paramètre  $\gamma = 1.020$ . Sa vitesse initiale est alors  $v_0 = 5.845 \times 10^7$  m.s<sup>-1</sup>. Le temps de vol des électrons est alors de 1.539 ns pour le MiniSed et de 3.079 ns pour le Sed. La différence de temps de vol des électrons est donc de 1.540 ns, ce qui n'est pas négligeable.

Il est aussi nécessaire de prendre en compte le temps de transit du signal dans les différents câbles (câbles BNC, fils dans les filtres électroniques, ...). En effet, pour des raisons pratiques, les câbles de l'anode du MiniSed, de l'anode 1 du Sed et de l'anode 2 du Sed n'ont pas la même longueur. Leurs longueurs, qui ont été mesurées, sont présentées dans le Tableau C.9.4. Sachant que la vitesse de transit d'un signal dans un câble BNC est d'approximativement 5 ns par mètre,

ces longueurs sont converties en temps.

Il faut de plus tenir compte de l'endroit où l'induction du signal anodique a eu lieu. Celui-ci est donné par le barycentre des positions X et Y (cf. Section 9.2). En effet les longueurs différentes des anodes du MiniSed et du Sed, qui sont de l'ordre de celles des dimensions des MWPC, induisent un décalage temporel entre les signaux du MiniSed et du Sed. Cette correction de l'ordre de 350 ps est donc appliquée. Une voie d'amélioration de cette méthode, qui permettrait de déterminer le temps avec une plus grande précision, pourrait être la détermination du temps de transit des signaux dans les détecteurs, événement par événement. Cela peut se faire en calculant préalablement la position des fragments sur les détecteurs. Un meilleur routage des pistes des détecteurs peut aussi être réalisé.

Détecteurs	Câbles	Transport électrons secondaire	Total
MiniSED	20.61 ( $\leftrightarrow$ 412.2 cm)	1.54	22.15
SeD anode 1	20.05 ( $\leftrightarrow$ 400.9 cm)	3.08	23.12
SeD anode 2	21.89 ( $\leftrightarrow$ 437.7 cm)	3.08	24.96

Tableau C.9.4 – Différences de temps (en ns) à prendre en compte entre les détecteurs MiniSed et Sed. Ces décalages temporels sont inhérents au montage : câbles, transport des électrons et topologie d'un événement sur les détecteurs.

Un spectre temporel (normalisé au nombre d'événements) des fragments de fission obtenu avec une source de  $^{252}\text{Cf}$  est représenté en noir sur la Figure C.9.11. Sur ce spectre, les groupes des fragments légers et lourds sont clairement identifiables. Les valeurs moyennes des pics légers et lourds sont respectivement situées à 37.6 ns et 50.3 ns (Tableau C.9.5). La différence des largeurs de deux groupes est due à la relation de conservation de l'impulsion initiale des fragments dans le référentiel du centre de masse lors de la fission. Les fragments légers de faible masse ont une vitesse élevée, donc un temps de vol court, et piquée alors que les fragments lourds ont une vitesse plus lente et plus dispersée.

Une simulation du spectre de temps de vol a été réalisée en tenant compte des résolutions temporelles des MWPC-SeD de  $\sigma_t=120$  ps et de la perte d'énergie des fragments dans les feuilles émissives des détecteurs. Les résultats simulés (courbe rouge) et expérimentaux présentés sur la Figure C.9.11 sont semblables. Les ajustements des différents pics par des fonctions gaussiennes (Tableau C.9.5) montrent que les écarts entre la simulation et les données expérimentales sont de 0.43 ns et de 0.14 ns respectivement pour les fragments légers et lourds. Ce décalage entre la simulation et l'expérience pourrait mettre en évidence un biais dans la détermination des temps de vol. Cependant ce biais n'est pas totalement systématique car le décalage pour les fragments légers et lourds n'est pas le même. Une partie du décalage peut provenir de la non-correction du temps de transit du signal dans les détecteurs événement par événement. La principale différence entre les fragments légers et lourds pourrait être liée à un rapport signal sur bruit plus élevé avec les fragments lourds du fait que le nombre d'électrons secondaires générés est plus important.

Les écart-types des distributions sont semblables. Seules les amplitudes relatives des pics des fragments légers et lourds diffèrent. Les données expérimentales présentent un rapport des amplitudes des pics supérieur à celui obtenu par la simulation. L'origine de cet écart n'est pour l'instant pas déterminée.

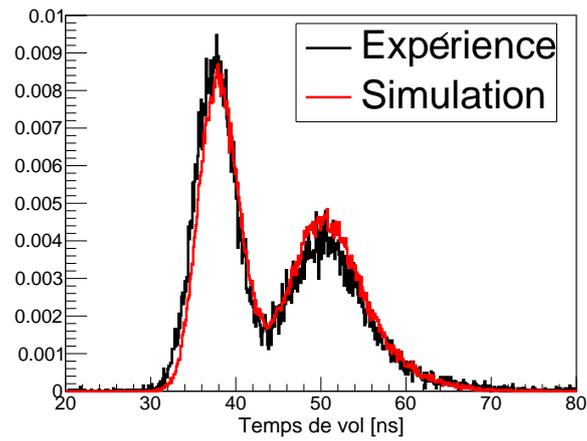


FIGURE C.9.11 – Spectres de temps de vol expérimental (noir) et simulé (rouge) des fragments du  $^{252}\text{Cf}$  entre le MiniSeD et le SeD, qui ont une distance de 50 cm centre à centre.

	Fragments légers			Fragments lourds		
	Ampl.	Moyenne	Écart-type	Ampl.	Moyenne	Écart-type
Expérience	$8.72 \times 10^{-3}$	37.61	2.44	$3.82 \times 10^{-3}$	50.30	4.85
Simulation	$8.31 \times 10^{-3}$	38.04	2.38	$4.37 \times 10^{-3}$	50.47	4.76

Tableau C.9.5 – Résultats de l'ajustement des groupes des fragments légers et lourds, par des fonctions gaussiennes, des spectres de temps de vol expérimental et simulé (tenant compte de la résolution expérimentale de  $\sigma=120$  ps). Le symbole *Ampl.* signifie Amplitude. La moyenne et l'écart-type sont exprimés en ns.

## 9.4 Détermination de la vitesse

Les chaînes électroniques et les méthodes de détermination des positions et du temps des détecteurs MWPC-SeD ont été détaillées séparément. Pour déterminer la vitesse des fragments événement par événement, il faut maintenant corréler ces deux informations.

### 9.4.1 Chaîne électronique d'acquisition

Les systèmes d'acquisition utilisés pour les mesures de positions, DAQ GET, et de temps, DAQ GANIL, sont complètement découplés. Pour les déclencher simultanément sur un même événement, il faut construire une logique analogique, présentée sur la Figure C.9.12, pour générer un signal trigger et un signal *Veto* communs aux deux acquisitions.

Le *Veto* commun aux deux systèmes d'acquisition rejette un événement physique si toutes les acquisitions ne sont pas disposées à enregistrer un nouvel événement. Ce *Veto* est construit à partir des temps morts des différentes cartes électroniques, qui sont matérialisés par un signal *BUSY* comme le montre la Figure C.9.12. Ce signal *Veto* est envoyé dans la voie veto du module de coïncidence, générant le signal *trigger*, qui regarde si il y a bien une corrélation entre les signaux de l'anode du MiniSed et de l'une des deux anodes du Sed. Si il y a une corrélation entre les signaux anodiques et qu'il n'y a pas de signal en veto, le signal *trigger* est envoyé aux différentes DAQ permettant de geler les mémoires des cartes électroniques. Dans tous les autres cas, aucun signal *trigger* n'est émis.

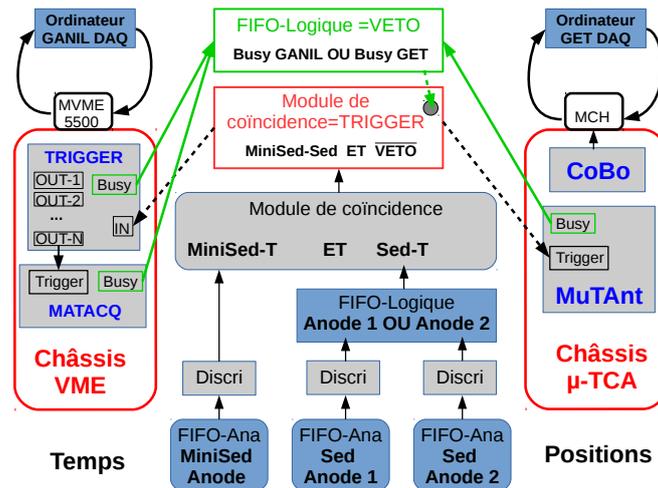


FIGURE C.9.12 – Schéma de la logique pour la synchronisation des acquisitions GET et GANIL.

### 9.4.2 Vitesse des fragments

La corrélation des signaux positions et temps des fragments événement par événement mène à la distribution en vitesse représentée en noire sur la Figure C.9.13. Cette distribution présente deux pics associées aux groupes des fragments légers et lourds respectivement à  $1.321 \text{ cm.s}^{-1}$  et à  $0.986 \text{ cm.s}^{-1}$  (Tableau C.9.6). La valeur moyenne des fragments lourds est semblable à celle de la simulation. Elle ne diffère que de 0.7 %. Cependant les rapports des pics et de la vallée sont eux très différents. Par exemple le rapport de l'amplitude du pic des fragments légers sur la vallée ( $\frac{N_L}{N_V}$ ) est égal à 2.53 pour l'expérience et à 5.59 pour la simulation. Les distributions de vitesse des fragments de la littérature [29] (détecteurs siliciums) présentent des rapports pics sur vallée dont la forme se rapproche plus des données simulées que des données expérimentales. Les données simulées tiennent compte des différentes incertitudes expérimentales et des pertes d'énergies subies par les fragments dans les matériaux.

Les résolutions expérimentales temporelles et spatiales des détecteurs se sont peut être dégradées depuis qu'elles ont été mesurées. La longueur des câbles acheminant le signal temporel à la carte

de numérisation est peut être trop long (Tableau C.9.4) ce qui peut détériorer la qualité du signal lors du transit dans les câbles. L'installation des détecteurs MWPC-SED dans la nouvelle chambre à réaction conçue pour le dispositif FALSTAFF pourrait améliorer la qualité du spectre si l'écart entre la simulation et l'expérience est liée à du bruit électronique.

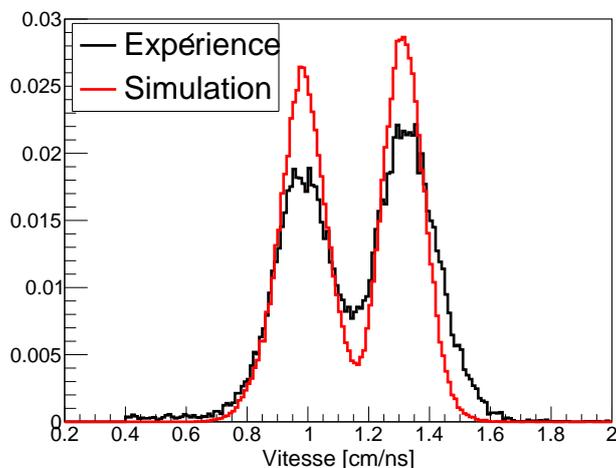


FIGURE C.9.13 – Distributions de vitesse des fragments de fission d'une source de fission spontanée  $^{252}\text{Cf}$  expérimentale (noire) et simulée (rouge). La distribution expérimentale est obtenue en sélectionnant les fragments dont la vitesse est comprise entre  $0.4 \text{ cm.ns}^{-1}$  et  $3 \text{ cm.ns}^{-1}$ .

	Fragments légers			Fragments lourds			Vallée
	Ampl.	Moyenne	Écart-type	Ampl.	Moyenne	Écart-type	Ampl.
Expérience	2.15	1.321	0.104	1.85	0.986	0.098	0.85
Simulation	2.85	1.312	0.070	2.47	0.984	0.081	0.51

Tableau C.9.6 – Résultats de l'ajustement des groupes des fragments légers et lourds par des fonctions gaussiennes des spectres de temps de vol expérimental et simulé (tenant compte des résolutions temporelles et spatiales de  $\sigma(t)=120 \text{ ps}$  et de  $\sigma(X)=1.2 \text{ mm}$ ). Le symbole *Ampl.* signifie Amplitude et est un multiple de  $10^{-2}$ . La moyenne et l'écart-type sont exprimés en  $\text{cm.ns}^{-1}$ .

Au début de cette thèse, les feuilles émissives des MWPC-SED étaient constituées d'une feuille de mylar de  $0.9 \mu\text{m}$  d'épaisseur sur laquelle un dépôt d'aluminium de  $60 \text{ nm}$  d'épaisseur était évaporé. De nombreux tests réalisés au cours de cette thèse ont permis de réduire l'épaisseur des feuilles émissives de  $0.9 \mu\text{m} + 60 \text{ nm}$  d'Al à  $0.5 \mu\text{m} + 30 \text{ nm}$  d'Al. L'influence de cette réduction décale la distribution de vitesse des fragments de  $+0.04 \text{ cm.s}^{-1}$ , comme le montre la Figure C.9.14. Ce décalage montre que les fragments ont plus d'énergie cinétique et ont par conséquent perdu moins d'énergie dans les matériaux [180]. Ce travail a été réalisé afin de limiter les pertes d'énergie des fragments dans les matériaux et donc de minimiser les corrections de perte d'énergie qui sont modèles dépendantes (SRIM, LISE++, Geant4) et dont les valeurs peuvent être très différentes selon le modèle utilisé.

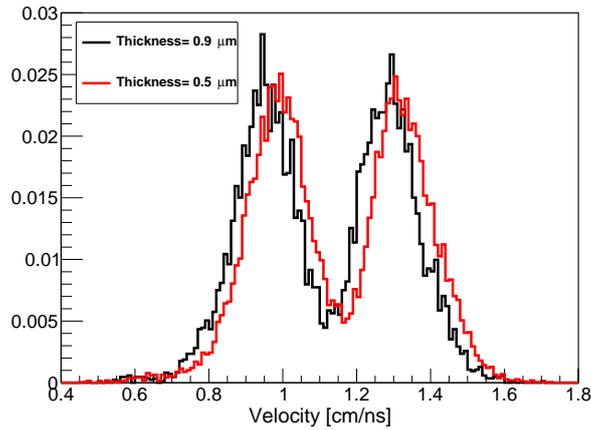


FIGURE C.9.14 – Distributions en vitesse (non corrigées des pertes d'énergies) obtenues avec deux feuilles émissives de  $0.9 \mu\text{m} + 60 \text{ nm}$  d'Al et deux feuilles émissives de  $0.5 \mu\text{m} + 30 \text{ nm}$  d'Al [180]. Ces spectres ont été mesurés en août 2016.

## Conclusion

Les détecteurs de temps de vol du dispositif FALSTAFF sont des MWPC-SeD. Le détecteur *Start* a des dimensions plus petites que celui du détecteur *Stop* car l'angle solide de détection dépend de la taille du détecteur *Stop*. La chaîne électronique et les différentes étapes nécessaires à la reconstruction des positions des fragments à partir des signaux électroniques issus des cathodes ont été exposées. La géométrie des détecteurs et la reconstruction des positions avec la méthode du barycentre mènent à des résolutions spatiales de l'ordre de 2 mm.

La connaissance des positions d'arrivée des fragments sur chacun des détecteurs permet de connaître leur trajectoire. Celle-ci est utilisée pour déterminer l'épaisseur de matière traversée par les fragments dans les différents détecteurs.

La chaîne électronique et la détermination des temps d'arrivée des fragments sur les détecteurs à partir des signaux anodiques, avec une méthode CFD, ont été présentées. Le temps d'arrivée correspond au temps au bout duquel 20 % de l'amplitude maximale du signal est atteint. Cette méthode permet d'obtenir des résolutions temporelles de 130 ps et d'environ 115 ps respectivement pour le MiniSed et le Sed. Ces valeurs sont celles qui ont été définies dans le cahier des charges du dispositif.

Événement par événement, la corrélation de la distance de vol des fragments et de leur temps de vol permet de déterminer leur vitesse. Les moyennes et les écart-types des distributions de vitesse des fragments légers et lourds déterminés expérimentalement sont en bon accord avec les données simulées. Cependant le dispositif de mesure de vitesse doit encore être optimisé afin d'obtenir des rapports pics sur vallée plus grands.

Pour obtenir la masse des fragments après évaporation avec le prototype du premier bras de FALSTAFF (méthode EV), il faut maintenant caractériser la chambre à ionisation axiale du dispositif.

## Chapitre 10

# Chambre à ionisation axiale : CALIBER

La chambre à ionisation (ChIo) axiale du dispositif FALSTAFF doit remplir trois critères. Le plus important est que le détecteur doit mesurer l'énergie des fragments avec une résolution ( $\frac{\Delta E}{E} <$ ) inférieure 1 %. La ChIo doit aussi permettre la détermination du profil de perte d'énergie des fragments. Finalement la surface de détection doit être la plus grande possible pour se rapprocher d'une efficacité géométrique de 1 % de  $4\pi$ .

Le dimensionnement de cette chambre résulte du travail collaboratif entre les équipes du CEA-Saclay et du LPC-Caen (CNRS, Caen, France). Des études ont été réalisées par les chercheurs du LPC-Caen concernant la configuration du champ électrique [181] et la tenue mécanique des fenêtres d'entrée [182]. A la suite de ces études, un premier prototype appelé SACHA a été réalisé entre 2015 et 2016 par le LPC-Caen. Ce détecteur ne tenant pas la tension requise (claquages), un deuxième détecteur dénommé CALIBER (*Cylindrical axiAL Ionisation chamBER*) a été fabriqué en 2016. J'ai réalisé les premiers tests avec l'équipe du LPC-Caen, durant l'été 2016. Cette chambre a alors été livrée en octobre 2016 au CEA-Saclay.

Après une brève présentation des performances de chambres à ionisation axiales, ce chapitre décrit les caractéristiques de CALIBER ainsi que les études des performances et d'optimisation réalisées sur ce détecteur.

### 10.1 Intérêt d'une chambre à ionisation axiale

Expérimentalement, la charge nucléaire des particules peut être obtenue soit par une mesure de perte d'énergie et d'énergie résiduelle  $\Delta E - E_{res}$ , soit à partir du profil de perte d'énergie (PPE) ( $\frac{dE}{dx} = f(x)$ ) des particules.

La méthode  $\Delta E - E_{res}$  peut, entre autres, être réalisée avec une chambre à ionisation dont le champ électrique  $\vec{E}$  est perpendiculaire à la trajectoire des particules et dont l'anode est segmentée. Cette segmentation permet de réaliser une mesure de perte d'énergie  $\Delta E$  sur la première anode et une mesure d'énergie résiduelle  $E_{res}$  sur la deuxième. L'addition de  $\Delta E$  et  $E_{res}$  donne l'énergie cinétique de la particule et la corrélation  $\Delta E - E_{res}$  permet de déterminer sa charge  $Z$ . Néanmoins cette méthode n'est pas adaptée à l'étude des fragments de fission car elle ne permet pas de séparer les charges nucléaires des particules d'énergie inférieure à 1 MeV/A. De plus il existe une zone, définie par la distance entre la fenêtre d'entrée du détecteur et le début de l'anode, dans laquelle les électrons primaires ne sont pas détectés puisque le champ électrique est perpendiculaire à la trajectoire des fragments. Cela conduit à une énergie mesurée biaisée qui doit donc être corrigée.

La méthode de mesure du profil de perte d'énergie avec une chambre à ionisation axiale a été introduite dans les années 1980 par C.R. Gruhn et al. [183]. Il voulait à la fois mesurer l'énergie cinétique des fragments avec une très bonne résolution et déterminer leur charge nucléaire  $Z$  à partir de leur PPE. Dans ces détecteurs, un champ électrique parallèle à la trajectoire des particules permet de collecter les électrons primaires en fonction du temps sur l'anode. Connaissant

la vitesse de dérive des électrons dans le gaz, le PPE des particules est reconstruit. L'intégration de ce signal permet d'obtenir leur énergie cinétique. Pour les ions de haute énergie, le PPE présente un pic de Bragg correspondant au maximum d'énergie déposée par unité de longueur. La corrélation entre l'énergie, la hauteur du pic de Bragg et la distance d'arrêt des particules permet de déterminer leur charge nucléaire. Plusieurs expériences ont utilisé ce type de détecteur et ont séparé les  $Z \lesssim 18-37$ , avec une résolution en charge  $\frac{\Delta Z}{Z}$  comprise 1.3 et 2.9 % pour des particules d'énergie de l'ordre de 5 à 8 MeV/A [183, 184]. La résolution en énergie  $\frac{\Delta E}{E}$  dans cette gamme d'énergie est inférieure à 1 % [183, 184, 185, 186, 187, 188]. Cependant l'application de cette méthode aux fragments de fission est limitée, car ces derniers ont une énergie cinétique inférieure à 1 MeV/A pour laquelle le PPE ne présente pas de pic de Bragg. Néanmoins comme il a été vu dans la Section 7.4.2 du Chapitre 7, la forme du PPE et la distance d'arrêt des fragments dans un matériau dépend toujours de leur charge nucléaire ou du moins de leur état de charge et de leur énergie cinétique. A partir de ces considérations, avec l'ancien spectromètre 2V-EV Cossi-Fan-Tutte [189, 38, 190] et plus récemment le spectromètre 2V-EV STEFF, les chercheurs ont réussi à extraire la charge nucléaire des fragments.

Une chambre à ionisation axiale a été spécialement conçue pour le dispositif FALSTAFF afin d'obtenir, en plus d'une très bonne résolution en énergie, le PPE des fragments avec une précision suffisante pour déterminer leur charge nucléaire.

## 10.2 Description technique de CALIBER

Cette section présente les caractéristiques techniques de la chambre à ionisation axiale CALIBER ainsi que l'électronique associée.

### 10.2.1 Généralités

La chambre à ionisation axiale CALIBER, présentée sur la Figure C.10.1, a une longueur de 395 mm de la cathode à l'anode, un diamètre interne de 360 mm, pour un volume interne de 47 L. Cette longueur a été choisie pour avoir une description précise du profil de perte d'énergie des fragments. Cette chambre possède :

- une fenêtre d'entrée d'un diamètre actif de 232 mm. Cette fenêtre est la cathode du détecteur. Elle est constituée d'une feuille de mylar de 0.9  $\mu\text{m}$  aluminisée des deux cotés avec un dépôt de 30 nm pour permettre de la polariser négativement à une tension  $V_0$ .
- une grille de maintien de la fenêtre d'entrée constituée de fils en nylon de 350  $\mu\text{m}$  de diamètre, espacés de 20 mm en X et en Y. Elle limite les contraintes mécaniques sur la fenêtre d'entrée et assure sa faible déformation. Lorsque le détecteur est à une pression de 30 mbar, la flèche de la fenêtre d'entrée est d'environ 20 mm [182]. Avec cette valeur de flèche, comme le montre la Figure C.10.2, les lignes de champ électrique à l'intérieur du détecteur ne sont que faiblement modifiées sur les bords de la chambre.
- un dégradeur de champ assurant l'uniformité du champ électrique entre la cathode et l'anode. Il est constitué de 38 anneaux en aluminium, de 270 mm de diamètre, espacés de 10 mm. Ils sont reliés entre eux par une résistance de 10 M $\Omega$  (pont diviseur de tension). La résistance totale du détecteur est donc de 400 M $\Omega$ . Le dégradeur de champ et le pont diviseur de tension sont visibles sur la photographie C.10.1. Cette configuration électrique génère un champ électrique parallèle à l'axe de symétrie de la chambre.
- une grille de Frisch (FG) constituée de 68 fils de cuivre de 170  $\mu\text{m}$  de diamètre espacés de 4 mm. Le diamètre actif est de 275 mm. Cette grille est l'avant dernier anneau du dégradeur et a donc un potentiel  $V_0/40$ .
- une anode, qui est un disque en cuivre de 360 mm de diamètre. Elle est placée à 5 mm de la grille de Frisch. Elle est originellement mise à un potentiel de 0 V. Le rapport de champ entre la zone de dérive des électrons et la zone d'induction du signal est donc de 2.

L'isolation électrique et l'étanchéité du détecteur sont assurées par un corps de chambre en POM-C (*polyoxymethylene*) qui est placé autour du dégradeur de champ comme le montre la

photographie C.10.1. Ce matériau isolant a été choisi pour éviter les claquages au niveau de la cathode qui doit supporter une tension de -10 kV.

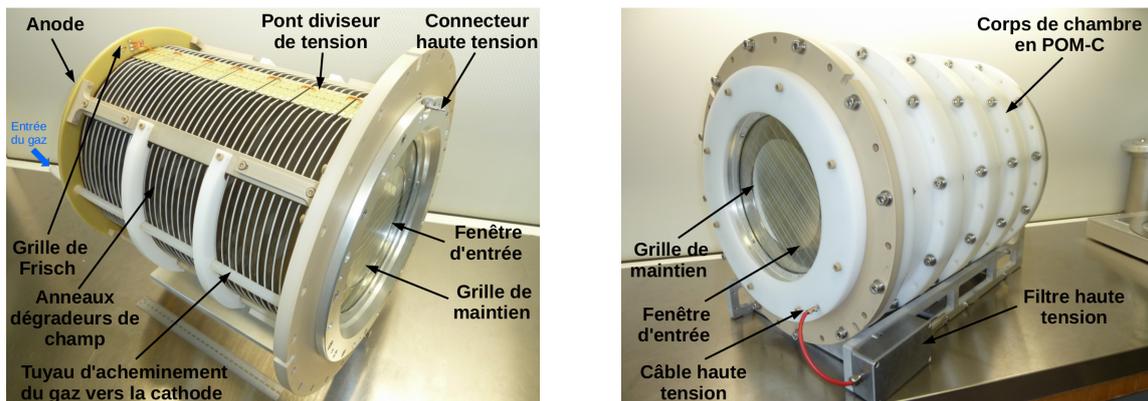


FIGURE C.10.1 – Photographies de CALIBER sans (à gauche) et avec (à droite) son corps de chambre en POM-C.

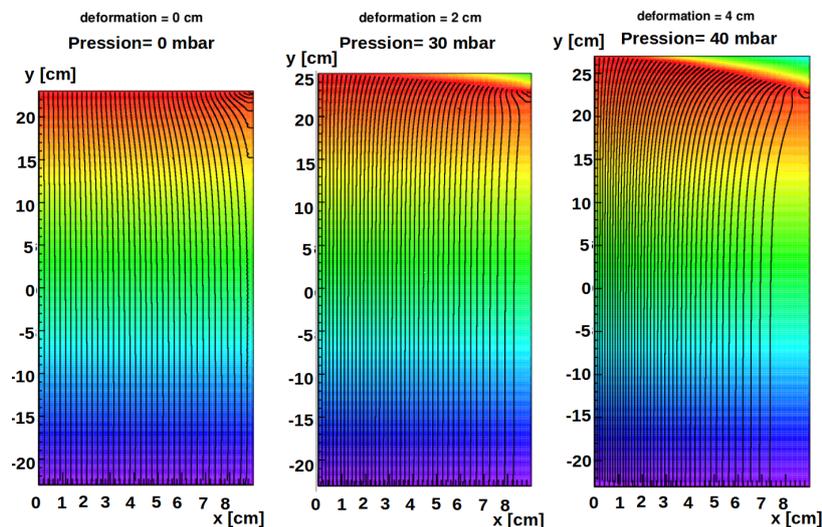


FIGURE C.10.2 – Évolution du champ électrique du détecteur en fonction de la déformation (flèche) de la fenêtre d'entrée du détecteur lorsque celui-ci est sous gaz [181]. La simulation a été réalisée avec un détecteur de rayon  $R=9$  cm et d'une longueur  $L=46$  cm.

## 10.2.2 Chaînes électriques et électroniques

Maintenant que les caractéristiques mécaniques de CALIBER ont été décrites, son câblage électrique et la chaîne électronique associée sont présentés.

### Câblage électrique

Le schéma complet du câblage électrique associé à CALIBER est représenté sur la Figure C.10.3. La haute tension (HT) délivrée par un module CAEN N1470 est appliquée sur la cathode par l'intermédiaire d'un filtre. Ce filtre HT supprime les composantes alternatives du signal. Le détecteur a été livré avec une anode reliée à la masse par l'intermédiaire d'une résistance de 100 M $\Omega$  (configuration A) sur la Figure C.10.3. Par ailleurs la lecture du signal sur la grille de Frisch nécessite de placer un condensateur (2.2 nF) afin de filtrer la composante continue de ce signal. Lorsque le signal de la grille de Frisch n'est pas lu, le condensateur est mis à la masse. La valeur du condensateur permet de ne pas influencer la composante alternative du signal.

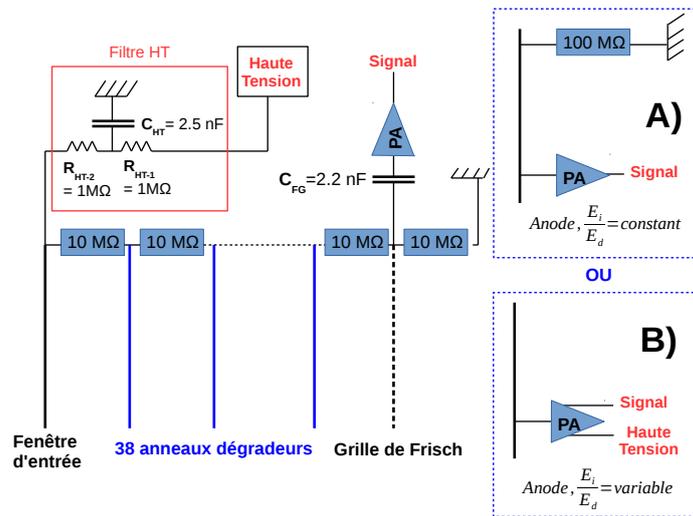


FIGURE C.10.3 – Schéma électrique de CALIBER permettant de faire varier le rapport de champ entre la zone d'induction et la zone de dérive. Dans la configuration A ce rapport est fixé à 2 (configuration originelle de CALIBER) et dans la configuration B il est ajustable.

### Chaîne électronique d'acquisition

Les signaux de l'anode et de la grille de Frisch sont d'abord intégrés par des pré-amplificateurs de charge (Figure C.10.4). Les pré-amplificateurs AMTEK A250 [191], ORTEC 142B et ORTEC 142AG ont été testés pour étudier leur stabilité, et le bruit qu'ils génèrent sur les signaux lorsqu'ils sont branchés au détecteur. Les signaux de sortie des pré-amplificateurs ont une durée d'environ  $6\text{-}8 \mu\text{s}$  ( $d_{\text{cathode-anode}} \sim 40 \text{ cm} \times v_e \sim 5.2 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ ). Ces signaux sont dupliqués par un module Fan-In-Fan-Out (FIFO). L'un des signaux est envoyé dans un module ORTEC 672 qui l'amplifie et le met en forme. Le maximum du signal en sortie de l'ORTEC 672 est ensuite codé grâce à un module ADC (*Amplitude to Digital Converter*) CAEN V785 [192]. Cette carte a une gamme dynamique de  $0\text{-}4 \text{ V}$  sur 12 bits. Son temps mort de  $2.5 \mu\text{s}$  est inférieur à celui de l'acquisition GET. Ce n'est donc pas elle qui limite le taux d'acquisition du dispositif. L'autre signal en sortie du pré-amplificateur est envoyé dans une carte CAEN V1724 [193] afin de le numériser. Cette carte a été choisie car sa fréquence d'échantillonnage de  $100 \text{ MHz}$  et la profondeur utilisée de  $4096$  points permettent de couvrir une plage temporelle de  $41 \mu\text{s}$ . Elle permet donc de coder le signal avec une précision suffisante (période d'échantillonnage de  $10 \text{ ns}$ ) pour pouvoir reconstruire le profil de perte d'énergie des fragments. La gamme dynamique de la carte est de  $0\text{-}2.25 \text{ V}$  dont les valeurs sont codées sur 14 bits.

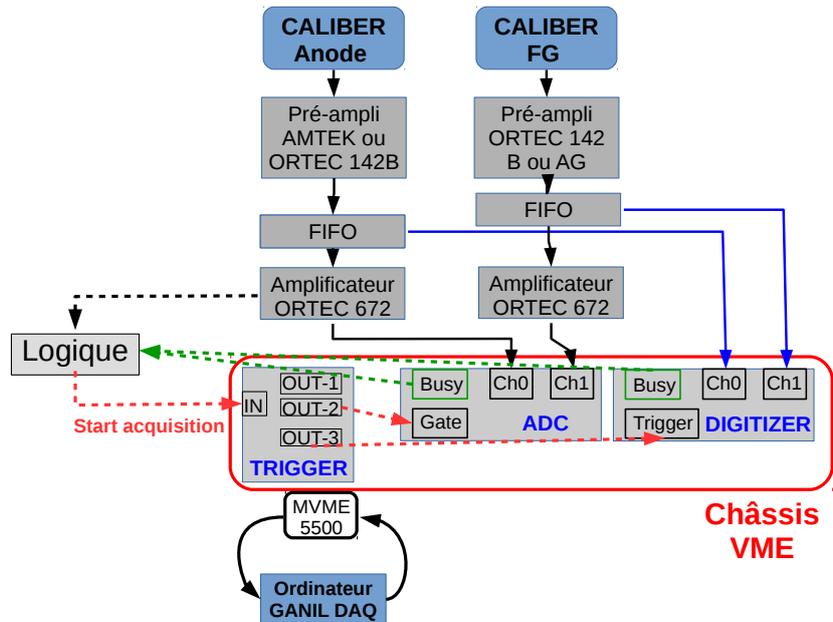


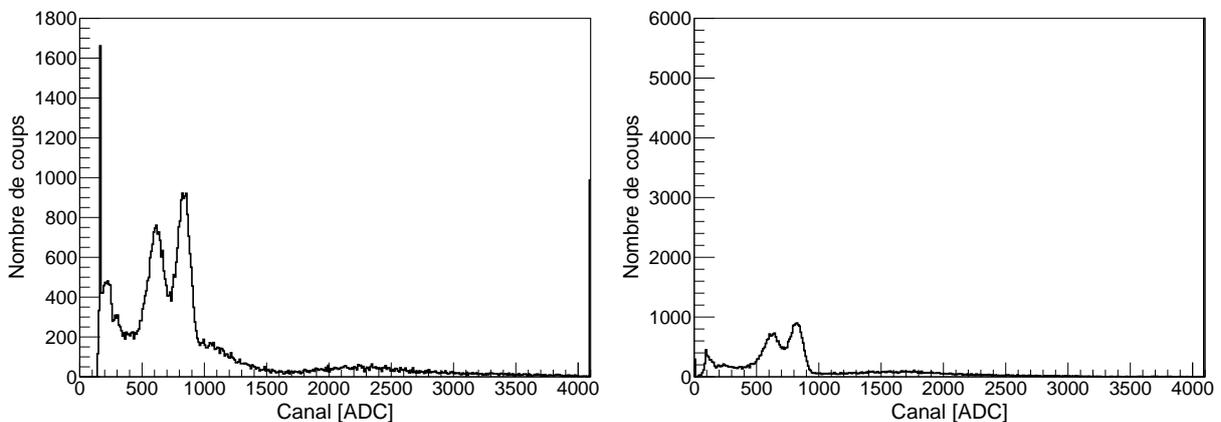
FIGURE C.10.4 – Schéma de l'électronique associée à CALIBER.

## 10.2.3 Réponse du détecteur

### 10.2.3.1 Spectroscopie d'une source de $^{252}\text{Cf}$

La réponse du détecteur a été étudiée en plaçant une source de  $^{252}\text{Cf}$  de 118 kBq devant la fenêtre d'entrée du détecteur. Les mesures ont été réalisées en enregistrant les signaux de l'anode et de la grille de Frisch branchées aux pré-amplificateurs ORTEC 142B et ORTEC 142AG. L'isobutane dans le détecteur est à une pression de 28 mbar pour arrêter les fragments dans la zone de dérive de CALIBER. La cathode est polarisée à -8 kV.

Les spectres obtenus sont présentés sur la Figure C.10.5. Nous n'aborderons ici que l'allure générale. La résolution sera discutée à la Section 10.4. Les spectres présentent deux bosses représentant le groupe des fragments lourds et légers respectivement autour des canaux 600 et 800. Il y a aussi un pic de saturation associé au canal  $\sim 4100$  (signaux d'amplitude supérieure à 4 V) et une bosse centrée sur le canal  $\sim 2300$  et de  $\sim 250$  canaux de largeur. Une petite bosse autour du canal 300 est aussi observée. La corrélation des spectres anode et grille de Frisch, représentée sur la Figure C.10.6, permet de sélectionner les fragments de fission (contour rouge). Cette sélection permet d'obtenir les spectres nettoyés de l'anode et de la grille de Frisch représentés sur la Figure C.10.7.


 FIGURE C.10.5 – Spectres du  $^{252}\text{Cf}$  obtenus sur l'anode (gauche) et sur la grille de Frisch (droite).

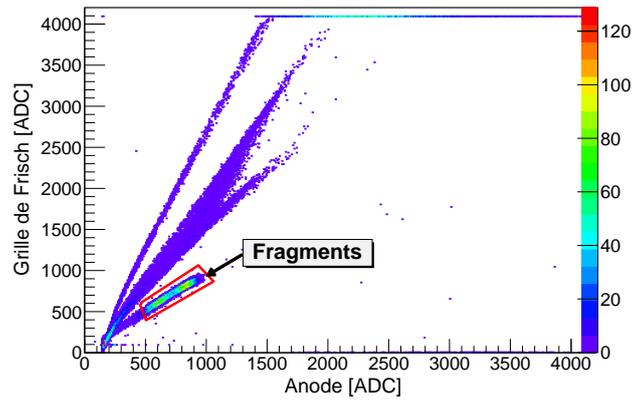
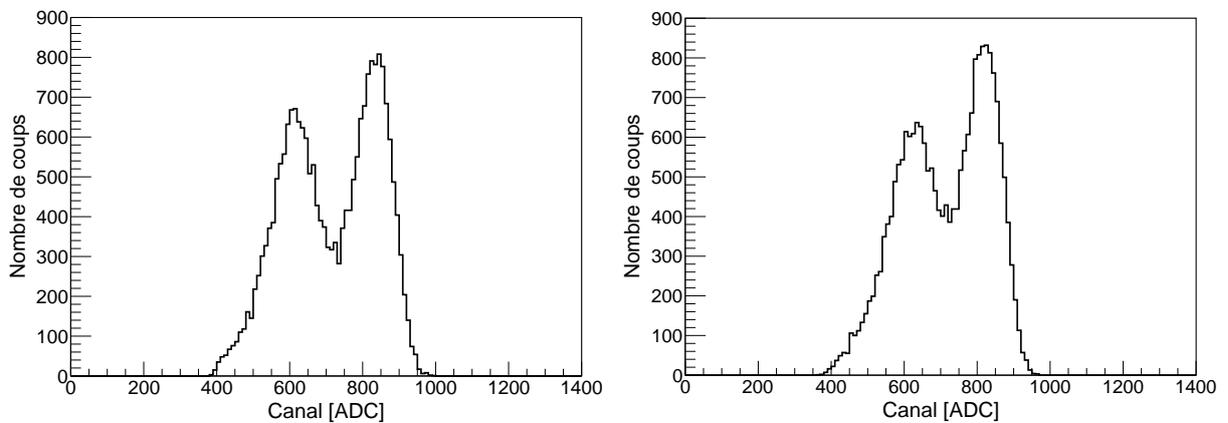


FIGURE C.10.6 – Corrélation des signaux de l'anode et de la grille de Frisch.

FIGURE C.10.7 – Spectres du  $^{252}\text{Cf}$  obtenus sur l'anode (gauche) et sur la grille de Frisch (droite), après sélection des fragments de fission selon la coupure définie sur la Figure C.10.6.

La numérisation des signaux en sortie des pré-amplificateurs a permis de voir que les structures ne représentant pas des fragments sont des claquages et des décharges. Deux exemples sont représentés sur la Figure C.10.8. Typiquement les signaux à gauche et droite de la Figure C.10.8 sont respectivement liés aux canaux d'environ 1000-1500 ADC sur le spectre anodique (Figure C.10.5 gauche) et de 4100 ADC sur le spectre de la grille de Frisch (Figure C.10.5 droite).

Nous verrons au Chapitre 11 que lorsque la source de  $^{252}\text{Cf}$  est placée devant les deux détecteurs de temps de vol et que le déclenchement des acquisitions se fait avec la logique basée sur la coïncidence des détecteurs de temps de vol *Start* et *Stop*, il n'y a plus ces claquages et ces décharges dans les spectres anode et grille de Frisch.

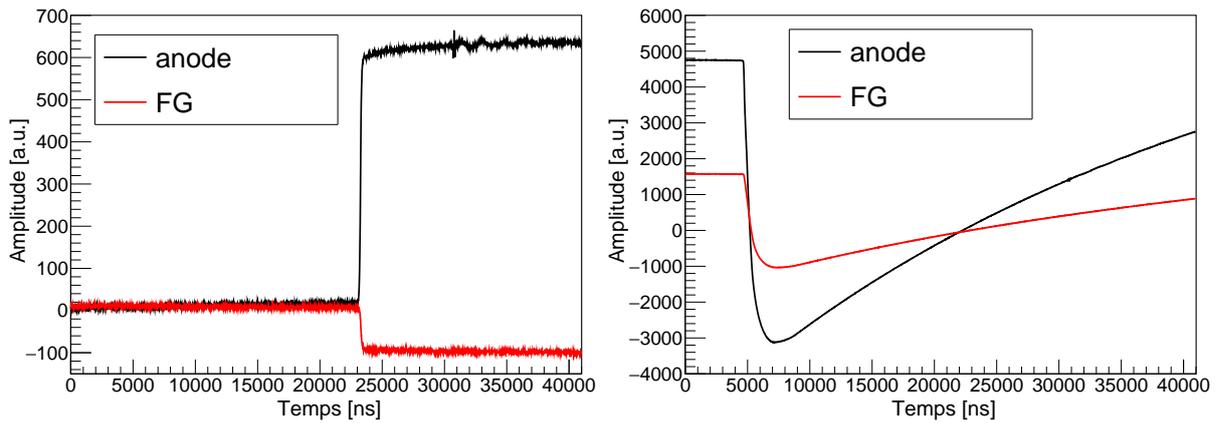


FIGURE C.10.8 – Signaux obtenus en sortie des pré-amplificateurs de charge associés à des événements de claquage (gauche) et de décharge (droite).

### 10.2.3.2 Évolution temporelle de la réponse du détecteur

Le canal moyen associé au pic des fragments légers a été mesuré en fonction du temps après la mise sous tension du détecteur (Figure C.10.9). On voit que la stabilisation est atteinte après 1h30. La forme de la courbe ressemble à celle d'un circuit électronique de type RC. En effet, la charge d'un tel circuit est décrite par la fonction  $f(x) = A(1 - \exp(-x/\tau))$ , avec  $A$  et  $\tau$  respectivement la valeur asymptotique du canal et  $\tau$  le temps caractéristique de la charge du circuit RC. L'ajustement des points expérimentaux par  $f(x)$  conduit à une valeur de  $\tau \sim 38$  min soit 2300 s. Ce temps caractéristique n'est pas lié à un quelconque courant de fuite présent dans le détecteur, car ce paramètre, contrôlé par le module haute tension, ne varie pas. Une hypothèse serait que ce temps caractéristique est lié à la capacité du corps de chambre en POM-C de CALIBER. Si le circuit RC est formé du pont de résistance de 400 M $\Omega$  du dégradeur de champ et de la capacité du corps de chambre, la valeur de cette dernière serait d'environ 6  $\mu$ F, ce qui paraît très élevé.

L'origine de ce temps de stabilisation n'ayant pas été élucidée, un temps d'attente d'environ 1h30 après la mise sous tension du détecteur est nécessaire avant de réaliser des mesures. Néanmoins si ce temps caractéristique est lié au corps de chambre en POM-C de CALIBER, un remplacement de celui-ci par un corps de chambre métallique devrait permettre de résoudre ce problème.

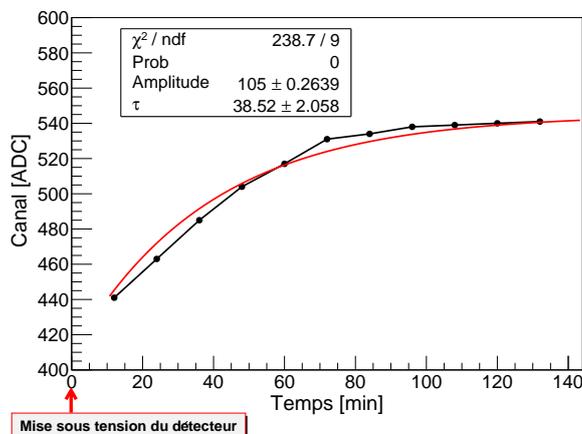


FIGURE C.10.9 – Évolution temporelle du canal moyen associé au pic léger du  $^{252}\text{Cf}$  après la mise sous tension du détecteur.

## 10.3 Études de deux grilles de Frisch

### 10.3.1 Généralités sur les grilles de Frisch et application à CALIBER

La grille de Frisch (FG) d'une chambre à ionisation axiale doit assurer l'indépendance du signal anodique au mouvement des charges, électrons et ions, présentes dans la zone de dérive tout en ayant une transmission des électrons de la zone de dérive vers la zone d'induction proche de 100 %. La capacité du système FG-gaz-anode doit être minimisée afin de maximiser le rapport signal sur bruit. Les caractéristiques de la grille de Frisch de CALIBER et la géométrie du détecteur conduisent à une capacité d'approximativement 1.4 pF.

#### 10.3.1.1 Transmission des électrons

La grille de Frisch, introduite entre la cathode et l'anode, constitue un obstacle physique pour les électrons. L'acheminement de ces derniers de la zone de dérive à la zone d'induction est possible si et seulement si le rapport des champs électriques entre ces deux zones  $E_i/E_d$  est suffisamment grand. Bunemann et al. [194] quantifie ce rapport en se basant sur la géométrie du détecteur tel que :

$$\frac{E_i}{E_d} \geq \frac{1 + \frac{2\pi r}{g}}{1 - \frac{2\pi r}{g}} \quad (\text{C.10.1})$$

avec  $g$  la distance entre deux fils et  $r$  le rayon d'un fil. D'après les caractéristiques de CALIBER énoncées dans la Section 10.2.1 ( $g=4$  mm,  $r=85$   $\mu\text{m}$ ), la valeur de  $E_i/E_d$  doit être supérieur à 1.31. Dans la configuration électrique originelle de CALIBER (configuration A de la Figure C.10.3), son rapport de champ est fixé à 2 par sa géométrie. Cette valeur est supérieure à 1.3 et assure donc, d'après ce critère, la totalité de la transmission des électrons.

Lors du tissage de la grille de Frisch, la tension mécanique appliquée sur les fils doit au moins être supérieure à la force de répulsion électrostatique entre deux fils adjacents [154] :

$$T_{fil} > \frac{1}{4\pi\epsilon} \left( \frac{CVL}{s} \right)^2 \quad (\text{C.10.2})$$

avec  $V$  la tension électrique appliquée sur le fil,  $L$  la longueur du fil,  $C$  la capacité du détecteur et  $s$  l'espacement entre deux fils. Dans le cas de CALIBER, la tension mécanique à appliquer doit être supérieure à environ 200 g. Si elle est inférieure les fils vont se mettre à osciller entre deux positions d'équilibre instable haute et basse [154]. Ce mouvement de fil induit alors un signal sur l'anode et perturbe la transmission des électrons d'une zone à une autre. La tension mécanique pouvant être appliquée dépend du diamètre du fil et de son module d'Young. Dans notre cas, les fils sont tendus en appliquant une masse de 400 g à leur extrémité.

#### 10.3.1.2 Inefficacité de la grille

Une grille de Frisch ne pouvant être construite de manière parfaite, elle possède une inefficacité  $\sigma$  à écranter le signal induit sur l'anode par le mouvement des particules chargées dans la zone de dérive. Dans la littérature deux méthodes, basées sur des considérations purement géométriques du détecteur, permettent de déterminer sa valeur : la méthode de Göök ( $\sigma_G$ ) [195] et la méthode de Bunemann ( $\sigma_B$ ) [194].

La méthode de Göök [195], proposée en 2012, consiste à ajuster le potentiel réduit associé à l'anode par :

$$V_w^{anode} = \begin{cases} \sigma \left(1 + \frac{x}{D}\right) & , \text{ si } -D < x < 0 \\ \sigma + (1 - \sigma) \frac{x}{p} & , \text{ si } 0 < x < p \end{cases} \quad (\text{C.10.3})$$

avec  $\sigma$  un paramètre libre représentant l'inefficacité de la grille de Frisch,  $D$  la profondeur de la zone de dérive,  $p$  la profondeur de la zone d'induction et  $x$  la distance entre le point de l'espace

considéré et l'électrode de mesure. Le LPC-Caen a dimensionné la grille de Frisch en se basant sur cette méthode pour déterminer son inefficacité. La carte de champ électrique réduit (cf. Section 8.4) de CALIBER est visible sur la Figure C.10.10. L'ajustement de ces lignes de champ par l'Équation C.10.3 conduit à une inefficacité de la grille de Frisch de  $\sigma_G \sim 2\%$  [181].

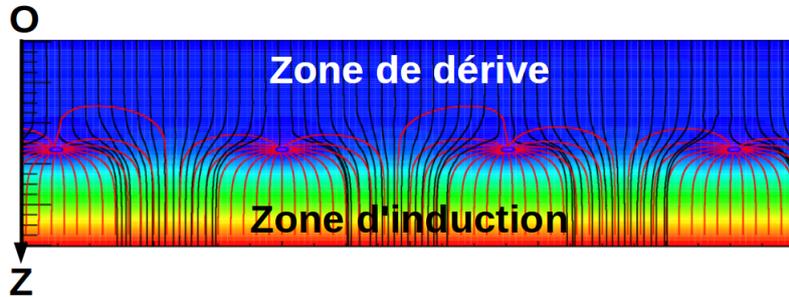


FIGURE C.10.10 – Carte de champ électrique réel (traits noirs) et réduit (traits rouges) au niveau de la grille de Frisch [181].

La méthode de Bunemann, datant de 1949, permet de calculer l'inefficacité de la grille de Frisch avec la relation :

$$\sigma = \frac{g}{2\pi b} \ln \left( \frac{g}{2\pi r} \right) \quad (\text{C.10.4})$$

avec  $g$  la distance entre deux fils,  $r$  le rayon d'un fil et  $b$  la distance grille-anode. Les chambres à ionisation axiales présentées dans le Tableau C.10.1 et pour lesquelles la valeur de  $\sigma$  était mentionnées ( $\sigma_B$ ) ont toutes été dimensionnées en utilisant ce critère. Avec cette méthode, l'inefficacité de la grille de Frisch de CALIBER est égale à  $\sigma \sim 26\%$ .

La détermination de l'inefficacité de la grille de Frisch de CALIBER avec la méthode de Bunemann ( $\sigma_B$ ) et celle de Göök ( $\sigma_G$ ) conduit à des valeurs très différentes, respectivement  $\sigma_B \sim 26\%$  et  $\sigma_G \sim 2\%$ . La question se pose alors de savoir quelle méthode doit être appliquée lors du dimensionnement d'une grille de Frisch ? Pour tenter de répondre à cette question, pendant la thèse, une deuxième grille de Frisch a été réalisée en se basant sur la méthode de Bunemann.

Une micro-grille de 50 LPI (Lines Per Inch) a été installée. Les caractéristiques exactes de la micro-grille (Figure C.10.11) ont été déterminées à l'aide d'un microscope. L'espacement entre deux fils est de  $470 \pm 5 \mu\text{m}$  et le diamètre d'un fil est de  $50 \pm 5 \mu\text{m}$ . Avec ces dimensions la méthode de Bunemann donne une inefficacité inférieure  $\sigma_B \sim 2\%$  (Équation C.10.4).

Dans leur article [195], A. Göök et al. déterminent une corrélation linéaire entre l'inefficacité d'une grille de Frisch calculée avec la méthode de Bunemann et une obtenue par l'ajustement du champ réduit. Ces auteurs montrent que pour des micro-grilles dont l'inefficacité  $\sigma_B$  est d'environ 2 %, l'inefficacité obtenue par l'ajustement des lignes de champ réduit ( $\sigma_G$ ) est aussi d'environ 2 %. Par conséquent la micro-grille utilisée ici devrait avoir une inefficacité  $\sigma_G \sim 2\%$  sachant que  $\sigma_B \sim 2\%$ .

Les deux grilles de Frisch testées sont visibles sur la Figure C.10.12.

Chambre		Paramètres géométriques					
Fission	Autre	$D$ [cm]	$p$ [cm]	$S$ [cm <sup>2</sup> ]	$\varnothing_{fil}$ [ $\mu$ m]	$d_{fils}$ [mm]	$\sigma_{FG}$ [%]
Oed [35]		4.5	0.5	1.8	10	1.0	/
SPIDER-1 [196]		8.1	0.75	21.4			/
SPIDER-2 [197]		12.91	0.9	81.7			/
STEFF [198]		17.0		176.6	50.0	2.0	1.7
STEFF Bras1 [198]		15.6	1.4	705	50.0	2.0	/
STEFF Bras2 [198]		10.0	7.0	705	50.0	2.0	/
Sanami [199] [200]		30.0	5.0	50.2	100.0	1.0	/
	Barna [201]	20.0	2.0	16.6	20.0	1.0	2.0
	Schiessl [186]	16.0	1.0	/	50.0	1.0	/
	Gruhn [183]	28.0	3.0	/	40.0	560	/
	Asselineau [184]	22.5	0.5	12.6	150.0	0.8	1.5
	McDonald [185]	23.0	1.5	256	38.0	0.625	1
	Saha [202]	22.0	1.9	484	75.0	1.27	1.8
	Farrar [188]	40.0	1.91	2155	254.0	1.27	0.7
	Santos [187]	15.5	1.0	44.1	20.0	1.0	1.7

Tableau C.10.1 – Caractéristiques géométriques et inefficacité de la grille de Frisch de différentes chambres à ionisation axiales précédemment construites. Dans cette Table,  $D$  représente la distance cathode-grille,  $p$  la distance grille-anode,  $S$  la surface du détecteur,  $\varnothing_{fil}$  le diamètre des fils,  $d_{fils}$  la distance entre les fils et  $\sigma_{FG}$  l'inefficacité de la grille de Frisch déterminée selon le critère de Bunemann.

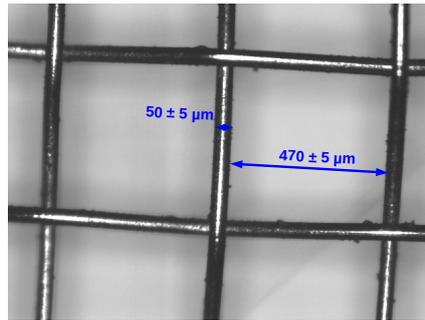


FIGURE C.10.11 – Photographie, réalisée avec un microscope, des mailles de la grille de Frisch en micro-grille 50 LPI (Line Per Inch). L'espacement entre les fils est de  $470 \pm 5 \mu\text{m}$  et le diamètre des fils est de  $50 \pm 5 \mu\text{m}$ .

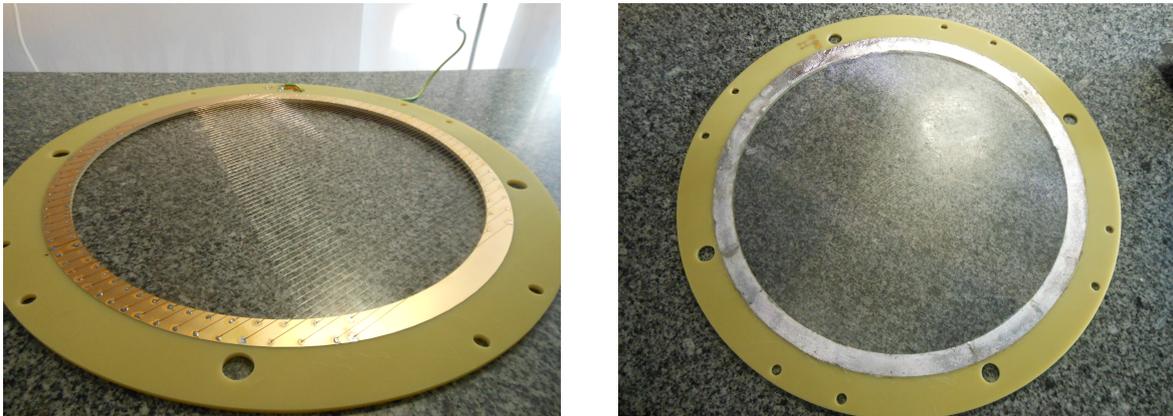


FIGURE C.10.12 – Photographies des grilles de Frisch : à gauche une grille constituée de fils de diamètre de  $170 \mu\text{m}$  espacés de  $4.0 \text{ mm}$  et à droite une grille 50 LPI constituée de fils de diamètre de  $50 \mu\text{m}$  espacés de  $470 \mu\text{m}$ .

### 10.3.2 Caractérisation du détecteur pour chaque grille de Frisch

Les conditions optimales d'utilisation (pression, champs électriques dans la zone de dérive ( $E_d$ ) et d'induction ( $E_i$ )) de la chambre à ionisation pour chacune des deux grilles de Frisch sont ici recherchées. Une fois les conditions optimales déterminées, l'objectif est de savoir si pour la grille de Frisch en fils l'inefficacité donnée par le critère de Bunemann est pertinente ou si c'est celle donnée par le critère de Göök qui doit être retenue.

Pour réaliser ces tests, une source de  $^{252}\text{Cf}$  d'activité de 118 kBq a été placée devant les deux détecteurs de temps de vol. De cette façon les spectres des fragments obtenus sur l'anode et la grille de Frisch sont propres (cf. Section 10.2.3.1). Les fragments traversent donc les deux feuilles émissives des MWPC-SeD de  $0.5\ \mu\text{m}$  de mylar ainsi que la fenêtre d'entrée de CALIBER de  $0.9\ \mu\text{m}$  de mylar. Les pré-amplificateurs de charge ORTEC 142B et ORTEC 142 AG sont branchés à l'anode et à la grille de Frisch.

Les pics des groupes des fragments légers et lourds sont alors ajustés par une fonction gaussienne. Les systèmes FG-gaz-anode avec la FG en fils et la FG en micro-grille n'ont *a priori* pas la même capacité. Il n'est donc pas possible de comparer les valeurs d'amplitude données en canaux d'ADC. Il faut donc convertir la valeur du canal ADC en une valeur de charge. Par conséquent, pour chaque grille un étalonnage avec un générateur de signaux a été réalisé afin d'associer une valeur de canal ADC à un nombre d'électrons ( $Q$ ) qui est alors donné par :

$$Q = \frac{C_{test}U}{1.6 \times 10^{-19}} \quad (\text{C.10.5})$$

avec  $C_{test}$  la capacité de la voie test du pré-amplificateur ORTEC 142B qui est égale à 2 pF et  $U$  l'amplitude du signal envoyé dans l'entrée test de l'ORTEC 142B. Les signaux du générateur ont un temps de montée de  $10\ \mu\text{s}$  pour simuler le signal physique issu du détecteur. Les courbes d'étalonnage obtenues pour chacune des grilles de Frisch sont présentées sur la Figure C.10.13.

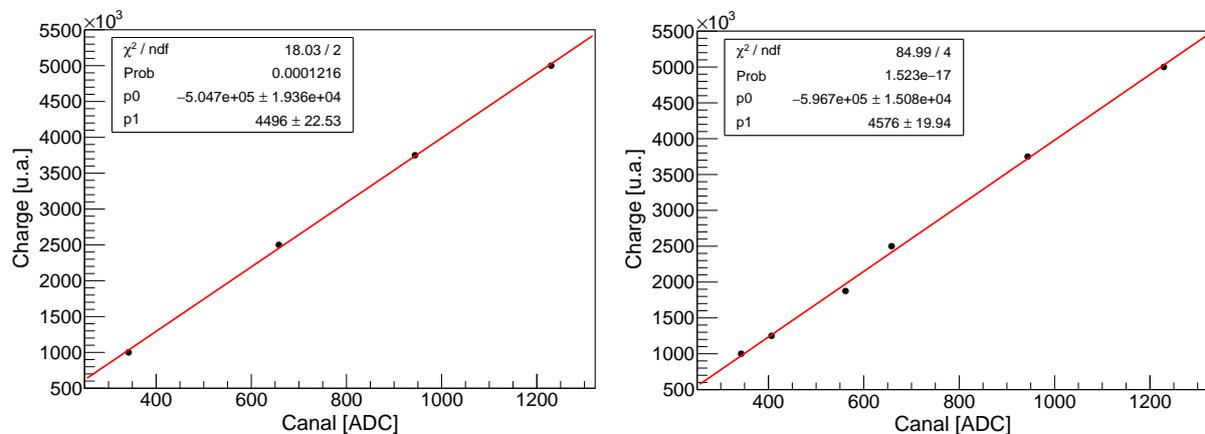


FIGURE C.10.13 – Courbes d'étalonnages associés aux systèmes de détection avec une grille de Frisch en fils (gauche) et en micro-grille (droite).

Pour chacune des grilles de Frisch du détecteur l'évolution de l'emplacement du pic léger sera étudiée en fonction :

- du champ réduit dans la zone d'induction ( $E_i/P$ ) pour déterminer le régime de chambre à ionisation. Pour cela, la variation de  $E_i/P$  se fait en changeant soit la valeur de la tension de l'anode ou soit celle de la pression à l'intérieur du détecteur. Pour changer la tension de l'anode, celle-ci a été polarisée en passant de la configuration **A**) à **B**) sur la Figure C.10.3.
- du rapport de champ ( $R = \frac{E_i}{E_d}$ ) pour déterminer la transparence des grilles. Pour cela, la valeur du rapport de champ  $R = \frac{E_i}{E_d}$  est changée en variant la tension de l'anode pour une tension cathodique fixée.

Les erreurs sur les points de mesure sont calculées à partir de la formule classique de propagation des erreurs. Elles tiennent compte de l'incertitude sur les coefficients de la droite d'étalonnage (Figure C.10.13).

### 10.3.2.1 Grille de Frisch en fils

Pour la grille de Frisch en fils, l'évolution de la charge  $Q$  en fonction du rapport de champ  $R$ , représentée sur la Figure C.10.14 (gauche), montre que la charge augmente lorsque  $R$  croît de 0 à 2. Pour des valeurs de  $R$  supérieures à 2, la charge  $Q$  est la même à l'intérieur des incertitudes. Ces courbes montrent donc que la transmission des électrons est assurée pour une valeur de  $R$  supérieure à 2. Cette valeur n'est pas très éloignée de celle fournie par le critère de Bunemann qui est  $R_B = 1.3$  (Équation C.10.1). La valeur  $R = 2$ , imposée originellement par construction dans CALIBER, permet donc d'assurer la bonne transmission des électrons dans la zone d'induction. Il convient donc de se placer à des valeurs de  $R$  supérieures pour avoir une marge de sécurité.

L'évolution de la charge collectée  $Q$  en fonction du champ réduit dans la zone d'induction, représentée sur la Figure C.10.14 (droite), montre que la valeur de  $Q$  augmente à mesure que le champ réduit croît de 0 à 10 V/cm/mbar. A partir de 10 V/cm/mbar, la charge  $Q$  collectée est stable. Le régime de chambre à ionisation est atteint. La charge  $Q$  commence alors à augmenter pour des valeurs  $E_i/P$  supérieures 45 V/cm/mbar, signant le début du régime d'amplification.

Pour un champ  $E_i/P \sim 25$  V/cm/mbar (Figure C.10.14 droite), lorsque le champ réduit dans la zone de dérive  $E_d/P$  varie de 3.75 V/cm/mbar à 8 V/cm/mbar, la charge collectée n'évolue pas (à l'intérieur des erreurs statistiques). Par conséquent le champ réduit dans la zone de dérive permet d'acheminer les charges jusqu'à la zone d'induction.

Avec la grille de Frisch en fils, le point de fonctionnement du détecteur en régime chambre à ionisation est donc fixé à un rapport de champ  $R = 5$  et un champ réduit  $E_i/P = 26.5$  V/cm/mbar. En pratique cela correspond à une pression d'isobutane de 30 mbar, une tension cathodique de -6 kV et une tension anodique de +250 V.

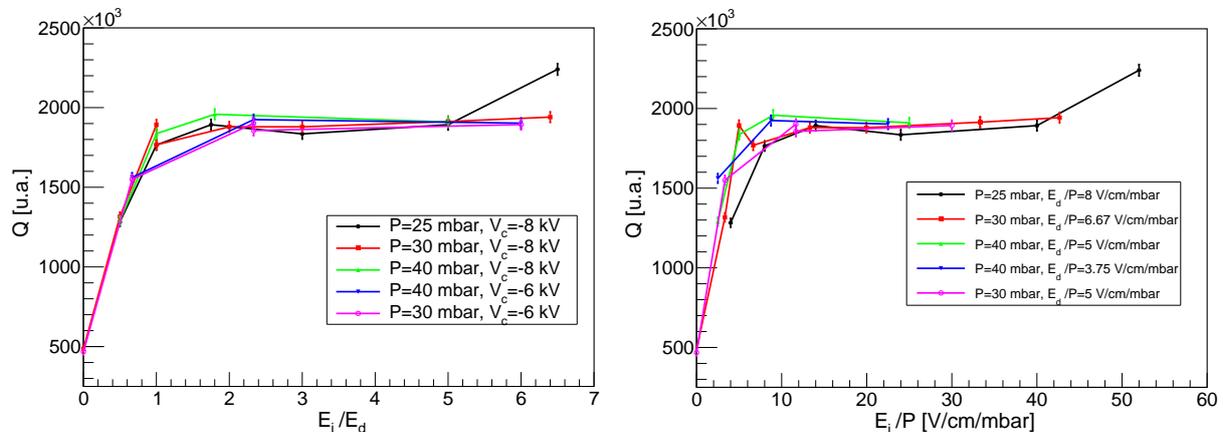


FIGURE C.10.14 – Évolution de la valeur moyenne du pic léger d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  en fonction du rapport de champ  $R = \frac{E_i}{E_d}$  (gauche) et du champ réduit dans la zone d'induction  $E_i/P$  (droite), pour la grille de Frisch constituée de fils.

### 10.3.2.2 Grille de Frisch en micro-grille

L'évolution de la charge en fonction du rapport de champ (Figure C.10.15 droite) montre que la charge collectée augmente lorsque la valeur de  $R = \frac{E_i}{E_d}$  croît de 0 à 4. Ensuite selon la valeur de la tension cathodique ( $V_c$ ) et de la pression dans le détecteur, ces courbes ont différents comportements liés au régime du détecteur (recombinaison, chambre à ionisation, amplification). Les courbes noires et rouges ne présentent aucun plateau en charge en fonction de  $R$  contrairement aux courbes vertes, bleues et roses. Cela est dû au fait que pour  $V_c = -8$  kV et une pression inférieure à 40 mbar, l'évolution de la charge en fonction de  $E_i/P$  (Figure C.10.15

droite) ne présente aucun plateau caractéristique du régime de chambre à ionisation. Sur la Figure C.10.15 (droite) les courbes vertes, bleues et roses présentent elles un plateau dont la largeur varie en fonction de la pression et de la tension cathodique. Globalement ce plateau apparaît pour  $R = 4$ . Il convient donc de se placer sur ce plateau pour assurer une bonne transmission des électrons de la zone de dérive vers la zone d'induction. Par conséquent pour cette grille de Frisch, la valeur prédite par le critère de Bunemann,  $R_B = 1.8$  (Équation C.10.1), n'est pas vérifiée. Ce critère dérivé à partir d'une grille de Frisch constituée de fils n'est donc pas extrapolable au cas des grilles de Frisch en micro-grille. Cette relation ne semble donc valide que pour des grilles constituées de fils pour lesquelles ce critère a été défini.

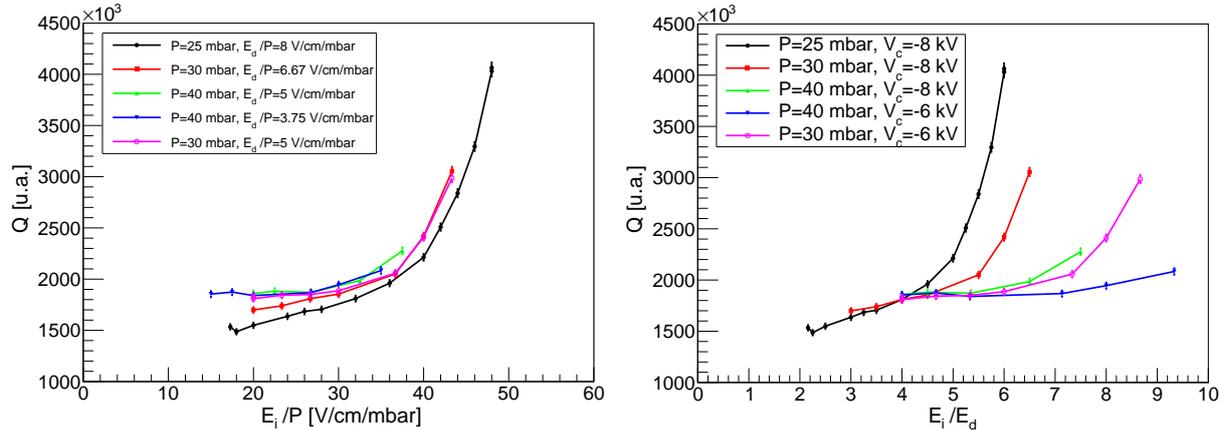


FIGURE C.10.15 – Évolution de la valeur moyenne du pic léger d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  en fonction du champ réduit dans la zone d'induction  $E_i/P$  (gauche) et du rapport de champ  $R = \frac{E_i}{E_d}$  (droite), pour la grille de Frisch en micro-grille.

Pour une valeur  $E_i/P$  égale à 25 V/cm/mbar, la charge  $Q$  est identique quel que soit la valeur de  $E_d/P$  comprise entre 3.75 et 6.5 V/cm/mbar. Ensuite pour  $E_d/P$  supérieur à 6.5 V/cm/mbar,  $Q$  diminue. Cette diminution est liée à la diminution du rapport de champ  $E_i/E_d$  comme le montre la partie droite de la Figure C.10.15.

En considérant ensuite la courbe violette représentant la série de mesures réalisée à  $P=30$  mbar et  $V_c=-6$  kV, la charge  $Q$  est stable pour des valeurs  $E_i/P$  comprises entre 20 et 30 V/cm/mbar. Au-delà de cette valeur le nombre de charge  $Q$  commence à augmenter. Le début du régime d'amplification dans la zone d'induction apparaît.

Les courbes noires et rouges, associées à des champs réduits  $E_d/P$  respectivement de 6.5 et 8 V/cm/mbar, quant à elles ne présentent pas le plateau caractéristique du régime de chambre à ionisation. En effet, sachant que la transmission des électrons de la zone de dérive vers la zone d'induction est maximale à partir d'un rapport de champ  $E_i/E_d \sim 4.5$ , le rapport de champ  $E_i/P$  doit être supérieur ou égal à 29 et 36 V/cm/mbar. Or à partir de ces valeurs, le champ réduit  $E_i/P$  est suffisamment élevé pour que les électrons primaires commencent à générer des électrons secondaires. Finalement le régime de chambre à ionisation n'est pas visible car soit la valeur de  $E_i/P$  n'est pas assez élevée pour transmettre la totalité des électrons de la zone de dérive vers la zone d'induction soit il le permet, mais dans ce cas sa valeur est suffisamment élevée pour être dans le régime d'amplification.

Finalement le régime de chambre à ionisation est trouvé au terme d'un compromis entre les trois rapports  $E_i/P$ ,  $E_d/P$  et  $E_i/E_d$  qui doit assurer la transmission totale des électrons de la zone de dérive vers la zone d'induction avec des champs réduits suffisamment faibles pour ne pas avoir d'amplification. Le point de fonctionnement de CALIBER avec une grille de Frisch en micro-grille est donc fixé à  $E_i/P=26$  V/cm/mbar,  $E_d/P=5$  V/cm/mbar et donc  $E_i/E_d=5.2$ . Cela revient à faire fonctionner CALIBER avec de l'isobutane à une pression de 30 mbar, à polariser la cathode à -6 kV et l'anode à +250 V.

### 10.3.3 Comparaison des grilles de Frisch

Le régime de chambre à ionisation du détecteur est obtenu quelle que soit la grille de Frisch utilisée, en fils ou en micro-grille, pour une pression d'isobutane de 30 mbar, une tension cathodique de -6 kV et une tension anodique de +250 V. Le champ réduit dans la zone d'induction est donc égal à 26.5 V/cm/mbar. L'évolution de la charge collectée en fonction du champ réduit représentée sur la Figure C.10.16 montre que pour cette valeur de champ réduit la charge collectée est semblable quelle que soit la grille de Frisch. La charge pour une grille en fils n'est pas plus élevée que celle en micro-grille. Si la grille en fils était moins efficace, on pourrait s'attendre à ce que la charge induite soit plus élevée car une partie proviendrait du mouvement des charges présentes dans la zone de dérive. Ce n'est pas le cas ici. Par conséquent l'inefficacité de la grille de Frisch en fils de 25 % prédite par le critère de Bunemann n'est pas vérifiée.

Finalement les deux grilles de Frisch testées donnent les mêmes résultats lorsque le régime de chambre à ionisation est choisi.

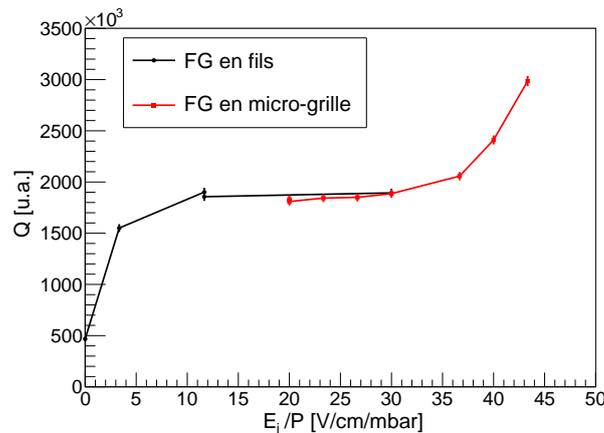


FIGURE C.10.16 – Évolution de la valeur moyenne du pic des fragments légers d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  en fonction du champ réduit dans la zone d'induction pour deux grilles de Frisch. La pression d'isobutane dans le détecteur est fixée à 30 mbar et la tension cathodique à -6 kV.

## 10.4 Résolutions en énergie de CALIBER

### 10.4.1 Résolution en énergie avec des particules alphas

Dans cette partie la méthode de détermination de la résolution en énergie de CALIBER est présentée. Les mesures sont réalisées avec une source d' $^{241}\text{Am}$  dont 85 % des particules alphas émises ont une énergie de 5.48 MeV. L'activité de la source est de 23.1 kBq. Une simulation Geant4 a permis de déterminer que la pression d'isobutane permettant d'arrêter les alphas dans la zone de dérive est de 40 mbar. Cette valeur a été confirmée expérimentalement en faisant varier la pression dans le détecteur jusqu'à ce que le pic alpha soit stable.

Le spectre de la Figure C.10.17 a été obtenu avec un pré-amplificateur AMTEK A250 branché sur l'anode du détecteur et un condensateur de 2.2 nF relié à la masse sur la grille de Frisch. Ce spectre présente trois structures : un pic autour du canal 900 représentant le pic alpha, une bosse s'étalant du canal 100 à 900, et un pic autour du canal 150. Une mesure du bruit de fond, visible en rouge sur cette figure, a montré que le pic au canal 150 est du bruit électronique. La bosse allant du canal 100 à 900 s'explique par la géométrie du système de détection source-CALIBER. La modélisation de ce système avec Geant4, dont les résultats sont visibles sur la Figure C.10.18, montre que cette bosse est due à des particules alphas qui déposent une partie de leur énergie dans la chambre avant d'être stoppées dans le corps de chambre de CALIBER. En effet la trajectoire d'un alpha est déterminée par le couple d'angles  $(\theta, \phi)$ . Lorsque  $\theta = 1.5$  rad et  $\phi = 0$  rad, les particules ont des trajectoires parallèles à l'axe de symétrie du détecteur et déposent la totalité de leur énergie dans le détecteur. La Figure C.10.18 montre effectivement

que pour des  $\phi$  compris entre 1.2 et 1.8 rad, la totalité de l'énergie est déposée (alphas d'énergie 5.48 MeV). Lorsque l'angle d'émission s'éloigne de  $\theta = 1.5$  rad, l'énergie déposée par les alphas dépend alors de la distance qu'ils parcourent dans le gaz avant de s'implanter dans le corps de chambre.

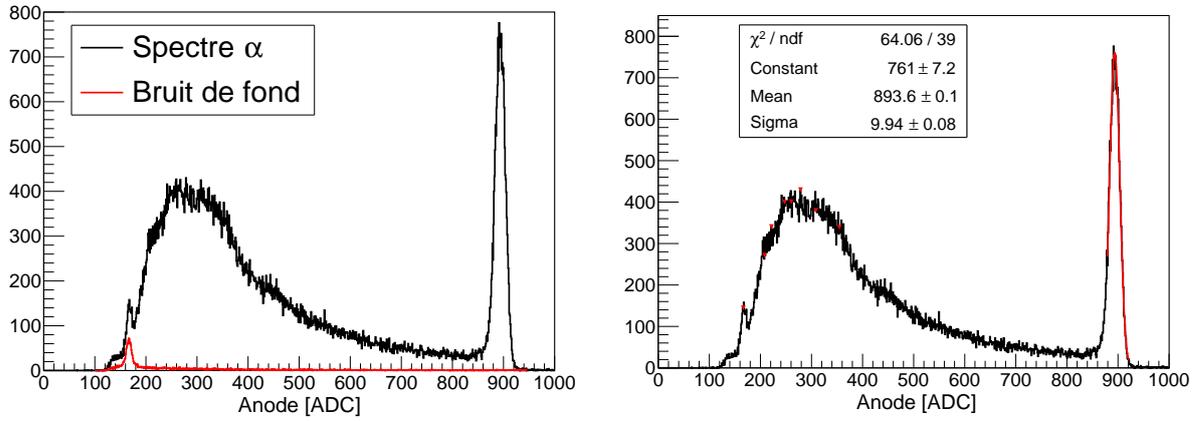


FIGURE C.10.17 – Spectres en énergies des alphas obtenus avec une tension cathodique de  $-8$  kV, une pression de 40 mbar d'isobutane, avec la contribution du bruit de fond électronique (à gauche) et avec le pic alpha ajusté par une fonction gaussienne (à droite).

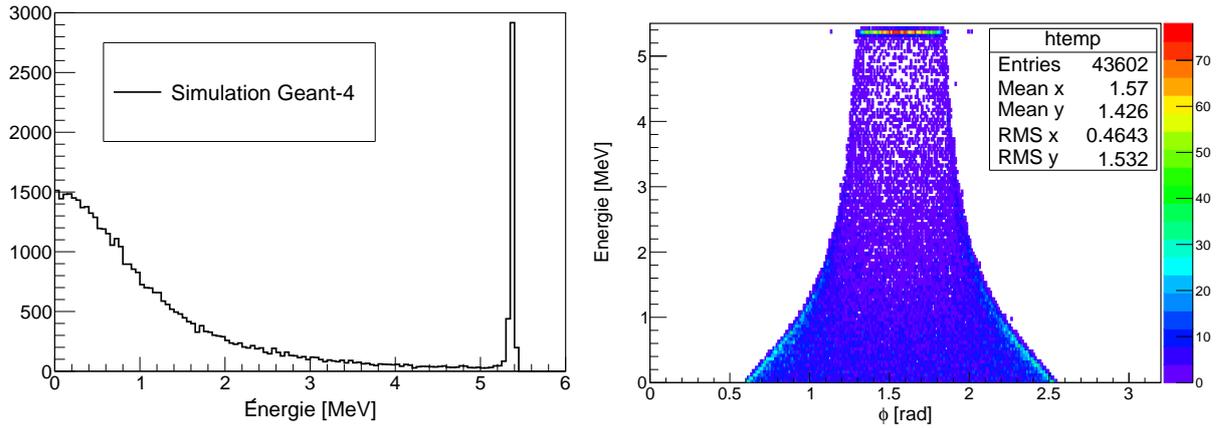


FIGURE C.10.18 – A gauche : Spectre alpha obtenu avec la simulation Geant4 du dispositif expérimental. A droite : Énergie déposée par les particules alpha de 5.48 MeV dans CALIBER en fonction de leur angle d'émission  $\phi$ . Le pas de la grille en énergie est de 50 keV et celui de l'angle est de 0.01 rad.

L'incertitude  $\sigma_{\text{mesure}}$  et l'amplitude moyenne du pic  $\bar{E}$  sont obtenues en ajustant le pic alpha par une fonction gaussienne sur une plage en canaux telle que  $\frac{\chi^2}{ndf} \sim 1-2$ , comme le montre la Figure C.10.17. La contribution de l'élargissement de la distribution en énergie des alphas due à leur passage à travers la fenêtre d'entrée du détecteur est de  $\sigma_{\text{mylar}} = 25$  keV, ce qui est négligeable (simulation Geant4). La résolution en énergie  $R_E$  (avec  $\Delta E$  FWHM) est alors donnée par :

$$R_E = \frac{\Delta E}{\bar{E}} = \frac{2\sqrt{2\ln(2)}\sigma_E}{\bar{E}} \quad (\text{C.10.6})$$

Le temps de montée du signal en sortie du pré-amplificateur étant de l'ordre de 6-7  $\mu\text{s}$ , la meilleure résolution est obtenue pour un temps de mise en forme de l'amplificateur de 6  $\mu\text{s}$ . Pour des temps de mise en forme inférieurs, il y aura un déficit balistique, et pour un temps supérieur la décroissance du circuit RC du pré-amplificateur est intégrée ce qui conduit à une détérioration de la résolution.

Les résolutions en énergie pour les deux grilles de Frisch avec deux pré-amplificateurs différents sont présentés dans le Tableau C.10.2. L'AMTEK A250 possède une capacité de feedback  $C_f = 1$  pF tandis que l'ORTEC 142B possède une capacité de feedback de  $C_f = 2$  pF. Par conséquent pour une charge donnée  $Q$ , le gain, donné par la relation  $U = Q/C_f$  de l'AMTEK A250 est plus important que celui de l'ORTEC 142B. Avec une grille de Frisch constituée de fils, le changement de pré-amplificateur de l'ORTEC 142 B à l'AMTEK A250 permet de passer d'une résolution (FWHM) de 3.9 % à 2.5 %.

L'utilisation de la grille de Frisch en micro-grille par rapport à celle avec des fils, avec l'ORTEC 142B, dégrade la résolution de 3.9 % à 16 %. La grille de Frisch avec des fils est donc choisie. D'après le cahier des charges, la résolution en énergie des fragments doit être de 2.5 % (FWHM) ou 1 % ( $\sigma$ ) (cf. Section 7.3.3). Les fragments étant plus énergétiques que les particules alphas, la résolution en énergie doit être meilleure car le nombre d'électrons primaires générés est plus important. En septembre 2017, l'étalonnage en énergie de CALIBER sous faisceaux d'ions sur l'installation ALTO (IPNO, France) permettra de mesurer cette résolution. Compte tenu de l'influence du choix du pré-amplificateur sur la résolution en énergie, une des voies d'amélioration consiste à réduire le bruit électronique du pré-amplificateur.

Résolution alpha FWHM [%]		
pré-amplificateur	Grille de Frisch	
	Fils	Micro-grille
ORTEC 142B	3.9	16
AMTEK A250	2.5	/

Tableau C.10.2 – Résolutions en énergie obtenues par spectroscopie alpha avec une source  $d^{241}\text{Am}$ . Les mesures ont été réalisées pour différentes grilles de Frisch et différents pré-amplificateurs de charge.

#### 10.4.2 Spectroscopie d'une source de $^{252}\text{Cf}$

Pour cette mesure, une source de  $^{252}\text{Cf}$  est placée devant la fenêtre d'entrée de CALIBER et la grille de Frisch utilisée est celle en fils. La pression dans le détecteur est fixée à 28.5 mbar et les tensions cathodique et anodique sont respectivement de -8 kV et de 0 V. Par conséquent, le rapport de champ  $E_i/E_d$  est égal à 2 et le champ réduit  $E_i/P$  est de 14 V/cm/mbar. Ces conditions expérimentales permettent bien d'être dans le régime de chambre à ionisation (cf. Section 10.3.2.1).

Chacun des groupes des fragments légers et lourds du spectre anodique obtenu (Figure C.10.19) est alors ajusté par une fonction gaussienne afin de déterminer l'amplitude de ces pics notée NL et NH. La hauteur de la vallée (NV) est obtenue en réalisant un ajustement affine sur la plage en canaux [700;740]. Les valeurs des différents rapports pic/vallée de ce spectre (NL/NV, NH/NV, NL/NH) sont synthétisées dans le Tableau C.10.3. Les résultats sont en très bon accord avec les données présentes dans la littérature qui ont eux été obtenus avec des détecteurs silicium possédant une très fine zone morte dans laquelle les fragments perdent de l'énergie. Ces résultats valident encore une fois le bon fonctionnement de CALIBER (autre que la mesure de résolution avec des particules alphas).

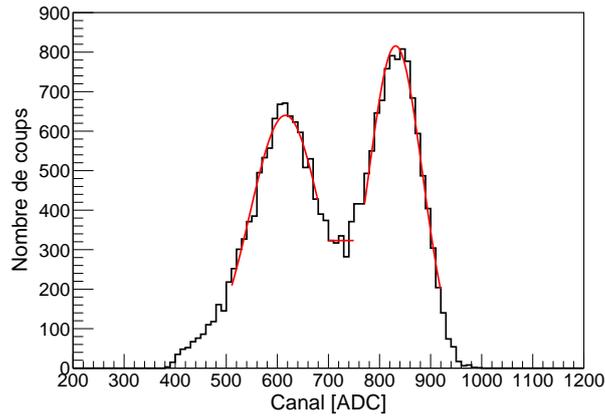


FIGURE C.10.19 – Spectre du  $^{252}\text{Cf}$  obtenu avec CALIBER en régime de chambre à ionisation. La grille de Frisch utilisée est celle constituée de fils, la pression d'isobutane est de 28.5 mbar, la tension cathodique est de -8 kV et la tension anodique est de 0 V.

Rapports pour le $^{252}\text{Cf}$			
	Schmidt (1981) [203]	Schmitt-Pleasanton (1966) [204]	Ce travail
NL/NV	2.74	2.9	2.82
NH/NV	2.1	2.2	2.14
NL/NH	1.31	1.3	1.32

Tableau C.10.3 – Comparaison des rapports des amplitudes du spectre en énergie obtenus avec CALIBER par rapport aux données présentes dans la littérature. Les symboles NL, NH et NV désignent respectivement les hauteurs des pics légers, lourds et de la vallée entre les deux pics.

## 10.5 Conclusions et perspectives

La construction de la chambre à ionisation axiale CALIBER du dispositif FALSTAFF s'est achevée à l'été 2016. Lors de la caractérisation de CALIBER, une attention particulière a été portée à la grille de Frisch du détecteur. En effet les caractéristiques de la grille de Frisch, constituée de fils, livrée avec le détecteur possède une inefficacité de 26 % selon le critère de Bunemann (Équation C.10.4) [194] mais seulement 2 % selon le critère de Göök (Équation C.10.3) [195]. Pour inférer sur la validité de l'un ou l'autre des critères, une grille de Frisch en micro-grille a été construite. Elle possède une inefficacité de 2 % selon les deux critères. La détermination du régime de chambre à ionisation du détecteur pour ces deux grilles et la comparaison des résultats associés ont montrées que les grilles de Frisch en fils et en micro-grille sont équivalentes. Le même nombre de charges est collecté. Par conséquent la méthode de détermination de l'inefficacité selon la méthode de Bunemann n'est *a priori* pas valide dans notre cas. Les deux grilles de Frisch testées ont donc vraisemblablement une inefficacité de 2 %.

La résolution en énergie du détecteur avec des particules alphas est de 2.5 % (FWHM). Cette résolution varie énormément selon la chaîne électronique utilisée lors des tests. Une des voies d'amélioration de la résolution passera donc par la réduction du bruit électronique provenant essentiellement des pré-amplificateurs de charge. Le nombre d'électrons générés par les fragments de fission étant plus élevé que celui généré par des particules alphas, la résolution en énergie pour des fragments est meilleure. L'étalonnage du détecteur sous faisceau d'ions sur l'installation ALTO (IPNO, Orsay, France) en septembre 2017 permettra d'obtenir la résolution en énergie pour des fragments d'iode et de brome.

Le spectre d'une source de  $^{252}\text{Cf}$ , placée devant la fenêtre d'entrée de CALIBER, présente des rapports pic/vallée semblables aux spectres de  $^{252}\text{Cf}$  de la littérature obtenus avec des détecteurs silicium.

La chambre à ionisation CALIBER remplit à ce jour le critère de 1 % ( $\sigma_E$ ) de résolution fixé

dans le cahier des charges. Dans le futur, il serait intéressant de changer le corps de chambre de CALIBER actuellement en POM par un corps de chambre métallique pour regarder si l'évolution temporelle du spectre d'une durée de 1h30 suivant la mise sous-tension du détecteur est réellement liée à la capacité du corps de chambre.

## Chapitre 11

# Résultats du premier bras de FALSTAFF

La détermination de la masse des fragments après évaporation est réalisée avec la méthode EV. La vitesse des fragments est déterminée entre les deux détecteurs de temps de vol (*Start* et *Stop*) et leur énergie cinétique est mesurée dans la chambre à ionisation avec une grille de Frisch en micro-grille. L'étalonnage en énergie de la chambre n'ayant lieu qu'en septembre 2017, celui-ci a pour l'instant été réalisé à l'aide de la simulation Geant4 du dispositif. Les résultats présentés ici sont donc préliminaires. Néanmoins les différentes étapes mises en place pour l'analyse des données du premier bras sont présentées et resteront pertinentes.

### 11.1 Distribution en énergie cinétique des fragments

Le spectre en énergie des fragments de fission du  $^{252}\text{Cf}$  mesurée dans la chambre à ionisation est présentée sur la Figure C.11.1 (gauche). Pour convertir le canal en énergie, le spectre en énergie des fragments calculé avec la simulation Geant4 (Figure C.11.1 droite) est utilisé. La géométrie implémentée (épaisseurs des feuilles émissives et de la fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation) correspond aux conditions expérimentales. Les pics des fragments légers et lourds de chacune des distributions, expérimentale et simulée, sont ajustés par des gaussiennes. Les valeurs moyennes des pics permettent d'obtenir la droite de conversion permettant de passer d'un numéro de canal à une énergie. Le spectre expérimental étalonné est représenté en noir sur la Figure C.11.1. Cette figure montre que le pic des fragments lourds est plus étroit d'environ 1.0 MeV par rapport à celui de la simulation (courbe rouge). De plus l'amplitude du pic des fragments légers de la distribution expérimentale (énergie telle que mesurée dans la chambre à ionisation) est plus importante que celle de la distribution simulée. L'ajustement de chacun des groupes de fragments par une fonction gaussienne permet de calculer les différents rapports des amplitudes des pics et de la vallée des deux spectres. Les résultats présentés dans le Tableau C.11.1 montrent que les rapports expérimentaux sont semblables à ceux présents dans la littérature alors que le spectre simulé sous-estime ces rapports. Rappelons que la simulation est réalisée avec les résultats de FIFRELIN qui utilise les données de Varapaï et al. [48] comme point de départ.

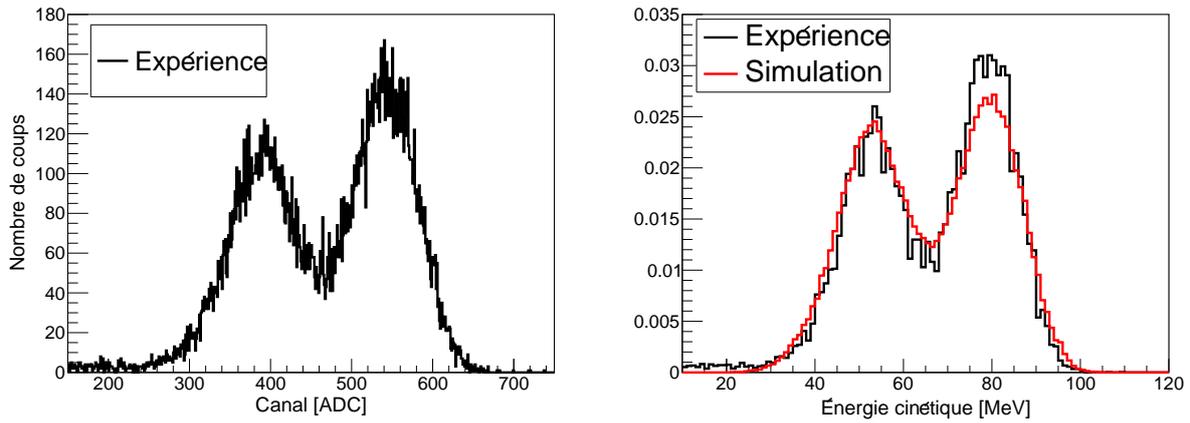


FIGURE C.11.1 – Spectres en énergie cinétique des fragments d’une source de  $^{252}\text{Cf}$  obtenus expérimentalement (gauche) et étalonné à l’aide la simulation (droite).

Rapports pour le $^{252}\text{Cf}$				
	Schmidt (1981) [203]	Schmitt-Pleasanton (1966) [204]	Expérience étalonnée	Simulation
NL/NV	2.74	2.9	2.73	2.05
NH/NV	2.1	2.2	2.03	1.80
NL/NH	1.31	1.3	1.34	1.14

Tableau C.11.1 – Comparaison des rapports des amplitudes du spectre en énergie obtenus avec CALIBER par rapport aux données de la simulation et à celles présentes dans la littérature. Les symboles NL, NH et NV désignent respectivement les hauteurs des pics légers, lourds et de la vallée entre les deux pics.

La méthode EV est ici appliquée à partir des observables mesurées entre les deux MWPC-SeD. L’énergie cinétique mesurée dans la chambre à ionisation doit donc être corrigée des pertes d’énergie subies par les fragments dans la fenêtre d’entrée de ce détecteur et dans la feuille émissive du détecteur *Stop*. La perte d’énergie d’une particule à travers un matériau dépend :

- des propriétés de la particule telles que sa charge nucléaire, sa masse et sa vitesse.
- des propriétés du matériau traversé telles que sa charge, sa masse, sa densité et son épaisseur.

Dans ce travail la charge nucléaire des fragments est obtenue à partir de leur masse en utilisant l’hypothèse *Unchanged Charge Density* (UCD). Celle-ci stipule que le ratio de la charge nucléaire sur la masse est le même pour les fragments et le système fissionnant.

Afin d’appliquer la correction de perte d’énergie, il faut connaître les caractéristiques de la particule et celles du milieu traversé. L’influence de la méconnaissance de l’épaisseur du milieu traversé est maintenant discutée.

### 11.1.1 Influence de la méconnaissance de l’épaisseur des matériaux

Dans le cas du dispositif FALSTAFF, les fragments perdent la plupart de leur énergie cinétique dans les feuilles émissives des deux détecteurs de temps de vol et dans la fenêtre de la chambre à ionisation. La nature du matériau utilisé est connue lors de la fabrication de ces éléments. Néanmoins leur procédé de fabrication ne permet pas toujours de connaître avec précision leur épaisseur. Un dispositif de détermination d’épaisseur de feuille a donc été développé pour en déterminer l’homogénéité. La méthode de reconstruction du profil en épaisseur des feuilles et l’étude de l’influence de ce profil sur les observables de fission ont fait l’objet d’un article [180] à la suite de la conférence *Nuclear Data 2016* (Bruges, Belgique). La description du banc de mesure d’épaisseur et l’article publié décrivant les différentes étapes de cette étude sont présentés en Annexe C. La conclusion de cette étude est que le profil en épaisseur de chacune des feuilles de mylar doit être dressé afin de déterminer l’épaisseur moyenne de chaque feuille et de réduire

l'incertitude sur l'épaisseur donnée par le fabricant. En effet, la grande incertitude annoncée par le constructeur de 20 % ( $0.5 \mu\text{m} \pm 20\%$ ) conduit à une incertitude sur la multiplicité des neutrons en fonction de la masse des fragments de 2 à 4 neutrons [180]. La mesure de l'épaisseur a permis de déterminer l'épaisseur moyenne de chacune des feuilles. La valeur mesurée est de  $0.53 \mu\text{m}$  ce qui est différent de la valeur annoncée par le constructeur. L'incertitude de notre mesure est de 2 %.

### 11.1.2 Distribution en énergie avant le détecteur Sed

Le procédé de fabrication des feuilles émissives est maintenant maîtrisé (collage de la feuille sur son cadre et évaporation de l'aluminium sur la feuille) et l'épaisseur moyenne de la feuille de mylar est de  $0.53 \mu\text{m}$ . Le dépôt d'aluminium est de 30 nm. Par conséquent, l'épaisseur moyenne d'une feuille émissive est de  $0.56 \mu\text{m}$ . Ici, on suppose que la perte d'énergie subie par les fragments dans une épaisseur de 30 nm d'aluminium est équivalente à celle perdue dans 30 nm de mylar. L'épaisseur moyenne de la fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation ne peut pour l'instant être déterminée car ses dimensions sont trop grandes par rapport à la taille du banc de mesure d'épaisseur. De ce fait l'épaisseur moyenne pour la détermination des pertes d'énergie est celle donnée par le fabricant ( $0.9 \mu\text{m}$ ).

Après corrections des pertes d'énergie, les spectres en énergie des fragments avant leur passage dans la fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation et avant leur passage dans la feuille émissive du détecteur Sed sont ceux représentés sur la Figure C.11.2. Pour les fragments légers, en moyenne (déterminée par l'ajustement des pics par une gaussienne), les corrections de perte d'énergie sont respectivement de 7.7 MeV et de 7.3 MeV pour la fenêtre et la feuille émissive. Pour les fragments lourds elles sont respectivement de 9.3 MeV et 8.5 MeV.

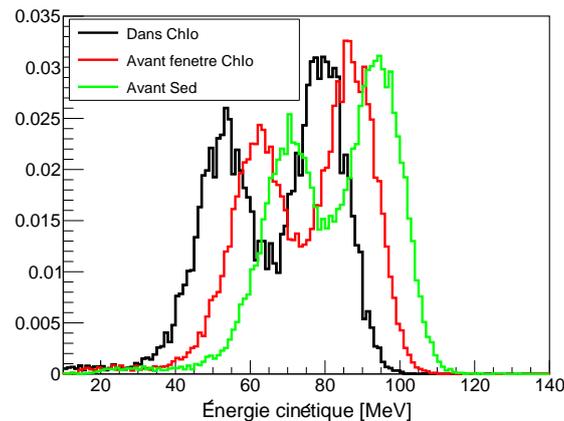


FIGURE C.11.2 – Spectres en énergie cinétique des fragments d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  obtenus dans la chambre à ionisation (ChIo) (courbe noire), après corrections des pertes d'énergie subies dans la fenêtre d'entrée de la ChIo (courbe rouge) et après corrections des pertes d'énergie subies dans la feuille émissive du Sed (courbe verte).

## 11.2 Distribution en masse du $^{252}\text{Cf}$

Maintenant que l'énergie cinétique des fragments et leur vitesse sont déterminées, la corrélation événement par événement de ces deux informations permet de déterminer leur masse finale dont la distribution est présentée sur la Figure C.11.3 (gauche). Celle-ci ne ressemble pas à la distribution en masse attendue. Les distributions de vitesse et d'énergie cinétique sont en accord avec les données simulées. Ce n'est pas le cas pour la masse finale qui ne présente aucun pic contrairement à la simulation.

Sur la Figure C.11.4, la corrélation expérimentale (à gauche) et simulée (à droite) entre la vitesse et l'énergie est présentée. On remarque qu'expérimentalement la corrélation est linéaire alors que pour la simulation elle est plutôt quadratique. L'étalonnage rudimentaire de la chambre

à ionisation et la grande largeur des pics de la distribution en vitesse sont probablement responsables de cet effet.

Cependant lorsqu'on sélectionne les fragments de fission ayant une distance de vol comprise entre 49.0 cm et 51.0 cm, on obtient la distribution de la Figure C.11.5. Les événements sélectionnés sont ceux qui traversent le centre du dispositif (la base de vol est de 50 cm entre les centres des détecteurs *Start* et *Stop*). Cette sélection permet de révéler les pics des fragments légers et lourds dont les valeurs moyennes sont respectivement de 102.0 uma et de 139.5 uma. La valeur moyenne des fragments lourds est très proche de celle des données simulées auxquelles la même méthode d'analyse a été appliquée. Avec la sélection complémentaire (distance de vol inférieure à 49 cm et supérieure à 51 cm) la distribution de masse ressemble à celle de la distribution de la Figure C.11.3.

Avec les spectromètres VERDI [29], SPIDER [30] et STEFF [205] les pics des fragments légers et lourds ont tous une valeur moyenne d'environ 106 uma et 140 uma. Par conséquent, avec la sélection réalisée sur la distance de vol, la valeur moyenne de la masse des fragments lourds est semblable à celle obtenue avec les autres spectromètres. Pour les fragments légers la valeur moyenne de la masse diffère de 4 uma.

Les voies d'amélioration du premier bras de FALSTAFF sont nombreuses. Il a notamment été vu à la Section 9.3 que le temps de transit du signal dans les détecteurs pourrait améliorer ces distributions de masse. Le profil en épaisseur de la fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation doit maintenant être caractérisé compte tenu des importantes pertes d'énergie mises en jeu. Il serait aussi intéressant d'étudier l'influence du modèle de perte d'énergie (SRIM, LISE++, Geant4). Dans cette optique, lors de l'étalonnage de la chambre à ionisation à l'IPNO, des mesures de perte d'énergie vont être réalisées pour essayer de sélectionner le modèle approprié à notre étude. Le manque de temps n'a pas permis d'entreprendre les études de sensibilités des observables aux paramètres intervenant dans la méthode d'analyse.

Ces résultats préliminaires sont très encourageants, d'autant plus qu'ici, l'étalonnage du spectre en énergie a été réalisé à l'aide de la simulation qui ne présente pas les mêmes rapports  $N_L/N_H$  et  $N_L/N_V$  que ceux de la littérature (Tableau C.11.1).

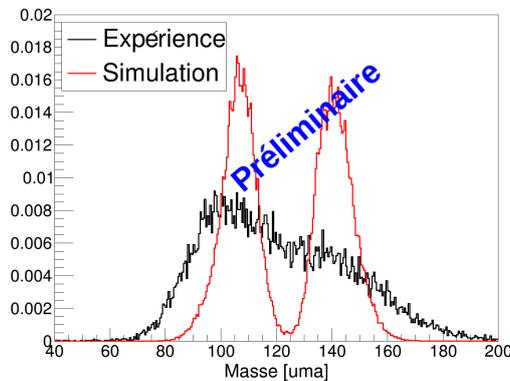


FIGURE C.11.3 – Distribution en masse des fragments après évaporation des neutrons pour une source de  $^{252}\text{Cf}$ .

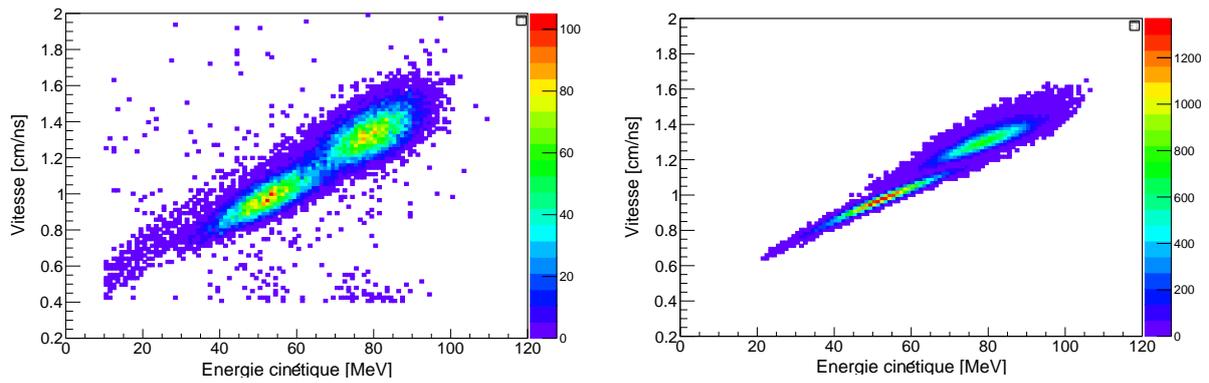


FIGURE C.11.4 – Corrélation expérimentale (gauche) et simulée (droite) entre la vitesse et l'énergie cinétique mesurée dans la chambre à ionisation.

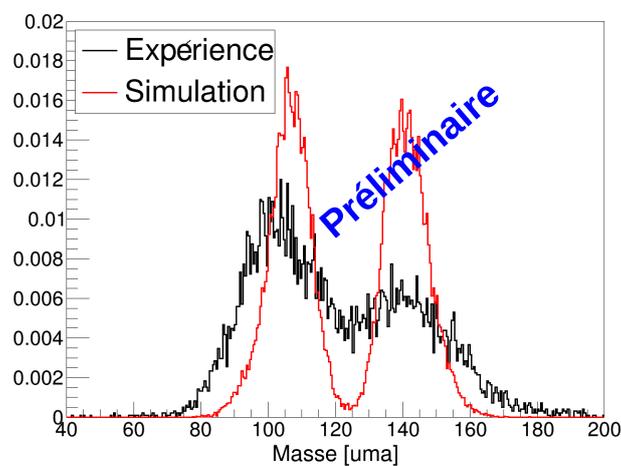


FIGURE C.11.5 – Distributions en masse des fragments après évaporation des neutrons pour des distances de vol comprises entre 49 et 51 cm.

### 11.3 Analyses des signaux des pré-amplificateurs

Lors des mesures avec la source de  $^{252}\text{Cf}$ , les signaux en sortie des pré-amplificateurs de l'anode et de la grille de Frisch sont numérisés par la carte électronique CAEN V1724 (cf. Section 10.2.2). Ces signaux représentent la charge cumulée induite sur l'électrode en fonction du temps. Avec une vitesse de dérive des électrons constante, on peut remonter à la distribution de la perte d'énergie en fonction de la distance par rapport à l'électrode et donc au profil de perte d'énergie (PPE). L'information de la charge nucléaire des fragments peut être obtenue en ajustant le PPE des fragments par des modèles (cf. Section 7.4.3) ou en utilisant leur distance d'arrêt et l'amplitude du signal.

Un exemple de signal numérisé est présenté sur la Figure C.11.6 (gauche). L'amplitude maximale de ce signal est proportionnelle à l'énergie déposée par les fragments dans le détecteur. La dérivée de ce signal représente le nombre d'électrons créés en fonction du temps, donc le profil de perte d'énergie (PPE). Le signal (Figure C.11.6 gauche) est bruité et nécessite d'être nettoyé avant tout autre traitement. En effet la dérivée du signal (Figure C.11.6 droite) n'est pas exploitable en l'état, elle ne permet pas d'obtenir les informations telles que la distance d'arrêt des fragments dans CALIBER, ni l'amplitude maximale de ce signal.

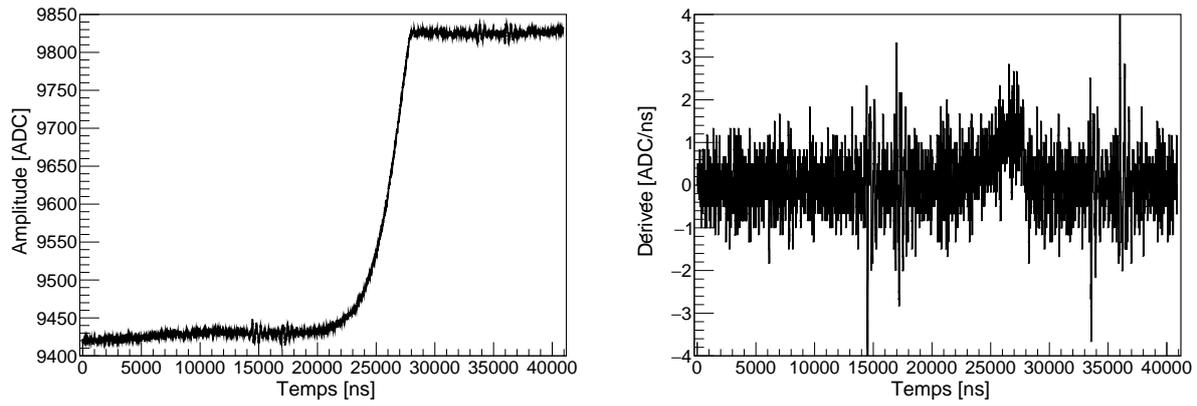


FIGURE C.11.6 – *Signal brut (gauche) et sa dérivée (droite) issu du pré-amplificateur de charge de l'anode de CALIBER.*

Pour nettoyer les signaux en sortie des pré-amplificateurs, les trois méthodes considérées sont la moyenne mobile (*Moving average*), la transformée de Fourier et la décomposition en ondelettes. Ces différentes méthodes sont présentées puis comparées pour sélectionner la plus appropriée. Pour ce faire, le signal typique de la Figure C.11.6 est utilisé.

### Méthode de la moyenne mobile

La méthode de la moyenne mobile (*Moving Average*) consiste à lisser les données, ce qui équivaut à appliquer un filtre passe-bas, en définissant la valeur d'un point  $x_i$  comme la moyenne des  $n$  points situés à sa droite et à sa gauche tel que :

$$f_n(x_i) = \frac{1}{2n+1} \sum_{j=i-n}^{i+n} x_j \quad (\text{C.11.1})$$

Plus la valeur de  $n$  est petite plus le comportement local du signal est examiné. En effet sur la Figure C.11.7 la courbe rouge, obtenue avec  $n=12$ , reproduit mieux le signal brut (noir) que la courbe violette, obtenue avec  $n=100$ . Par contre elle reproduit aussi mieux les fluctuations du bruit électronique de haute amplitude visibles autour des temps 34000 ns et 36000 ns. Ce bruit provient de l'alimentation basse tension qui alimente la carte AsAd permettant d'enregistrer les signaux positions des détecteurs MWPC-SeD (cf. Section 9). Les dérivées des signaux sont représentées sur la Figure C.11.7 (droite). Cette figure montre que plus  $n$  est grand, plus le comportement global des données est observé et plus la dérivée première est lisse. Cependant une grande valeur de  $n$  peut biaiser significativement la définition du temps d'arrivée des derniers électrons, et donc le PPE. La différence de comportement des dérivées avec  $n=12$  et  $n=100$  entre 27000 ns et 29000 ns illustre ce biais. Avec cette méthode, le temps de dérive des électrons dans le gaz dépend fortement de la valeur  $n$ .

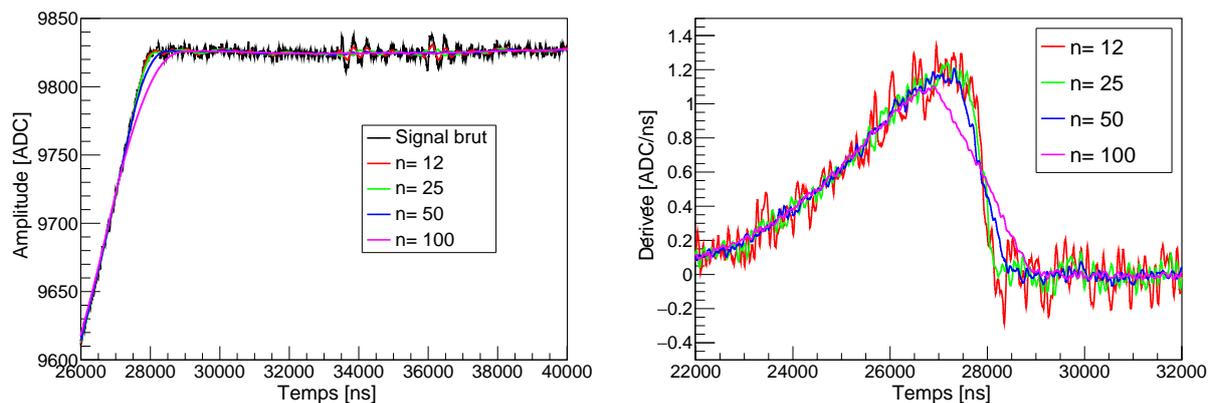


FIGURE C.11.7 – Signaux (gauche) et leurs dérivées (droite) analysés avec l’algorithme de la moyenne mobile.

## Transformée de Fourier

La transformée de Fourier rapide (FFT) permet de passer d’une représentation temporelle d’un signal à une représentation fréquentielle. Ce changement permet de sélectionner la plage de fréquences sur laquelle est défini le signal utile et de rejeter les autres. Cette transformée s’applique à un signal de période  $T$ . Cette méthode consiste à décomposer le signal sur la base des  $\{e^{i\frac{2\pi k}{N}j}\}_{j,k}$  (base sinusoïdale) où  $\frac{2\pi k}{N}$  représente la fréquence étudiée et  $j$  le temps. Pour un ensemble de données discrètes  $\{f[j]\}_{j \in [1,N]}$ , le  $k^{\text{ième}}$  coefficient de la transformée de Fourier  $F[k]$  s’écrit :

$$F[k] = \sum_{j=1}^N f[j] e^{i\frac{2\pi k}{N}j} \quad (\text{C.11.2})$$

Ce coefficient représente la contribution de la fréquence  $\frac{2\pi k}{N}$  au signal brut. L’implémentation de la FFT réalisée ici se base sur l’algorithme de Danielson-Lanczos [206, 207].

La première étape du traitement du signal consiste à réaliser la FFT du signal brut. Le signal obtenu (Figure C.11.8 gauche) associe à chaque fréquence (en multiple de  $\frac{2\pi}{N}$ ) une amplitude représentant la contribution de cette fréquence à l’ensemble du signal. Une sélection des fréquences est alors réalisée, ici 100 fréquences sont gardées. Le résultat est montré sur la Figure C.11.8 (droite). Ces sélections reviennent à appliquer un filtre passe-bas. Après la sélection, la FFT inverse est réalisée pour retourner dans l’espace temporel. La Figure C.11.9 (gauche) montre que toutes les sélections reproduisent bien le signal brut. Les dérivées des signaux analysés, représentées sur la Figure C.11.9 (droite), oscillent beaucoup quelle que soit la sélection réalisée. Par conséquent la définition des bornes en temps permettant d’obtenir le temps de montée du signal est très difficile.

La FFT n’est donc pas adaptée à la description des signaux transitoires tels que ceux en sortie des pré-amplificateurs. En effet lors du passage dans l’espace des fréquences, l’origine temporelle de ces fréquences est perdue. Sur la plage temporelle où le signal est transitoire ce dernier peut être décrit par seulement quelques fréquences alors que lorsqu’il est stable, il peut être mieux décrit par un autre ensemble de fréquences. De ce fait il faudrait pouvoir appliquer une transformée de Fourier différente sur différentes plages temporelles. Cela a donné lieu aux transformées *Short Term Fourier Transform* et à la décomposition en ondelettes [208].

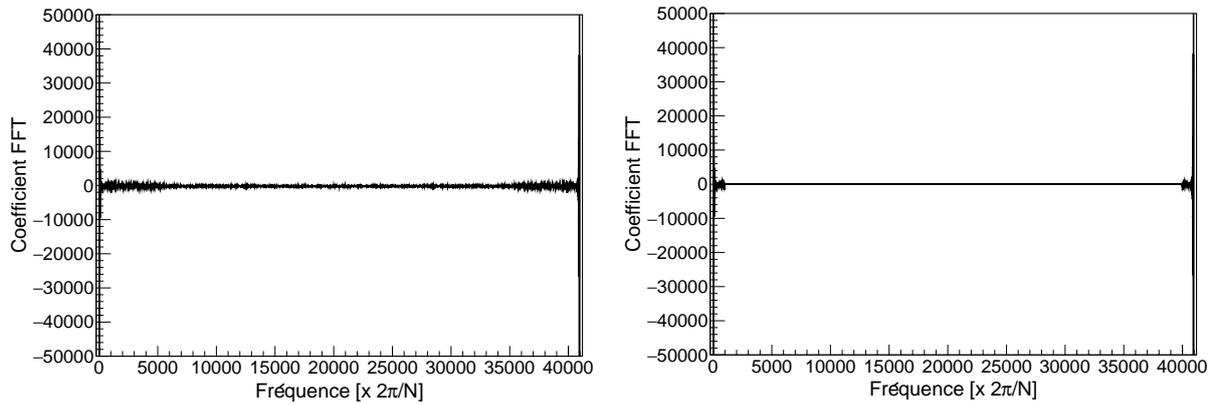


FIGURE C.11.8 – Transformée de Fourier du signal avant (gauche) et après (droite) sélection des fréquences.

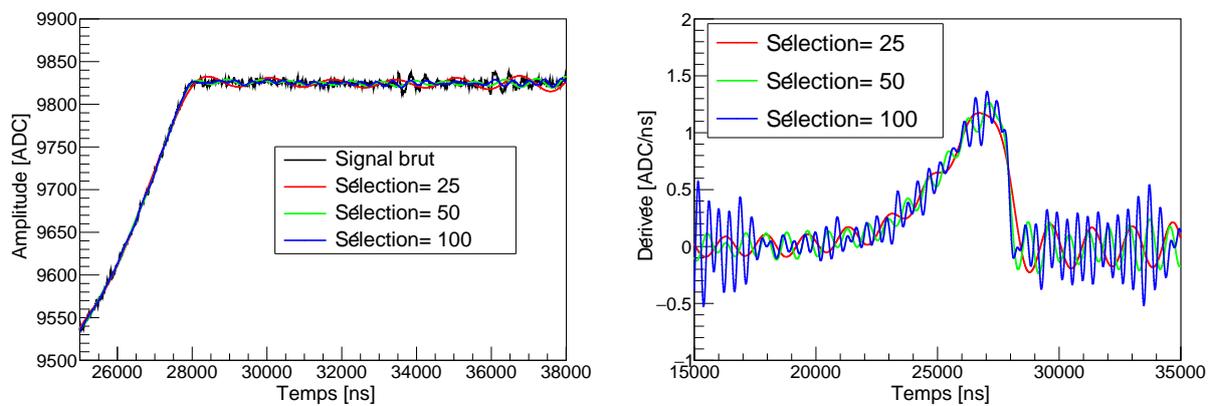


FIGURE C.11.9 – Signaux (gauche) et leur dérivée (droite) analysés avec la transformée de Fourier.

## Décomposition en ondelettes de Daubechies

La décomposition d'un signal en ondelettes projette le signal brut sur une base de fonctions localisées dans l'espace temporel et fréquentiel, contrairement à la FFT qui le décompose seulement sur une base localisée dans l'espace fréquentiel. Les fonctions de base utilisées s'écrivent  $\psi_{s,\tau}(t) = \frac{1}{\sqrt{s}}\Psi\left(\frac{t-\tau}{s}\right)$ , avec  $s$  un facteur d'échelle dont la valeur régit la résolution temporelle et fréquentielle ( $f = \frac{1}{s}$ ) du signal étudié,  $\tau$  un facteur de translation de la fonction dans l'espace temporel (translation de la fenêtre temporelle du signal) et  $\psi$  la fonction génératrice de l'ondelette. Plus  $s$  est grand plus le comportement global du signal est décrit. L'augmentation de  $s$  revient à appliquer un filtre passe-bas de plus en plus sélectif sur la plage de fréquences étudiée. Pour plus d'informations concernant la décomposition d'un signal en ondelettes et les algorithmes utilisés, se référer à [206, 208, 209]. Ici, c'est l'algorithme d'analyse multi-résolution (*Multi-Resolution Analysis Subband coding*) qui décompose le signal en ondelettes de Daubechies qui est utilisé. Un schéma explicatif de la méthode implémentée est présenté sur la Figure C.11.10 (gauche). A chaque étape de récursion, notée  $i$ , un filtre passe-bas ( $H$ ) est appliqué sur le signal pour le lisser ( $s_i[k/2]_{k \in [1;N]}$ ) et un filtre passe-haut ( $G$ ) est utilisé pour encapsuler le détail du signal perdu lors du lissage ( $d_i[k/2]_{k \in [1;N]}$ ). Le lissage des données dilate l'échelle temporelle et diminue la bande passante du signal à des fréquences plus faibles. Cette étape de filtrage est de nouveau appliquée sur les données ( $s_i[k/2]_{k \in [1;N]}$ ) jusqu'à ce que le signal lissé ne comporte plus que deux éléments  $S_1$  et  $S_2$ , appelés ondelettes mère et père (Figure C.11.10). Les différents coefficients ( $d_i[k/2]_{k \in [1;N]}$  et  $i \in [1;M]$ ) obtenus représentent les coefficients de pondération des différentes ondelettes.

La décomposition en ondelettes du signal de la Figure C.11.6 est présentée sur la Figure C.11.11. Les éléments de petites amplitudes caractérisent le bruit du signal. Pour nettoyer le signal, un seuil en amplitude est fixé tel que les coefficients dont la valeur est en dessous de ce seuil sont égaux à zéro. La Figure C.11.11 (droite) est le résultat de la sélection des coefficients dont la valeur est supérieure à 20. La transformée inverse est alors réalisée pour retourner dans l'espace temporel. Les signaux obtenus pour différents seuils sont représentés sur la Figure C.11.12. Cette figure montre que plus la valeur du seuil est élevée plus la description de la fin de la montée du signal, autour de 28000 ns, est détériorée. La dérivée du signal à 28000 ns en est affectée et donc *in fine* le profil de perte d'énergie des fragments. Un seuil le plus bas possible devra donc être utilisé, ce qui nécessite de réduire le bruit électronique.

L'influence du choix de l'onde mère, génératrice des ondelettes, a été étudiée en comparant les résultats obtenus avec les ondes DAUB4, DAUB12 et DAUB20 [206], représentés sur la Figure C.11.13. Les structures de la dérivée des signaux analysés (Figure C.11.13 droite) sont représentatives de la forme des ondelettes utilisées. L'utilisation des ondelettes DAUB4 n'est clairement pas appropriée, contrairement aux ondelettes DAUB12 et DAUB20 qui permettent de bien décrire le signal et sa dérivée.

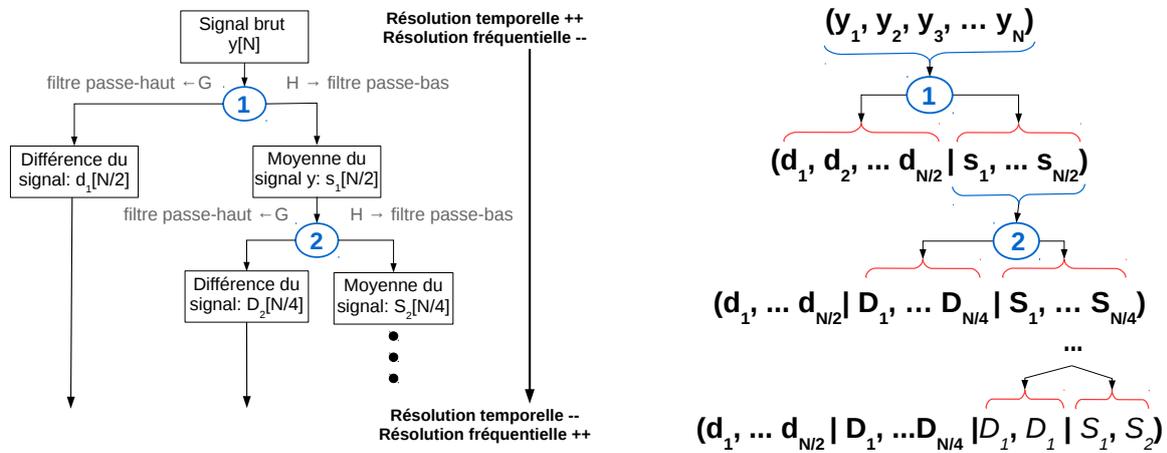


FIGURE C.11.10 – Schéma de l'algorithme de la décomposition en ondelettes.

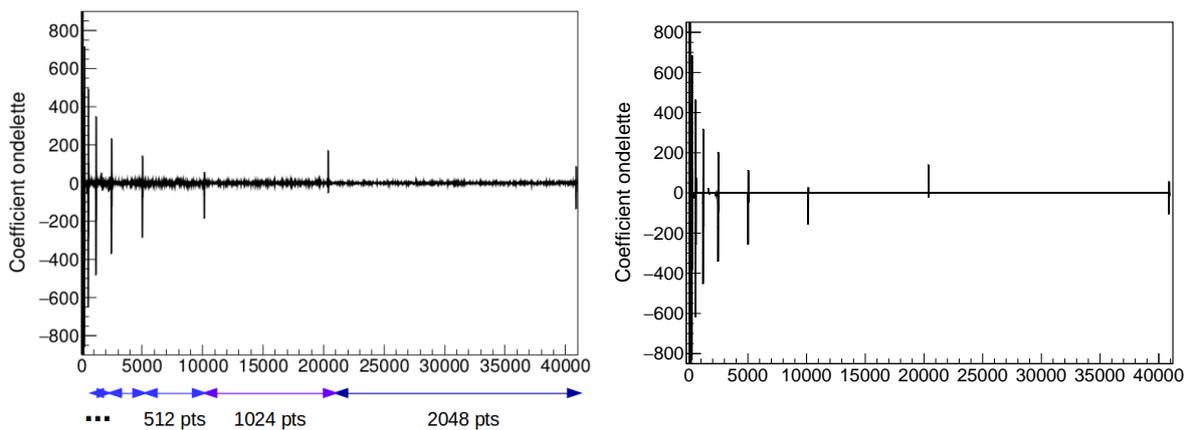


FIGURE C.11.11 – Signal décomposé en ondelettes avant (gauche) et après (droite) application d'une sélection sur les amplitudes des coefficients.

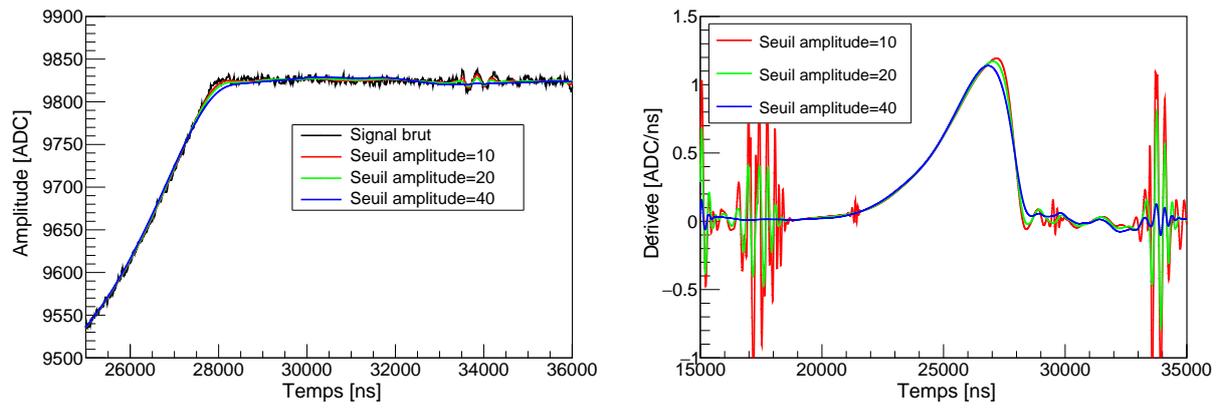


FIGURE C.11.12 – Signaux (gauche) et leur dérivée (droite) analysés avec une décomposition en ondelettes DAUB20. Les différents seuils appliqués sont indiqués sur la figure.

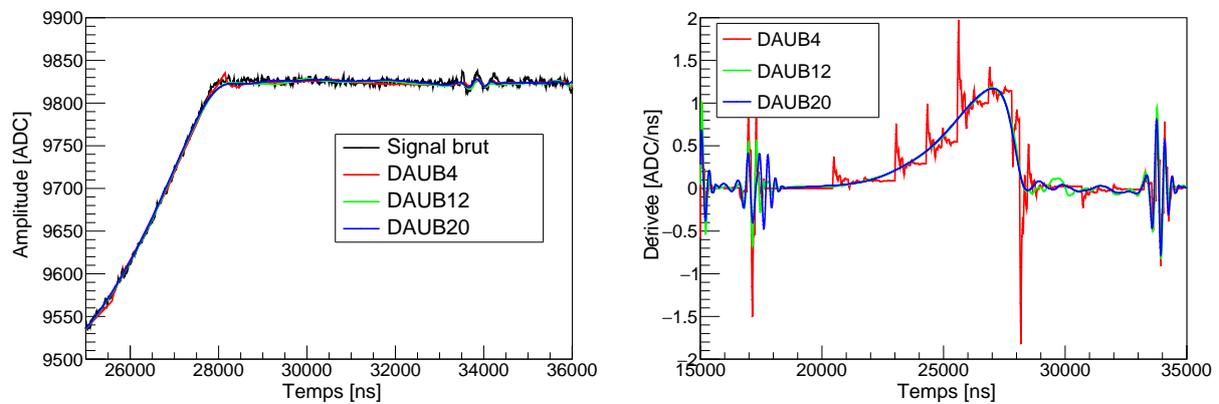


FIGURE C.11.13 – Signaux lissés (gauche) et leur dérivée (droite) obtenus en nettoyant le signal brut en utilisant la décomposition en ondelettes, avec une amplitude seuil fixée à 20.

Finalement les signaux issus des pré-amplificateurs sont analysés avec une décomposition en ondelette de type DAUB20. Un seuil en amplitude de 20 est appliqué. Néanmoins il peut être réduit en réalisant un travail en amont sur le bruit électronique.

La prochaine étape de cette analyse consistera à définir un critère, autre que visuel, qui permettra de quantifier la justesse du nettoyage des signaux. Une minimisation du  $\chi^2$  ne conviendra pas car la valeur sera minimale lorsqu' aucune sélection ne sera réalisée sur les différents coefficients des ondelettes.

Durant cette thèse, il n'a pas été possible, faute de temps, d'extraire la charge nucléaire à partir de ces courbes. Néanmoins le traitement du signal présenté ici pose la base de ce travail.

## Conclusion

La détermination de la masse des fragments après évaporation des neutrons se fait au point où la vitesse des fragments est mesurée, c'est à dire entre les deux détecteurs de temps de vol. L'application de la méthode EV nécessite de connaître l'énergie cinétique des fragments en ce point et donc de déterminer l'énergie perdue par les fragments dans les divers matériaux. L'étude de l'influence de la méconnaissance des épaisseurs des matériaux a montré qu'il suffit de connaître l'épaisseur moyenne des matériaux traversés. Cependant il est nécessaire de réaliser des mesures d'épaisseur car la valeur moyenne fournie par le fabricant des feuilles de mylar peut être différente de l'épaisseur réelle des feuilles. La corrélation de la vitesse et de l'énergie a montré que la distribution en masse des fragments après évaporation des neutrons n'est pas

bien déterminée. Cependant une sélection sur les fragments qui ont une distance de vol autour de 50 cm (distance entre les centres du MiniSed et du Sed) permet d'obtenir les groupes des fragments légers et lourds dans la distribution en masse. Ces résultats préliminaires très encourageants ont permis de donner des pistes quant à l'amélioration de la détermination de la masse des fragments.

Parallèlement à ce travail, le traitement du signal issu des pré-amplificateurs de charge a permis de sélectionner la méthode d'analyse pour obtenir des signaux absents de bruit électronique. A partir de ces signaux, le travail de détermination de la charge nucléaire et de l'énergie des fragments peut maintenant être entrepris.

Le travail d'optimisation de ce premier bras doit donc être continué, mais les résultats préliminaires présentés ici sont prometteurs.

## Conclusion et perspectives

Le développement du dispositif expérimental 2V-EV FALSTAFF a été motivé par l'étude de la fission rapide des actinides. L'étude systématique de ces réactions en fonction de l'énergie du neutron incident apportera de précieuses données pour le développement des réacteurs à neutrons rapides et pour la compréhension du mécanisme de fission (partage de l'énergie d'excitation entre les fragments et brisure de paire de nucléons). L'objectif du dispositif FALSTAFF est de déterminer l'énergie cinétique, la charge nucléaire, les masses des fragments avant et après évaporation des neutrons et de déterminer la multiplicité des neutrons émis en fonction de la masse des fragments. Les résolutions temporelles, spatiales et en énergie nécessaires pour atteindre ces buts sont égales à  $\sigma(t) = 120$  ps,  $\sigma(X) = 2$  mm et  $\sigma(E) = 1$  %. Ces résolutions ont été validées avec une simulation Geant4 et la méthode d'analyse mise en place. Ces résolutions sont à la limite des performances des détecteurs actuels. Le choix des détecteurs de temps de vol et d'énergie s'est porté sur des détecteurs MWPC-SeD et une chambre à ionisation axiale. Ces détecteurs de type gazeux permettent de couvrir un grand angle solide (environ 0.6 % de  $4\pi$ ) adapté aux flux modérés des faisceaux de neutrons disponibles.

La caractérisation des deux MWPC-SeD du premier bras de FALSTAFF a montré que les détecteurs et les méthodes de reconstruction de la position et du temps d'arrivée des fragments permettent d'obtenir les résolutions souhaitées. La corrélation de la position et du temps permet de déterminer la trajectoire, la distance de vol et le temps de vol et donc la vitesse des fragments. La cohérence entre les données simulées et les distributions expérimentales montre que le dispositif expérimental et les méthodes de détermination des observables mises en place sont pertinents.

Les tests de performance de la chambre à ionisation axiale CALIBER avec une grille de Frisch en fils ont montré que ce détecteur permet d'obtenir une résolution en énergie avec des particules alphas de 2.5 % (FWHM). L'obtention d'une meilleure résolution en énergie passera par l'optimisation de la chaîne électronique associée au détecteur et par la réduction du bruit électronique des pré-amplificateurs de charge.

Le spectre en énergie des fragments de fission d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  mesuré est comparable à ceux présents dans la littérature, mais obtenus avec des détecteurs silicium.

Lors de cette étude, deux grilles de Frisch, une constituée de fils et l'autre en micro-grille, ont été testées afin d'inférer sur la validité du critère de Bunemann et de Göök permettant de calculer l'inefficacité d'une grille de Frisch. Cette étude a montré que dans notre cas, c'est le critère de Göök qui est valide et donc que les deux grilles de Frisch étudiées sont utilisables. Les résultats montrent que les spectres en énergie d'une source de  $^{252}\text{Cf}$ , obtenus avec les deux grilles, sont comparables mais que la grille en fils permet d'obtenir une meilleure résolution.

Événement par événement, la corrélation de la vitesse et de l'énergie (méthode EV), permet de déterminer la masse finale des fragments. Cette méthode est appliquée à partir des observables mesurées entre les deux MWPC-SeD. L'énergie cinétique mesurée dans la chambre à ionisation est donc corrigée des pertes d'énergie que subissent les fragments dans les différents matériaux de la fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation et de la feuille émissive du détecteur *Stop*. Les épaisseurs moyennes de ces matériaux fournies par le fabricant sont entachées d'une forte incertitude. Il a été montré que cela conduit à une incertitude de 2 à 4 neutrons sur la multiplicité des neutrons émis. Un banc de mesure d'épaisseur a donc été mis en place. Il permet de réduire l'incertitude sur l'épaisseur de 20 % à 2 % et de déterminer l'épaisseur moyenne de chacune des feuilles émissives des détecteurs MWPC-SeD.

La distribution expérimentale des masses finales des fragments n'est pour l'instant pas en accord avec les résultats disponibles dans la littérature. Une sélection des fragments selon leur distance de vol a révélé les deux bosses caractéristiques des fragments légers et lourds dont la valeur moyenne des pics est proche des valeurs attendues. Ces résultats préliminaires sont très prometteurs pour la suite.

L'information sur la charge nucléaire des fragments sera obtenue à partir des signaux issus du pré-amplificateur de charge de l'anode de CALIBER. Ce signal contient l'information du profil de perte d'énergie des fragments. Il pourra aussi être utilisé pour déterminer l'énergie cinétique des fragments. Ce traitement permettra de s'affranchir du module amplificateur qui est une source de bruit électronique et qui dégrade potentiellement la résolution en énergie. La première étape du traitement de ce signal, réalisée ici, a consisté à sélectionner une méthode d'analyse permettant de nettoyer ce signal du bruit électronique.

La prochaine étape du développement du dispositif FALSTAFF est l'étalonnage en énergie de la chambre à ionisation CALIBER avec des ions, iode et brome, à l'installation IPNO (Orsay, France), en septembre 2017. Cette caractérisation permettra aussi d'acquérir des signaux de pré-amplificateurs (profils de perte d'énergie) pour des ions à différentes énergies. Ces données seront utiles pour tester le fonctionnement d'une méthode afin de déterminer la charge nucléaire à partir des profils de perte d'énergie. Cet étalonnage est d'autant plus important que les observables que FALSTAFF mesurera, telle que l'énergie cinétique en fonction de la masse initiale des fragments, sont souvent utilisées par les codes de désexcitation des fragments de fission tel que FIFRELIN.

A l'automne 2017, le premier bras du dispositif sera installé auprès du réacteur Orphée (CEA-Saclay, France) afin de déterminer les caractéristiques de la fission thermique de  $^{235}\text{U}$ . Cette expérience permettra de valider le bon fonctionnement de dispositif FALSTAFF sous faisceau de neutrons et dans un environnement typique d'une installation nucléaire. La construction du deuxième bras du dispositif commencera normalement au début de l'année 2018.

A plus long terme, des détecteurs de gammas et neutrons pourront être incorporés au dispositif ce qui permettra d'étudier la corrélation de diverses observables avec la masse des fragments avant évaporation. Ce type de corrélations n'existe pas ou très peu dans la littérature, mais sont porteuses de beaucoup d'informations comme par exemple la distribution des moments angulaires des fragments en fonction de leur masse qui peut être déduite de la multiplicité gamma en fonction de la masse (cf. Section 5.2.4 du Chapitre 5). La détermination de ces observables corrélées est d'autant plus importante qu'elle constitue un banc de test sélectif pour les différents modèles de fission ou de désexcitation des fragments.

---

# Annexes

## Annexe A

# Modèles de fission

Aujourd'hui encore les physiciens se heurtent à des questions de taille sur le processus de fission telles que la définition topologique de la ligne de scission sur la surface d'énergie potentielle (SEP) ou encore la dynamique du système fissionnant lors de sa déformation. Les réponses formulées ont une influence directe sur les observables prédites telles que les distributions en masse, en charge et en énergie cinétique des fragments, et sur les caractéristiques des particules promptes émises par les fragments. Plusieurs modèles de fission ont été développés en comparant la période caractéristique du mouvement d'un nucléon  $\tau_{int} \sim 10^{-22}$  s à l'intérieur d'un noyau à celle associée au mouvement collectif du noyau  $\tau_{coll}$ . Ils sont rangés selon la valeur de leur paramètre d'adiabaticité  $\eta$  :

$$\eta = \frac{\tau_{int}}{\tau_{coll}} = \begin{cases} \ll 1 & , \text{évolution adiabatique} \\ < 1 & , \text{évolution quasi-adiabatique} \\ \approx 1 & , \text{approche statique statistique} \\ > 1 & , \text{approche de changement soudain de potentiel} \end{cases} \quad (\text{C.1.1})$$

Lors du processus de fission ces différentes conditions semblent intervenir à un moment ou à un autre.

Des modèles ont été développés selon la valeur de  $\eta$  (C.1.1). Les caractéristiques et leurs prédictions de ces modèles vont maintenant être succinctement décrites.

### A.1 Modèles statiques statistiques au point de scission

Les modèles statique-statistiques de point de scission considèrent que les caractéristiques des fragments de fission sont indépendantes de l'état initial du système fissionnant. Ils ne considèrent pas la dynamique d'évolution du noyau sur sa SEP. Les propriétés des fragments ne dépendent que de la configuration du système au point de scission qui est modélisée par deux fragments indépendants l'un de l'autre distant de  $d_{sc}$ . Nous rappellerons ici les principaux ingrédients des modèles de Wilkins et SPY qui en sont deux exemples.

#### Modèle de Wilkins

Wilkins et al. [210] considèrent que la totalité de l'énergie potentielle du système au point selle est restituée sous forme d'énergie d'excitation au point de scission :  $U = Q - V_{sc}$ , avec  $Q$  la chaleur de réaction,  $V_{sc}$  l'énergie potentielle associée aux fragments.  $V_{sc}$  dépend notamment des propriétés de structure des fragments. En considérant le noyau comme un ensemble statistique canonique (les fragments sont en équilibre thermodynamique avec un thermostat), il introduit deux températures  $T_{coll}$  et  $T_{int}$ . La valeur de ces paramètres caractérise le couplage entre les degrés collectifs et intrinsèques du système fissionnant lors de sa descente du point selle au point de scission. Lorsque le couplage est faible (limite adiabatique)  $T_{int} = 0$ . Lorsqu'il est fort  $T_{coll} = T_{int}$ . Ces deux paramètres sont fixés pour l'ensemble des systèmes fissionnants. La

distance entre les fragments de fission est fixée à  $d_{sc}=1.4$  fm. Dans cette approche, la probabilité d'une fragmentation est donnée par :

$$P(Z_1, N_1, Z_2, N_2, T_{int}, T_{coll}, d_{sc}) = \int_{\beta_1=0}^{\beta_{1,max}} \int_{\beta_2=0}^{\beta_{2,max}} \exp\left(-\frac{V_{sc}(Z_1, N_1, \beta_1, Z_2, N_2, \beta_2, T_{int}, d_{sc})}{T_{coll}}\right) d\beta_2 d\beta_1 \quad (C.1.2)$$

### Modèle SPY

Le modèle SPY développé par S. Heinrich et J.-F. Lemaître [90, 211], s'affranchit de la notion de température en se plaçant dans un ensemble statistique micro-canonique (le système est complètement isolé : pas d'échange d'énergie ni de particules). En réalisant un bilan d'énergie au point de scission, la probabilité d'une fragmentation est alors proportionnelle à la densité d'états selon :

$$P(Z_1, N_1, Z_2, N_2) = \int_{\beta_1} \int_{\beta_2} \int_{x=0}^1 \rho_1(xE_{tot}^*) \rho_2((1-x)E_{tot}^*) dx d\beta_2 d\beta_1 \quad (C.1.3)$$

où  $E_{tot}^*$  est l'énergie d'excitation totale disponible qui dépend des propriétés de structure des fragments obtenues par des calculs microscopiques HFB-D1S.

La probabilité  $P(Z_1, N_1, Z_2, N_2)$  d'une fragmentation résulte d'un compromis entre la maximisation des états disponibles et de l'énergie totale disponible. Cette dernière est elle-même le compromis entre la minimisation de l'énergie coulombienne, conduisant à la formation de noyaux fortement déformés, et la minimisation de l'énergie de déformation.

Ce modèle statistique permet de prédire qualitativement les zones de transitions entre la fission symétrique et asymétrique présentées sur la Figure A.2.2 ainsi que les distributions en énergie cinétique. Par contre les rendements en masse prédits sont trop étroits. Cela voudrait dire que la dynamique de l'évolution du système fissionnant du point selle jusqu'au point de scission joue un rôle prépondérant dans la largeur des rendements en masse. Les modèles d'évolution adiabatiques du système fissionnant sont donc maintenant présentés.

## A.2 Modèle adiabatique

### Modèle microscopique : théorie HFB/TDGCM

Aujourd'hui les moyens informatiques permettent de décrire l'évolution temporelle d'un grand nombre de nucléons (environ 240 pour un système fissionnant) en considérant la force nucléaire forte qui les lie. Ce problème à N corps est cependant insoluble analytiquement et doit donc être simplifié. La théorie de Hartree-Fock (HF) permet de passer de la description d'un ensemble de particules en interaction les unes avec les autres (problème à N corps) à une description d'une particule évoluant dans un champ moyen créé par l'ensemble des autres particules (N problèmes à 1 corps). Les principales étapes de cette transformation sont maintenant brièvement présentées.

L'hamiltonien d'un système composé d'un grand nombre de nucléons est construit à partir d'une interaction effective entre les nucléons notée  $\hat{v}_{ij}^{eff}$ . Cette interaction contient notamment des termes de répulsion des nucléons à courte portée, de couplage spin-orbite et de répulsion coulombienne. Cette interaction peut être une interaction de contact de Skyrme :  $\hat{v}_{ij}^{eff} \sim \delta(r_i - r_j)$

ou une interaction de portée finie de Gogny :  $\hat{v}_{ij}^{eff} \sim \sum_{k=1}^2 e^{\left(\frac{r_i - r_j}{a_k}\right)}$ , où  $k$  est associé à une portée d'interaction donnée : interaction de longue ou courte portée. Chacun de ces potentiels comportent une quinzaine de paramètres libres qui sont ajustés sur des données expérimentales pour, par exemple, reproduire les masses ou les énergies de liaison des noyaux. L'hamiltonien régissant l'évolution d'un noyau constitué de  $A$  nucléons est alors :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A \frac{\hat{p}_i^2}{2M} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A \hat{v}_{ij}^{eff} \quad (\text{C.1.4})$$

Pour obtenir  $N$  problèmes à 1 corps dont les solutions sont les fonctions d'onde des nucléons  $\phi_{\alpha_i}$  dans un état quantique  $\alpha_i$ , la fonction d'onde du système initial  $|\psi\rangle$  est supposée être un déterminant de Slater :

$$|\psi\rangle = \sum_{p \in P} \pi_p \phi_{\alpha_{p(1)}} \dots \phi_{\alpha_{p(A)}} \quad (\text{C.1.5})$$

avec  $p$  une permutation donnée parmi l'ensemble des permutations  $P$  possibles.

Les fonctions  $\phi_{\alpha_i}$  associées à l'état fondamental du noyau sont obtenues en appliquant le principe variationnel à la fonctionnelle énergie :

$$\epsilon(\psi) = \frac{\langle \psi | \hat{H} | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} \quad (\text{C.1.6})$$

La fonction d'onde du noyau  $|\psi\rangle$  peut être soumise à certaines contraintes telle que la condition de normalisation de chacune des fonctions d'onde  $\phi_{\alpha_i} : \langle \phi_{\alpha_i} | \phi_{\alpha_i} \rangle = 1$  ou des contraintes sur la forme du noyau :  $\mathbf{Q} = (Q_{20}, Q_{30})$ . La méthode des multiplicateurs de Lagrange permet alors d'écrire la fonctionnelle telle que :

$$\epsilon(\psi) \rightarrow \epsilon(\psi) - \sum_{k=1}^m \lambda_k G_k(\phi) \quad (\text{C.1.7})$$

avec  $\lambda_k$  les multiplicateurs de Lagrange et les  $G_k(\phi) = 0$  les  $m$  relations de contraintes imposées au système. Par exemple la condition de normalisation des fonctions des nucléons s'écrit  $G_k(\phi) = (\langle \phi_{\alpha_k} | \phi_{\alpha_k} \rangle - 1) = 0$ .

La minimisation de la fonctionnelle  $\epsilon(\psi)$  ainsi construite par rapport à chacune des fonctions d'onde  $\phi_{\alpha_i}$  [212] permet d'obtenir le système de  $A$  équations à 1 inconnue :

$$\left( -\frac{\hat{p}^2}{2M} + \hat{U}_{HF} \right) |\phi_{\alpha_i}\rangle = \epsilon_i |\phi_{\alpha_i}\rangle \quad (\text{C.1.8})$$

avec  $\hat{U}_{HF}$  le potentiel moyen généré par l'ensemble des nucléons du noyau dans l'espace. Ce potentiel dépend donc de lui-même, il est auto-cohérent. Le potentiel final est obtenu de manière itérative à partir d'une fonction d'onde initiale  $|\psi\rangle^{(0)}$ .

Dans la théorie Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB), le champ moyen HF est construit à partir d'une fonction d'onde initiale composée de quasi-particules tenant compte de l'appariement entre les nucléons ( $|\psi\rangle_{HF} \rightarrow |\psi\rangle_{HFB}$ ) et d'un potentiel effectif contenant lui aussi des termes d'appariement. Le choix de la fonction d'onde initiale et du potentiel effectif vont de paire.

La SEP d'un système fissionnant est alors construite en déterminant les états fondamentaux HFB du noyau pour un ensemble de déformations imposées tel que défini par l'Équation C.1.7. Un exemple de SEP obtenue par cette méthode est représentée sur la Figure A.2.3 dans le cas de l' $^{238}\text{U}$ .

Avec le modèle TDGCM (*Time Dependent Generator Coordinate Method*) [46, 213], l'évolution du système fissionnant sur la SEP ainsi construite est réalisée en considérant qu'à chaque étape le noyau déformé est dans son état fondamental. L'énergie d'excitation est entièrement présente sous forme d'énergie de déformation. Il n'y a pas d'énergie d'excitation intrinsèque comme dans le cas du modèle macro-microscopique précédemment décrit. La fonction d'onde du noyau, donnée par l'Équation C.1.9, est alors une combinaison linéaire de fonctions d'onde  $|\Phi_{\mathbf{q}}\rangle_{HFB}$  pondérée par une fonction  $f(\mathbf{q}, t)$  représentant les importances de chacun des états du noyau au cours du temps.

$$|\Psi(t)\rangle = \int_{\mathbf{q}} f(\mathbf{q}, t) |\Phi_{\mathbf{q}}\rangle_{HFB} d\mathbf{q} \quad (\text{C.1.9})$$

La fonction  $f(\mathbf{q}, t)$ , qui est l'inconnue de cette relation, est obtenue en minimisant l'action du système définie par l'équation de Schrödinger dépendante du temps [46, 213]. Les rendements en masse et en charge sont obtenus en définissant la ligne de scission avec un critère sur la valeur de la densité de nucléons dans le col de  $\sim 0.01$  nucléon.fm<sup>-3</sup> [46]. La proportion de courant de probabilité de la fonction d'onde qui traverse la ligne de scission en un point (fragmentation définie) donne accès aux différents rendements.

La Figure C.1.1 montre que la prise en compte de la dynamique du processus permet de retrouver un rapport pic/vallée comparable à celui des résultats expérimentaux et d'élargir significativement les rendements en masse par rapport aux modèles de point de scission [46].

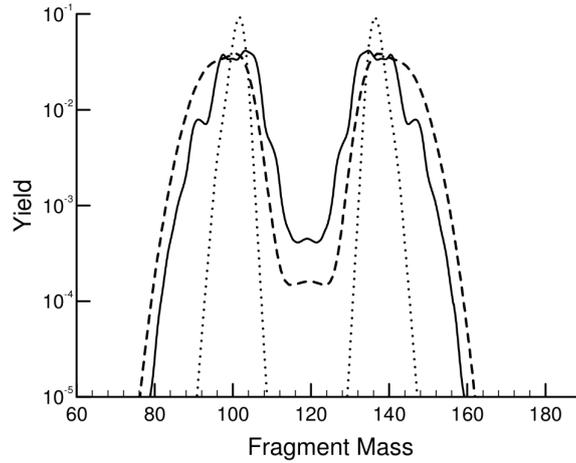


FIGURE C.1.1 – Comparaison entre une distribution en masse issue de calculs statiques (pointillés), d'une distribution issue de calculs dynamiques (traits pleins) et de l'évaluation de Wahl (tirets) [46].

### A.3 Modèle dynamique quasi-adiabatique

L'approche adiabatique ne permet pas de tenir compte de l'évolution de l'énergie d'excitation intrinsèque du noyau fissionnant au cours de sa déformation. Une manière d'accéder aux rendements en énergie d'excitation des fragments est de résoudre l'équation de Schrödinger dépendante du temps à partir d'un état initial avec des fonctions d'onde nucléoniques dépendantes du temps. Le temps n'est plus inclus *a posteriori* comme dans l'approche TDGCM C.1.9. La fonction d'onde initiale s'écrit alors :

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{p \in P} \pi_p \phi(t)_{\alpha_p(1)} \dots \phi(t)_{\alpha_p(A)} \quad (\text{C.1.10})$$

Les caractéristiques du système au cours du temps sont données en minimisant l'action :

$$S = \int_{t_0}^{t_1} \langle \psi(t) | \hat{H} - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} | \psi(t) \rangle \quad (\text{C.1.11})$$

Dans cette approche, les degrés de liberté collectifs et intrinsèques peuvent interagir entre eux ce qui autorise des transitions entre deux niveaux d'énergie. Pour le moment ces études très gourmandes en temps de calcul ne permettent pas d'obtenir des rendements de fission. Les simulations se restreignent donc pour l'instant à un noyau dont l'état initial est fixé. La fragmentation est donc implicitement choisie.

## A.4 Modèle dynamique de changement soudain de potentiel

L'approche dynamique de changement soudain permet d'expliquer la fission ternaire, associée à l'émission d'une troisième particule. Cette approche principalement développée par N. Carjan et al. [214, 215] considère que l'évolution dynamique du système aux abords de la ligne de scission est infiniment rapide. Dans ce cas, le système a une évolution adiabatique :  $\frac{\tau_{int}}{\tau_{coll}} > 1$ . Les nucléons présents dans le col liant les deux fragments n'ont pas le temps de s'adapter au changement soudain de potentiel lors de la rupture du col. Leurs fonctions d'onde correspondantes deviennent très localisées entre les deux fragments menant à l'émission d'une troisième particule :  ${}^4\text{He}$ ,  $t$  ou  $n$  (appelé neutron de scission). L'émission de particule ternaire  $\alpha$  laisserait penser qu'il y a une clusterisation  $\alpha$  dans les noyaux.

## Annexe B

# Fissions rapides de l' $^{238}\text{U}$

### B.1 Données d'entrée de la simulation de l' $^{238}\text{U}$

Les rendements en masse  $Y(A_{\text{pré}})$  et les distributions d'énergie cinétique  $TKE(A_{\text{pré}})$  mesurés par E. Birgersson et al. [20] et par F. Vivès et al. [21], avec deux chambres à ionisation mises dos-à-dos (méthode 2E), sont utilisés comme données d'entrée du code. Les données relatives à la fission de l' $^{238}\text{U}$  à  $E_n=0.8$  MeV et  $E_n=5.5$  MeV sont respectivement tirées de [20] et [21]. Dans ces publications, seuls les paramètres des modes de Brosa [41, 42] associés à ces distributions sont présents. La reconstruction de  $Y(A_{\text{pré}})$  et de  $TKE(A_{\text{pré}})$  est donc réalisée en sommant des fonctions gaussiennes associées à chaque mode de fission. Les données obtenues sont présentées sur la Figure C.2.1. Les  $Y(A_{\text{pré}})$  ne présentent donc aucune structure contrairement aux données expérimentales de Naqvi pour la fission du  $^{237}\text{Np}$  [1]. Similairement aux données de Naqvi, les rendements en masse dans la zone de fission symétrique augmente lorsque  $E_n$  croit. Il est important de rappeler qu'avec la méthode 2E (cf. Section 2.2.2) les  $Y(A_{\text{pré}})$  sont obtenus en appliquant des corrections qui nécessitent la connaissance de  $\bar{\nu}(A)$  de l' $^{238}\text{U}$ . Or comme aucune données de ce type n'existe, les auteurs construisent artificiellement ce  $\bar{\nu}(A)$  à partir des  $\bar{\nu}(A)$  de l' $^{233}\text{U}$  et  $^{235}\text{U}$ . Par conséquent les prédictions des simulations FIFRELIN prenant en entrée des  $Y(A_{\text{pré}})$  obtenus de cette manière doivent être interprétées avec un regard critique vis-à-vis de la qualité de ces données.

Le  $TKE(A_{\text{pré}})$  pour  $E_n=5.5$  MeV est aussi inférieur à celui obtenu pour  $E_n=0.9$  MeV dans la zone de masse  $120 < A < 135$ . Cependant contrairement aux données de Naqvi, le  $TKE$  à  $E_n=5.5$  MeV est supérieur à celui obtenu à  $E_n=0.9$  MeV pour les masses  $A > 135$  uma. Par conséquent les valeurs moyennes du  $TKE$  associées à  $E_n=0.9$  MeV et 5.5 MeV sont similaires et valent respectivement 170.3 MeV et 170.2 MeV.

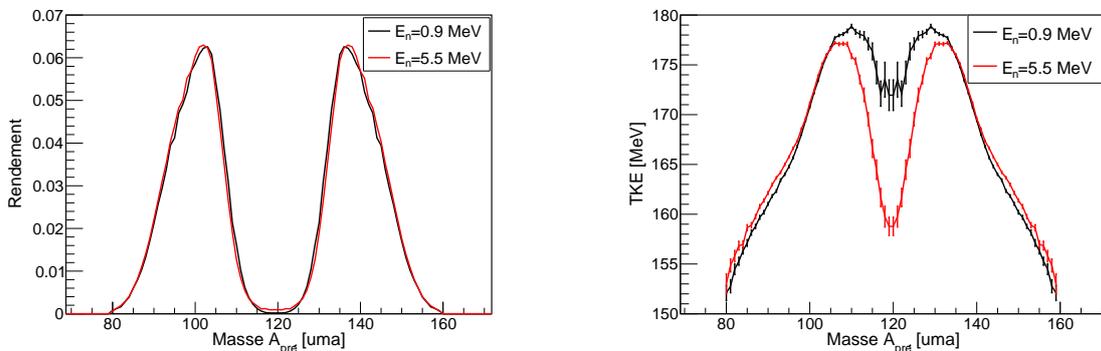


FIGURE C.2.1 – Rendement en masse avant évaporation (gauche) et distribution en énergie cinétique totale en fonction de la masse des fragments avant évaporation obtenus lors de la réaction  $^{238}\text{U}(n,f)$  pour des énergies de neutron incident  $E_n=0.9$  MeV [20] et  $E_n=5.5$  MeV [21].

## B.2 Multiplicités neutrons totales

Aucune multiplicité neutron totale associée de  $^{238}\text{U}$  à  $E_n = 0.9$  MeV n'est présente dans la littérature car à cette énergie la voie de désexcitation fission du noyau composé  $^{239}\text{U}$  n'est pas totalement ouverte comme le montre la section efficace de fission de ce noyau sur la Figure B.6.1. Par conséquent, les  $\bar{\nu}^{tot}$  présentés dans le Tableau C.2.1 sont les  $\bar{\nu}^{tot}$  qui ont été mesurés pour les valeurs de  $E_n$  les plus petites présentes dans la littérature. En supposant raisonnablement que la valeur de  $\bar{\nu}^{tot}$  à  $E_n = 0.9$  MeV est inférieure à celles associées à  $E_n = 1.2-1.3$  MeV, sa valeur doit être inférieure à 2.43/2.55. Cet intervalle d'une largeur de 0.1 neutron montre que cette valeur est mal connue. La valeur de JEFF-3.2 étant égale à 2.44, c'est cette valeur qui fait office de référence aux calculs.

La valeur de  $\bar{\nu}^{tot}$  pour  $E_n = 5.5$  MeV est plus consensuelle et est environ égale à  $\sim 3.10$ . L'ensemble des points de mesure inclut cette valeur à l'intérieur de leur barre d'erreur.

	$\bar{\nu}^{tot}$	
	$E_n \approx 0.9$ MeV	$E_n \approx 5.5$ MeV
Nurpeisov (1975) [216]	$2.545 \pm 0.036$ @1.2 MeV	
Malynovskiy (1983) [217]	$2.431 \pm 0.018$ @1.3 MeV	$3.151 \pm 0.058$ @5.58 MeV
Fréhaut (1980) [218]		$3.094 \pm 0.035$ @5.57 MeV
Taieb (2007) [219]		$3.17 \pm 0.1$ @5.55 MeV
Laurent (2014) [220]		$2.879 \pm 0.160$ @5.16 MeV
		$3.199 \pm 0.154$ @5.88 MeV
JEFF-3.2 [17]	2.44 @0.9 MeV	3.08 @5.5 MeV

Tableau C.2.1 – Multiplicités neutrons totales obtenues pour la fission du  $^{238}\text{U}$  à des énergies de neutron incident  $E_n \approx 0.9$  MeV et  $E_n \approx 5.5$  MeV. Ces données sont extraites de EXFOR [133].

## B.3 Observables gammas

Quelques observables gammas prédites par le code FIFRELIN dans le cadre de l'étude réalisée dans la Section 6.3 sont ici exposées afin que de futures expériences puissent tester la validité des prédictions réalisées par le code et donc des modèles utilisés lors de cette étude. Ces observables ne sont pas discutées. Le Tableau C.2.2 recense les observables gammas moyennes et la Figure C.2.2 représente les spectres de gammas prompts prédits.

Noyau	$E_n$	$\langle E_\gamma^{tot} \rangle$	$\overline{M}_\gamma^{tot}$	$\langle \epsilon_\gamma \rangle$	$\overline{M}_{\gamma,L}$	$\overline{M}_{\gamma,H}$
$^{237}\text{Np}$	0.8	7.45	9.02	0.827	4.34	4.67
	5.5	9.25	11.51	0.804	5.03	6.49
$^{238}\text{U}$	0.9	6.26	8.51	0.719	4.23	4.28
	5.5	7.50	10.35	0.710	4.78	5.57

Tableau C.2.2 – Observables moyennes gammas de la fission rapide du  $^{237}\text{Np}$  et de  $^{238}\text{U}$  pour différentes énergies de neutron incident ( $\Delta t = 3$  ns;  $E_{cut} = \emptyset$ ). Les énergies sont en MeV. Les incertitudes statistiques sont :  $\sigma_E \sim 1.10^{-2}$  MeV,  $\sigma_M \sim 1.10^{-2}$  et  $\sigma_\epsilon \sim 5.10^{-4}$  MeV.

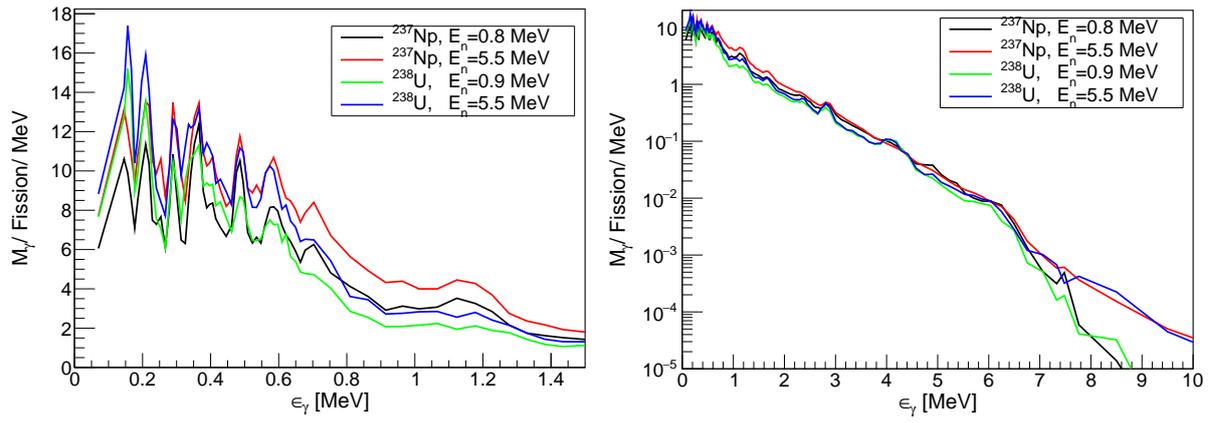


FIGURE C.2.2 – Spectres de gammas prompts du  $^{237}\text{Np}$  et de  $^{238}\text{U}$  de basse énergie (gauche) et de haute énergie (droite) pour  $E_n \approx 0.9$  MeV et  $E_n \approx 5.5$  MeV.

## Annexe C

# Influence de l'épaisseur des matériaux sur les observables de fission

Le dispositif de mesure d'épaisseur d'un matériau par transmission alpha est présenté sur la Figure C.3.1. Cette technique consiste à mesurer la perte d'énergie de particules alpha lors de leur passage à travers le matériau. Une source d' $^{241}\text{Am}$  a été utilisée. Elle décroît principalement en émettant des alphas de 5.48 MeV. Ces derniers sont détectés par un détecteur silicium de type PIPS (Passivated Implanted Planar Silicon) [221] ayant une résolution en énergie de 12 keV pour une tension de polarisation de +40 V. Dans notre cas, la résolution spatiale du dispositif est conditionnée par la taille du PIPS qui est égale à 2.0 mm. Le pas de translation du système de détection (source-silicium) est donc fixé à 5.0 mm.

Le signal du silicium est traité par un pré-amplificateur de charge Canberra Model 2003BT puis par un amplificateur linéaire Tennelec TC 205 dont le gain et le temps de mise en forme sont respectivement fixés à 200 et à 0.5  $\mu\text{s}$ . Le signal est alors numérisé à l'aide d'un Multi Channel Analyzer (MCA) qui code le signal sur 8196 canaux couvrant une plage en tension comprise entre 0 V et 10 V. Les détails techniques de l'étalonnage de la chaîne de mesure sont reportés dans mon rapport de stage de fin d'étude [179].

Les principales étapes de la reconstruction du profil d'épaisseur et l'étude de l'influence de la méconnaissance des inhomogénéités des matériaux traversés par les fragments sont présentés dans l'article ci-dessous.

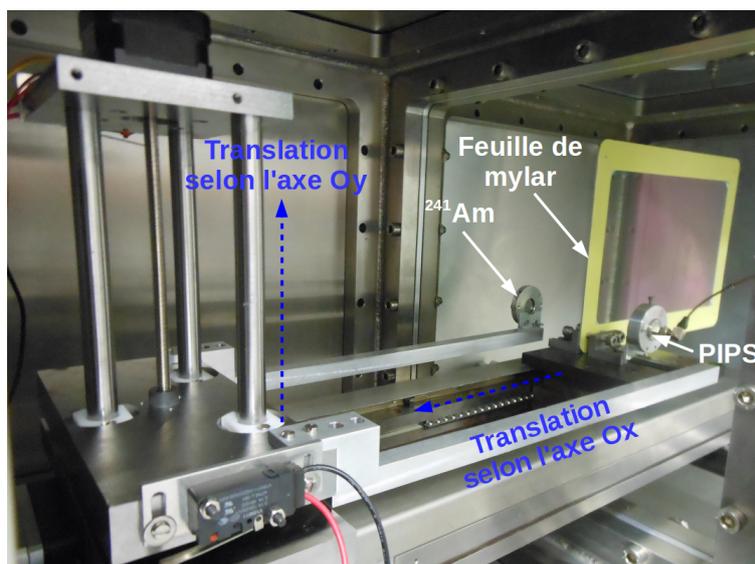


FIGURE C.3.1 – Banc de mesure d'épaisseur de feuille de mylar.

# Impact of material thicknesses on fission observables obtained with the FALSTAFF experimental setup

L. Thulliez<sup>1,\*</sup>, D. Doré<sup>1</sup>, E. Berthoumieux<sup>1</sup>, S. Panebianco<sup>1</sup>, P. Legou<sup>1</sup>, M. Kebbiri<sup>1</sup>, Y. Piret<sup>1</sup>, J.P. Mols<sup>1</sup>, M. Combet<sup>1</sup>, M. Riallot<sup>1</sup>, A. Marcel<sup>1</sup>, F. Farget<sup>2</sup>, J. Pancin<sup>2</sup>, M.O. Frégeau<sup>2</sup>, X. Ledoux<sup>2</sup>, F.-R. Lecolley<sup>3</sup>, J. Perronnel<sup>3</sup>, D. Goupillère<sup>3</sup>, and S. Oberstedt<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Irfu, CEA, Université Paris-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup>GANIL, F-14050 Caen, France

<sup>3</sup>LPC, F-14076 Caen, France

<sup>4</sup>European Commission, DG Joint Research Center, Directorate G - Nuclear Safety and Security, Unit G.2 Standards for Safety, Security and Safeguards, 2440 Geel, Belgium

**Abstract.** In the past years, the fission studies have been mainly focused on thermal fission because most of the current nuclear reactors work in this energy domain. With the development of GEN-IV reactor concepts, mainly working in the fast energy domain, new nuclear data are needed.

The FALSTAFF spectrometer under development at CEA-Saclay, France, is a two-arm spectrometer which will provide mass yields before (2V method) and after (EV method) neutron evaporation and consequently will have access to the neutron multiplicity as a function of mass. The axial ionization chamber, in addition to the kinetic energy value, will measure the energy loss profile of the fragment along its track. This energy loss profile will give information about the fragment nuclear charge. This paper will focus on recent developments on the FALSTAFF design. A special attention will be paid to the impact of the detector material thickness on the uncertainty of different observables.

## 1 Introduction

Most of the innovative nuclear reactors under development are based on fast reactor technologies. In this fast energy domain, from hundreds keV to several MeV, new accurate fission fragment mass yields are needed in order to predict the residual decay heat and the poisoning of the nuclear fuel which are important parameters for nuclear reactor management. Experiments are also needed to answer some theoretical questions on the fission process such as how the energy is shared between the two fission fragments. Actually it has been unexpectedly observed that the heavy fragments take the additional energy brought by the fast neutron, leading to an enhancement of prompt neutron emission from the heavy fragment while the neutron emission from the light fragments remains the same [1, 2].

To answer these questions, a spectrometer named FALSTAFF is under development at CEA-Saclay (France) [3]. The aim of the FALSTAFF spectrometer is to study neutron-induced fission in a neutron energy range from hundreds keV to several MeV. This energy range will be accessible in installing the spectrometer at the Neutrons For Science (NFS) facility [4]. The advantage of the direct kinematic technique is an accurate definition of the the initial state of the compound nucleus

which undergoes fission. However, fission fragments have a low kinetic energy. As a consequence they lose a non-negligible amount of energy when they interact with materials making their identification difficult. To correctly identify the fission fragments, the energy losses suffered by the fragments have to be taken into account. This requires the knowledge of the fragment nuclear charge and the material thicknesses crossed by the fragment.

The first part of this paper will describe the setup and the observables accessible with the FALSTAFF spectrometer. The second part will focus on the impact of the detector material thickness uncertainties on the observables. The third part will deal with the impact on the observables, of using thinner materials.

## 2 Description of the FALSTAFF spectrometer

The FALSTAFF spectrometer will provide the full characterization of the fission fragments, *i.e.* their masses before and after neutron evaporation process, their kinetic energies and their nuclear charges. The deduced neutron multiplicity as a function of mass will provide information on the energy sharing between the two fragments at the scission point.

The mass before neutron evaporation is obtained *via* the 2V (Double Velocity) method. To apply this method

---

\*e-mail: loic.thulliez@cea.fr

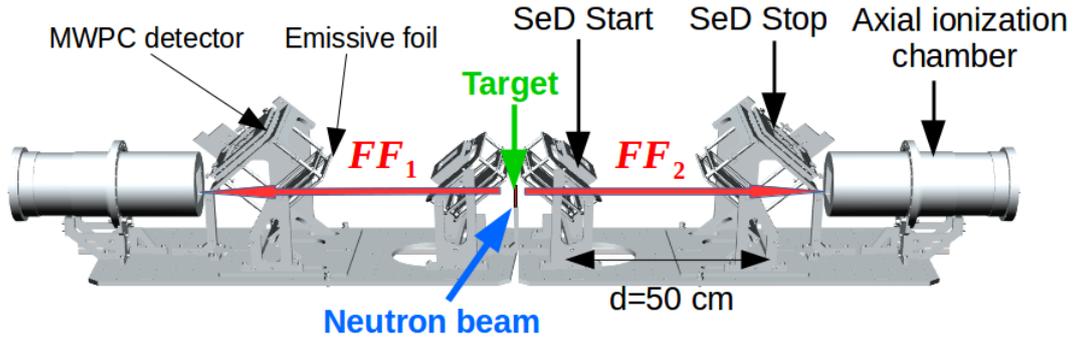


Figure 1: Drawing of the two-arm FALSTAFF spectrometer. Each arm is made of two ToF Secondary Electron Detectors (SeD) and one axial ionization chamber.

the assumption is made that the neutron emission, in average, does not change the velocity of the fragments in the center of mass frame. It requires the measurement of both fragment velocities in coincidence. The velocity is determined with two time-of-flight (ToF) Secondary Electron Detectors (SeD) [5], represented in Figure 1. Each detector gives the arrival time and position of a particle on the detector. Those detectors have a timing resolution of  $\sigma_t \sim 120$  ps and a spatial resolution of  $\sigma_x \sim 1$  mm [6]. The distance between the two SeDs is 50 cm. A SeD is made of an emissive foil and a Multi-Wire Proportional Chamber (MWPC) detector. When a fragment crosses an emissive foil, it loses kinetic energy leading to electron production on the foil surface. The electrons, thanks to an electric field, are then accelerated and detected by the MWPC detector.

The mass after neutron evaporation is obtained with the EV (Energy-Velocity) method. In addition to the velocity information, the kinetic energy value of the fragment is then required. This information is obtained with an axial ionization chamber, CALIBER, placed after the Stop detector. The kinetic energy value measured in the chamber has to be corrected for energy losses suffered by the fragment in the target, in the emissive foils and in the chamber entrance window. Those corrections require the knowledge of the fragment nuclear charge and the thicknesses of the materials the fragments have passed through. The crossed thickness is deduced from the thickness given by the manufacturer and the angle between the detector and the particle trajectory. The nuclear charge information is provided by the energy loss of the fragment along its track.

### 3 Impact of the material thickness uncertainty on fission observables

This section investigates whether or not the average mylar thickness given by the manufacturer can be taken for granted in order to correctly determine the observables and looks at the impact of the thickness uncertainty given by the manufacturer on the observables. The impact of the thickness inhomogeneities on the observable determination is also investigated.

#### 3.1 Impact of the thickness uncertainty given by the manufacturer

The emissive foils of the ToF detectors are made of mylar foil having a thickness, given by the manufacturer, of  $0.5 \mu\text{m} \pm 20\%$  and a thin evaporated Aluminium layer of around  $30 \text{ nm} \pm 4 \text{ nm}$ . The following is dedicated to the investigation of the impact of the thickness uncertainty of the mylar foil on the observables. It is performed in three steps:

- a) A Geant-4 [7] geometry of the FALSTAFF spectrometer is implemented in setting the SeD foil thicknesses to  $dx=0.5 \mu\text{m}$ . The simulation is performed with the software version Geant4.10.02.p01 and with the Physics-List "QGSP\_BERT\_EMV", from which the fragment energy losses depend.
- b) Fission events, from the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ , from GEF code [8] are then generated. The software version 2015/2.2 (01/2016) is used. The number of neutrons emitted by each fragment is provided by this software, leading to the neutron multiplicity as a function of mass represented by the red curve in Figure 2. It shows a plateau around masses 140-155, perhaps due to too high shell corrections.
- c) The simulated data collected in the detectors are analysed under different assumptions on the foil thicknesses.

In the following, the impact of the hypothesis is investigated by looking at their effects on the neutron multiplicity as a function of mass.

For this study the analysis is performed with different assumptions : emissive foils have a thickness of **1**  $dx=0.5 \mu\text{m}$  (red curve), **2**  $dx=0.4 \mu\text{m}$  (green curve) and **3**  $dx=0.6 \mu\text{m}$  (blue curve) representing respectively the lower limit  $-20\%$  and the upper limit of  $+20\%$ . The results are shown in Figure 2. The hypothesis **1** corresponds to the case where the material thickness is fully known and thus can be considered as the reference. The difference between green and blue curves represents the neutron multiplicity uncertainty due to the thickness uncertainty. This amplitude range goes from 1 to 4 neutrons for the light fragments and from 4 to 6 neutrons for the heavy ones. The neutron uncertainty is bigger

for heavy fragments than for light ones because they suffer more energy losses, so more energy loss corrections have to be applied. The blue result in Figure 2 presents a negative neutron multiplicity associated to the heavy fragments. This is due to an overestimation of the foil thickness compared to the real one. In fact, this overestimation leads to too large energy loss corrections, leading to too large final masses. It does not affect initial masses which are obtained *via* the 2V method for which less energy loss corrections are needed.

The results show that the average thickness value given by the manufacturer can not be taken for granted because of the high impact of the thickness uncertainty given by the manufacturer on the observables.

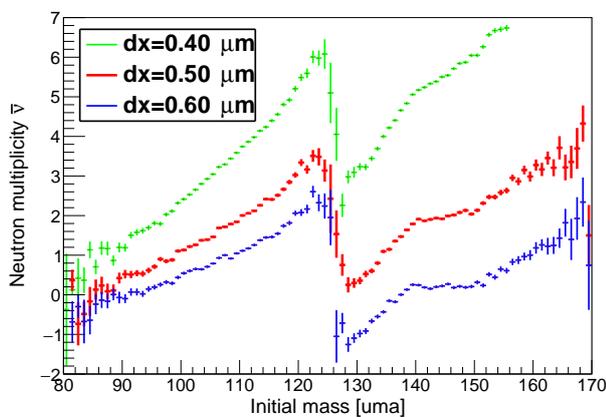


Figure 2: Impact of the thickness uncertainty given by the manufacturer on the neutron multiplicity as a function of mass from the reaction  $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ .

### 3.2 Thickness measurement setup and thickness profile reconstruction method

To reduce the thickness uncertainty given by the manufacturer, a thickness measurement setup has been developed based on the  $\alpha$ -transmission technique. The detection setup is made of an  $^{241}\text{Am}$  source and a PIPS Silicon detector which has an energy resolution of 12 keV [9], leading to a measurement thickness precision of  $\pm 10$  nm. The energy loss of alpha particles through a foil is measured and then converted in mylar thickness with the help of energy loss/thickness table, built with the SRIM software [10]. A scan of the  $14 \times 22$  cm<sup>2</sup> foil is performed and then the entire foil profile is reconstructed with a Delaunay triangulation interpolation [11]. A typical thickness profile is presented in Figure 3. The visible structures depend on the way the mylar foil is stretched and stucked to its frame.

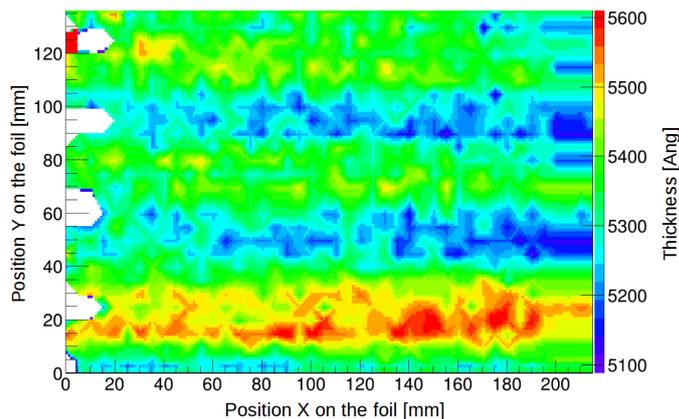


Figure 3: A typical foil thickness profile obtained after thickness measurements based on the energy loss of alpha-particles from  $^{241}\text{Am}$ .

### 3.3 Impact of the thickness inhomogeneity

Once the foil profile is obtained, the impact of the thickness inhomogeneity of the foil on the observable is studied. The spatial resolution of the thickness measurement setup is equal to 5 mm. This determines the minimum size of the measurement step. The foil profile reconstructed from measurements performed every 5 mm, represented in Figure 3, is implemented in Geant-4. Fission events are then generated.

The analysis of the simulated data collected by the detectors are then performed with different assumptions. The neutron multiplicity as a function of initial mass, represented in Figure 4, are obtained according to the following hypothesis :

- 1) a complete knowledge of the profile, red results.
- 2) a partial knowledge of the profile (basically one point out of four is kept from measurements performed every 5 mm), green results.
- 3) an average thickness of  $0.53 \mu\text{m}$ , blue results.
- 4) an average thickness of  $0.5 \mu\text{m}$ , black results.

The similarities of those results, depicted in Figure 4 by red ( $\Delta X=5$  mm) and green ( $\Delta X=20$  mm) symbols, show that the determination of the fission observables does not depend on the measurement step. Moreover only the knowledge of the true average thickness is necessary (blue line). This true average thickness is defined as the mean of the measured thicknesses from the profil in Figure 3. Thus measurements have to be performed to find the true average thickness. In this case, the measured average thickness is  $0.53 \mu\text{m}$ , which is different from the one given by the manufacturer ( $0.5 \mu\text{m}$ ). So far the measured average thickness does not depend on the measurement step (5 mm or 20 mm). Special attention is needed in the accuracy of this statement since only few foils have been characterized.

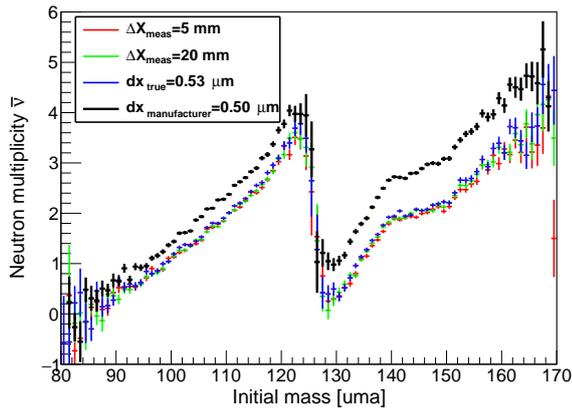


Figure 4: Impact of the measurement step on the neutron multiplicity as a function of mass.

#### 4 Impact of the foil thickness on velocity observable

The main difficulty of studying fission in direct kinematic is the particle identification due to energy losses in the different detectors. Previously the study of inhomogeneity impact was also performed for a  $0.9 \mu\text{m}$  thick emissive foil. The conclusions are the same as those drawn for the  $0.5 \mu\text{m}$  thick foil. As a consequence, to minimize the impact of the energy loss correction and its uncertainty, the thinner foil is used.

As shown in Figure 5, the measured velocity, determined by fitting each peak by a gaussian, is then shifted up by  $\sim 0.04 \text{ cm/ns}$  for the light and heavy fragments when a foil of  $0.5 \mu\text{m}$  is used instead of  $0.9 \mu\text{m}$  one. This corresponds approximately to an energy loss reduction of around  $\sim 10 \text{ MeV}$  (Geant-4 results). As a consequence the kinetic energy measured value in the axial ionization chamber with a foil of  $0.5 \mu\text{m}$  is higher than with the one of  $0.9 \mu\text{m}$ . This also leads to a longer energy loss profile measurement, which consequently brings more information for the fragment nuclear charge determination.

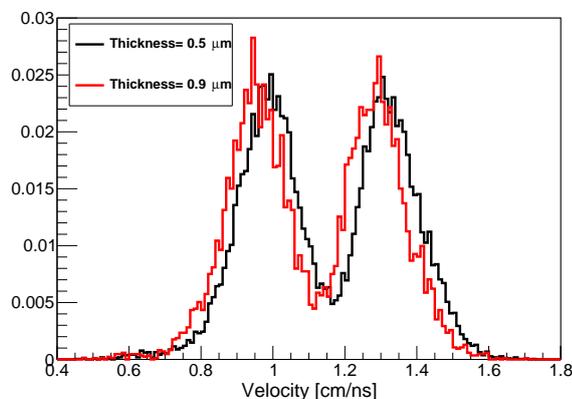


Figure 5: Comparison of velocity measurements performed with emissive foils made from mylar of thickness  $0.5 \mu\text{m}$  (black line) and  $0.9 \mu\text{m}$  (red line).

## 5 Conclusion

One key point in the studies of neutron-induced fission is to take correctly into account the energy losses suffered by the fission fragments in the detector materials in order to correctly identify the fragments. The present study has shown the non-negligible impact of the thickness uncertainty given by the manufacturer on the observables. As a consequence a thickness measurement setup has been built to determine the thickness profile of the SeD emissive foils and of the ionization chamber entrance window. This measured average thickness might be different from the average thickness given by the manufacturer and has to be known. It has been pointed out that taking into account the thickness inhomogeneities is not necessary, and that only the measured average foil thickness is needed. It was also shown that using a foil of  $0.5 \mu\text{m}$  instead of the original  $0.9 \mu\text{m}$  one, has been successfully conducted leading to smaller energy loss corrections. Usage of foil thinner than  $0.9 \mu\text{m}$  was a technical challenge in itself.

The next step for the development of the FALSTAFF spectrometer is to characterize the new axial ionization chamber, CALIBER. Its characterization will be made with a  $^{252}\text{Cf}$  source and its energy calibration will be made with ion beams. A method for the fragment nuclear charge determination from the fragment energy loss profile in CALIBER will be investigated. The full characterization of the first arm of the spectrometer will be done in 2017 and the two-arm FALSTAFF spectrometer will be ready for data taking in 2018.

This work was supported by EURATOM 7 Framework Programme CHANDA and the French programme NEEDS.

## References

- [1] A. A. Naqvi et al., Phys. Rev. C **34**, 218 (1986)
- [2] R. Müller et al., Phys. Rev. C **29**, 885 (1984)
- [3] D. Doré et al., Nuclear Data Sheets **119**, 346 (2014)
- [4] X. Ledoux et al., Nuclear Data Sheets **119**, 353 (2014)
- [5] A. Drouart et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **477**, 401 (2002)
- [6] M. Vostinar et al., JINST **119** (2013)
- [7] S. Agostinelli et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **506**, 250 (2003)
- [8] K. H. Schmidt et al., Tech. rep., JEFF Report 24 (2014)
- [9] <http://www.canberra.com/products/detectors/pips-detectors-standard.asp>, accessed: 01/04/2014
- [10] J. Ziegler, <http://www.srim.org>, accessed:05/2014
- [11] P. Lancaster and K. Salkauskas, *Curve and Surface Fitting, an introduction*, 3rd edn. (Academic Press, 1990)

# Table des figures

A.1.1	<i>Rendements des noyaux produits lors de la fission thermique de l'uranium-235 [6]. . . . .</i>	14
A.1.2	<i>Schéma des étapes du processus de fission avec les observables mesurables associées [7]. . . . .</i>	15
A.1.3	<i>Évolution du moment angulaire total du noyau composé <math>^{237}\text{U}</math> en fonction de l'énergie du neutron incident lors de la réaction <math>^{236}\text{U}(n,f)</math> [8]. Résultats issus de calculs DWBA. . . . .</i>	17
A.2.1	<i>A gauche : Rendements en masse pour la fission de <math>^{233}\text{U}</math> induite par neutron thermique et par réaction de Coulex [15]. A droite : Évolution de la position des pics légers et lourds des rendements en masse en fonction de la masse du système fissionnant [45]. . . . .</i>	24
A.2.2	<i>A gauche : Distributions en charge et d'énergie cinétique totale obtenues pour divers systèmes fissionnants [13]. A droite : Valeur moyenne de l'énergie cinétique et l'incertitude associée en fonction de la masse des fragments primaires pour la fission spontanée du <math>^{252}\text{Cf}</math> [48]. . . . .</i>	25
A.2.3	<i>Surface d'énergie potentielle obtenue avec le modèle de la goutte liquide (gauche, traits pointillés), par Strutinsky en incorporant les effets quantiques du noyau au modèle de la goutte liquide (gauche, trait continu) [50] et à partir de calculs microscopiques HFB-D1S pour <math>l^{238}\text{U}</math> (droite) [46]. . . . .</i>	27
A.2.4	<i>Lien entre les états collectifs dans un puits de potentiel (gauche) et les structures dans les pénétrabilités sur l'axe de la fonction d'onde du système (droite) [54]. . . . .</i>	28
A.3.1	<i>A Gauche : Séparation des domaines de fluage négligeable et significatif pour le zircaloy en fonction de la durée et de la température de fonctionnement [55]. Droite : Évolution de la courbe de résilience de la cuve d'un réacteur en fonction du temps. . . . .</i>	31
A.3.2	<i>A gauche : Multiplicité des neutrons en fonction de la masse des fragments avant évaporation. A droite : Corrélation entre la multiplicité moyenne des neutrons et l'énergie cinétique totale des fragments pour la fission spontanée du <math>^{252}\text{Cf}</math>. . . . .</i>	34
A.3.3	<i>Spectres gammas expérimentaux de basse énergie [65, 67, 66]. . . . .</i>	35
B.4.1	<i>A gauche : Rendements en masse des fragments primaires issus des travaux de Varapaï [48]. A droite : Fonction de polarisation de charge de Wahl en fonction de la masse, pour la fission spontanée du <math>^{252}\text{Cf}(sf)</math> [91]. . . . .</i>	42
B.4.2	<i>Formes de la distribution de probabilité <math>P(J)</math> en fonction de la valeur du paramètre de spin cut-off <math>\sigma</math>. . . . .</i>	43
B.4.3	<i>Représentation de la désexcitation d'un noyau aux abords de la ligne Yrast, dans le plan <math>(E, J)</math>. . . . .</i>	44
B.4.4	<i>Loi en température <math>R_T(A)</math> permettant la répartition de l'énergie d'excitation intrinsèque entre les fragments de fission. . . . .</i>	45

B.4.5	<i>Évolution de l'énergie potentielle de déformation en fonction du paramètre de déformation quadripolaire <math>\beta_2</math> (trait continu) et de l'énergie rotationnelle (trait pointillé) associée à <math>I = 8 - 16 - 24 \hbar</math>, pour <math>^{132}\text{Sn}</math> [95]. . . . .</i>	46
B.4.6	<i>Schéma des trois étapes de la construction du schéma de niveaux d'un fragment.</i>	47
B.4.7	<i>Schéma de la désexcitation d'un noyau avec le code FIFRELIN. . . . .</i>	49
B.4.8	<i>Temps de demi-vie des transitions électriques <math>E</math> et magnétiques <math>M</math> en fonction de leur multipolarité <math>L</math> et de l'énergie du gamma émis, pour un noyau de masse <math>A=146</math>. Le taux de transition associé est <math>\tau = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} [s^{-1}]</math>. . . . .</i>	52
B.4.9	<i>Effet du décalage Doppler sur les structures de basse énergie d'un spectre de gammas prompts de fission émis dans le référentiel du centre de masse. Spectres gammas associés à la fission spontanée du <math>^{252}\text{Cf}</math> obtenus par un calcul FIFRELIN. . . . .</i>	53
B.4.10	<i>Probabilité d'émission d'un neutron en fonction de l'énergie <math>E</math> et du moment angulaire <math>J</math> du <math>^{144}\text{Ba}</math> [7, 88]. . . . .</i>	53
B.5.1	<i>Multiplicité neutron en fonction de la masse des fragments (gauche) et spectre de neutrons rapporté à une maxwellienne de température <math>T=1.42</math> MeV (gauche).</i> 56	
B.5.2	<i>Spectres gammas prompts de fission de basse énergie comparés aux données expérimentales (gauche) et représentés avec la contribution provenant des données de structures de RIPL-3 (droite) (<math>\Delta t = 3</math> ns; <math>E_{\text{cut}} = \emptyset</math>). Ces résultats sont obtenus avec les modèles nucléaires sélectionnés dans le Tableau B.5.1.</i>	57
B.5.3	<i>Cascade de désexcitation d'un fragment primaire <math>^{108}\text{Mo}</math> dans le plan (<math>E, J</math>) dont l'état initial est <math>E=20.5</math> MeV, <math>J = 10 \hbar</math> (gauche) et <math>J = 13 \hbar</math> (droite) respectivement associé à <math>\sigma = 8.5 \hbar</math> et <math>\sigma = 10.5 \hbar</math>. Les carrés verts, bleus et rouges représentent respectivement l'état initial, après émission d'un neutron et d'un gamma du fragment. Le pas de la grille en énergie est de 250 keV et celui en moment angulaire est de <math>0.5 \hbar</math>. . . . .</i>	59
B.5.4	<i>Influence du changement de paramètre de spin cut-off sur le spectre de gammas prompts pour des énergies inférieures à 1.5 MeV. . . . .</i>	60
B.5.5	<i>Évolution de l'énergie du premier (haut), du quatrième (milieu) et du huitième (bas) gamma émis en fonction du moment angulaire totale initial du fragment.</i>	61
B.5.6	<i>Représentation des états <math> J, M\rangle</math> contribuant à la densité de niveaux <math>\rho(E, M)</math> pour différentes valeurs de <math>M</math> [96]. . . . .</i>	65
B.5.7	<i>Modes de vibrations collectifs Wriggling (gauche) et Bending (droite) des fragments de fission. . . . .</i>	68
B.5.8	<i>Évolution du moment angulaire (<math>l</math> moment angulaire à la scission et <math>\Delta l</math> variation du moment angulaire lors de la phase d'accélération) en fonction de la masse des fragments et pour différentes températures <math>T</math> des noyaux [108].</i>	69
B.5.9	<i>Importance relative des gammas d'énergie de 200 keV (gauche) et d'énergie de [400;800] keV (droite) en fonction de la masse des fragments. La plage temporelle d'acquisition est [200; 1500] ps après la fission thermique de <math>l^{235}\text{U}</math> [74]. . . . .</i>	72
B.5.10	<i>Évolution du moment angulaire <math>J_{\text{RMS}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\sigma - 0.5</math> en fonction de la masse du fragment, pour différentes énergies d'excitation intrinsèques <math>U</math> du fragment obtenue avec le modèle de spin cut-off Inertia. Ces courbes sont obtenues avec le paramètre <math>\alpha=1</math>. . . . .</i>	73
B.5.11	<i>Multiplicité neutron en fonction de la masse des fragments <math>\bar{\nu}(A)</math> (gauche) et spectres gammas de basse énergie (<math>\Delta t = 3</math> ns, <math>E^{\text{cut}} = \emptyset</math>) (droite) obtenus avec l'utilisation d'un paramètre de densité de niveaux effectif ou collectif, lors du processus de partage de l'énergie entre les fragments et avec un modèle de spin cut-off Inertia+Shell. . . . .</i>	75

B.5.12	<i>Rendements en masse avant évaporation représentent respectivement les événements de fission dont l'attribution des états initiaux des fragments a échoué et réussi.</i> . . . . .	76
B.5.13	<i>Représentation dans le plan (E,J) de la distribution des états initiaux des fragments légers (haut) et lourds (bas) échantillonnés avec le modèle de spin cut-off Constant (droite) et Inertia (gauche).</i> . . . . .	77
B.5.14	<i>Distributions du moment angulaire initial des fragments légers (gauche) et lourds (droite) obtenues avec les modèles de spin cut-off Constant (P(J)) et Inertia (J<sub>RMS</sub>).</i> . . . . .	77
B.5.15	<i>Distributions en énergie d'excitation totale initiale des fragments légers (gauche) et lourds (droite) obtenues avec une assignation du moment angulaire avec les modèles Constant (P(J)) et Inertia (J<sub>RMS</sub>). Le pas de la grille en énergie est de 250 keV.</i> . . . . .	78
B.5.16	<i>Corrélations entre la multiplicité neutron et le moment angulaire (haut) ou l'énergie initiale (bas) des fragments obtenues avec les modèles de spin cut-off Constant (colonne de gauche) et Inertia + Shell (colonne de droite).</i> . . . . .	80
B.5.17	<i>Corrélations entre la multiplicité gamma et l'énergie initiale (haut) ou le moment angulaire (bas) des fragments obtenues avec les modèles de spin cut-off Constant (colonne de gauche) et Inertia + Shell (colonne de droite).</i> . . . . .	80
B.5.18	<i>Distribution de la multiplicité gamma (gauche) et de l'énergie gamma totale en fonction de la masse des fragments (droite).</i> . . . . .	82
B.5.19	<i>Multiplicité gamma (gauche) et moment angulaire initial des fragments (droite) en fonction de la masse des fragments.</i> . . . . .	83
B.5.20	<i>Spectres de gammas de basse (gauche) et de haute (droite) énergie obtenus avec différents modèles de spin cut-off.</i> . . . . .	83
B.5.21	<i>Multiplicités neutrons en fonction de la masse des fragments primaires (gauche) et leurs écarts relatifs à celle obtenue avec <math>\alpha=1.6</math> (droite).</i> . . . . .	85
B.5.22	<i>Moment angulaire initial moyen des fragments en fonction de leur masse.</i> . . . . .	86
B.5.23	<i>Gauche : Distribution de probabilité de la multiplicité gamma. Droite : Multiplicité gamma en fonction de la masse des fragments primaires.</i> . . . . .	86
B.5.24	<i>A gauche : Spectres de gammas prompts pour des gammas d'énergie inférieure à 2 MeV, échelle linéaire. A droite : Spectres de gammas prompts, échelle logarithmique.</i> . . . . .	87
B.5.25	<i>Valeurs des paramètres de corrections c [+10] (gauche) et p [+10] (droite) en fonction de la masse et de la charge du noyau, intervenant dans l'équation B.5.33. Le contour noir délimite la zone des fragments de fission avant évaporation des neutrons dans le cas de la fission spontanée du <sup>252</sup>Cf.</i> . . . . .	89
B.5.26	<i>Évolution du nombre cumulé de niveaux en fonction de l'énergie d'excitation du <sup>144</sup>Ba (gauche) et du <sup>106</sup>Mo (droite). Les courbes noires, rouges et vertes sont obtenues à partir des modèles <math>\rho_{HFB}</math>, <math>\rho_{CGCM}</math> et des données contenues dans la base de données RIPL-3.</i> . . . . .	90
B.5.27	<i>Évolution de la distribution du moment angulaire, issue des calculs HFB, en fonction de l'énergie d'excitation d'un noyau de <sup>144</sup>Ba (gauche) et de <sup>106</sup>Mo (droite).</i> . . . . .	91
B.5.28	<i>Évolution du moment angulaire moyen en fonction de la masse et de l'énergie des fragments obtenue à partir des données tabulées HFB (gauche) et avec le modèle CGCM (droite). Le pas de la grille est de 0.5 ħ.</i> . . . . .	92
B.5.29	<i>Évolution de la distribution de la parité <math>\pi = +</math>, issue des calculs HFB, en fonction de l'énergie d'excitation d'un noyau de <sup>144</sup>Ba (gauche) et de <sup>106</sup>Mo (droite).</i> . . . . .	92
B.5.30	<i>Multiplicité neutron en fonction de la masse des fragments (gauche). Écarts relatifs des <math>\bar{\nu}(A)</math> entre deux modèles nucléaires auxquels une distribution CGCM est remplacée par une HFB (droite).</i> . . . . .	95

B.5.31	<i>Spectres de neutrons prompts de fission obtenus avec différents modèles de densité de niveaux. . . . .</i>	<b>95</b>
B.5.32	<i>Énergie totale emportée par les gammas (gauche) et les écarts relatifs associés par rapport au modèle nucléaire à partir duquel il a été défini (droite). . . .</i>	<b>96</b>
B.5.33	<i>Multiplicité gamma en fonction de la masse des fragments (gauche) et les écarts relatifs associés obtenus par rapport au modèle nucléaire à partir duquel il a été défini (droite). . . . .</i>	<b>97</b>
B.5.34	<i>Spectres de gammas prompts de fission de basse énergie (gauche) et de haute énergie (droite) obtenus pour différents modèles de densités de niveaux. . . .</i>	<b>98</b>
B.5.35	<i>A gauche : Écarts relatifs entre les spectres de gammas prompts obtenus par rapport au modèle nucléaire à partir duquel il a été défini. A droite : Distributions de probabilité de la multiplicité gamma totale obtenues pour différents modèles de densité de niveaux. . . . .</i>	<b>98</b>
B.5.36	<i>Distribution de la parité <math>\pi = +</math> en fonction de l'énergie d'excitation du <math>^{165}\text{Tb}</math> issue des données HFB. . . . .</i>	<b>98</b>
B.5.37	<i>Schéma de la résonance isovectorielle de multipolarité <math>L=1</math> (Résonance Dipolaire Géante). . . . .</i>	<b>100</b>
B.5.38	<i>Comparaison des fonctions de force gamma théoriques aux données expérimentales, pour le <math>^{144}\text{Nd}</math> (<math>\beta^{GS} = 0.0</math>) (gauche) et le <math>^{90}\text{Zr}</math> (<math>\beta^{GS} = 0.053</math>) (droite) [129]. Les mêmes comparaisons sont présentes dans la documentation RIPL-3 p.3171-3172. . . . .</i>	<b>105</b>
B.5.39	<i>Fonction de force gamma du <math>^{106}\text{Mo}</math> (gauche) et du <math>^{144}\text{Ba}</math> (droite). . . . .</i>	<b>106</b>
B.5.40	<i>Fonctions de force gamma pour des gammas d'énergie inférieure à 10 MeV pour le <math>^{106}\text{Mo}</math> (gauche) et le <math>^{144}\text{Ba}</math> (droite). . . . .</i>	<b>106</b>
B.5.41	<i>Spectres gammas du <math>^{106}\text{Mo}</math> (gauche) et du <math>^{144}\text{Ba}</math> (droite), respectivement obtenus à partir des états initiaux (<math>E^*=6.8</math> MeV, <math>J = 14 \hbar</math>, <math>\pi = -</math>) et (<math>E^*=5.9</math> MeV, <math>J = 14 \hbar</math>, <math>\pi = -</math>). . . . .</i>	<b>107</b>
B.5.42	<i>Spectres gammas de basse énergie (gauche) et totaux (droite) obtenus dans le référentiel du laboratoire. . . . .</i>	<b>108</b>
B.5.43	<i>Contributions des gammas de multipolarité <math>E1</math> aux spectres gammas totaux obtenus dans le référentiel du centre de masse. . . . .</i>	<b>109</b>
B.5.44	<i>Contributions des gammas de multipolarité <math>E2</math> aux spectres gammas totaux obtenus dans le référentiel du centre de masse. . . . .</i>	<b>109</b>
B.5.45	<i>Contributions des gammas de multipolarité <math>M1</math> aux spectres gammas totaux obtenus dans le référentiel du centre de masse. . . . .</i>	<b>109</b>
B.6.1	<i>Flux neutronique dans la zone combustible du réacteur ASTRID (courtoisie de P. Archier [132]) (gauche) et sections efficaces de fission de <math>^{238}\text{U}</math> et du <math>^{237}\text{Np}</math> [17] (droite). . . . .</i>	<b>111</b>
B.6.2	<i>Multiplicité moyenne neutron en fonction de la masse des fragments pour la fission rapide du <math>^{237}\text{Np}</math> [1]. . . . .</i>	<b>112</b>
B.6.3	<i>Rendements en masse avant évaporation (gauche) et distributions en énergie cinétique totale en fonction de la masse des fragments avant évaporation (droite) obtenus lors de la réaction <math>^{237}\text{Np}(n,f)</math> pour des énergies de neutron incident <math>E_n = 0.8</math> MeV et <math>E_n = 5.5</math> MeV [1]. Les données sont extraites de la base de données EXFOR [133]. . . . .</i>	<b>113</b>
B.6.4	<i>Multiplicités neutrons en fonction de la masse des fragments obtenues par des calculs FIFRELIN et expérimentalement par Naqui [1]. . . . .</i>	<b>115</b>
B.6.5	<i>Évolution du moment angulaire initial moyen des fragments de fission en fonction de leur masse et pour deux énergies de neutron incident. . . . .</i>	<b>117</b>
B.6.6	<i>Distributions des états initiaux des fragments légers (gauche) et lourds (droite) dans le plan <math>(E,J)</math> obtenues lors de la fission du <math>^{237}\text{Np}</math> à <math>E_n = 0.8</math> MeV. . . .</i>	<b>117</b>
B.6.7	<i>Distributions des états initiaux des fragments légers (gauche) et lourds (droite) dans le plan <math>(E,J)</math> obtenues lors de la fission du <math>^{237}\text{Np}</math> à <math>E_n = 5.5</math> MeV. . . .</i>	<b>118</b>

B.6.8	<i>Multiplicités neutrons en fonction de la masse des fragments obtenue par des calculs FIFRELIN, par des calculs GEF [83] et expérimentalement par Naqvi [1]. . . . .</i>	118
B.6.9	<i>Spectres de gammas prompts de fission de basse énergie (gauche) et de haute énergie (droite) obtenus lors de la réaction <math>^{237}\text{Np}(n,f)</math> pour des énergies de neutron incident de 0.8 MeV et 5.5 MeV. . . . .</i>	119
B.6.10	<i>Multiplicités neutrons en fonction de la masse des fragments associées aux fissions de <math>^{238}\text{U}</math> et du <math>^{237}\text{Np}</math> pour des énergies <math>E_n \approx 0.9</math> MeV et <math>E_n \approx 5.5</math> MeV. . . . .</i>	121
C.7.1	<i>A gauche : Section efficace de fission de <math>^{238}\text{U}(n,f)</math> provenant de la bibliothèque JEFF-3.2 [144]. A droite : Flux disponibles à n_TOF et à NFS [143]. . . . .</i>	127
C.7.2	<i>Influence des résolutions temporelles des détecteurs de temps de vol sur la reconstruction des masses avant et après évaporation des fragments [145]. . . . .</i>	129
C.7.3	<i>Influence de la résolution en énergie sur la masse des fragments après évaporation [145]. . . . .</i>	129
C.7.4	<i>Prototype du premier bras du dispositif FALSTAFF. De gauche à droite, les détecteurs de temps de vol MWPC-SeD (MiniSed et Sed) et la chambre à ionisation axiale (CALIBER). . . . .</i>	130
C.7.5	<i>Visualisation de la géométrie du dispositif FALSTAFF avec Geant4. . . . .</i>	132
C.7.6	<i>Multiplicités des neutrons en fonction de la masse des fragments (gauche) et distributions normalisées en énergie cinétique (droite) obtenues avec les codes FIFRELIN [88] et GEF [152]. Les données expérimentales de Milton sont obtenues avec un spectromètre 2V [27]. . . . .</i>	133
C.7.7	<i>Profils de perte d'énergie d'un <math>^{106}_{41}\text{No}</math> de 106 MeV (gauche) et <math>^{146}_{57}\text{La}</math> de 83 MeV (droite) dans un gaz d'isobutane à une pression de 40 Torr et une température de 293 K. Les courbes bleues (RECOILS) et rouges (IONS) représentent respectivement la perte d'énergie des particules par interaction avec le noyau et le cortège électronique des atomes de la cible. Ces résultats sont obtenus avec le logiciel SRIM [159]. . . . .</i>	135
C.7.8	<i>Profils de perte d'énergie d'un <math>^{108}\text{Mo}</math> de 120 MeV obtenus dans l'isobutane (après la traversée de 0.9 <math>\mu\text{m}</math> de mylar) en fonction du pas maximum <math>S_{lim}</math> dans Geant4. . . . .</i>	138
C.7.9	<i>Influence de <math>R_{cut}</math> sur le profil de perte d'énergie d'un <math>^{108}\text{Mo}</math> de 120 MeV, avec <math>S_{lim}=125 \mu\text{m}</math>. . . . .</i>	138
C.7.10	<i>Distributions en énergie cinétique du <math>^{108}\text{Mo}</math> (gauche) et <math>^{144}\text{Ba}</math> (droite), d'énergie initiale 120 MeV et 80 MeV, déterminées dans la chambre à ionisation, pour différentes valeurs de <math>S_{lim}</math>. . . . .</i>	139
C.7.11	<i>Distributions en énergie cinétique des fragments de fission d'une source de <math>^{252}\text{Cf}</math> déterminées pour différentes valeurs de <math>S_{lim}</math>. . . . .</i>	139
C.7.12	<i>Multiplicité des neutrons en fonction de la masse des fragments en entrées de la simulation Geant4 (courbe noire) et reconstruites (courbe rouge). . . . .</i>	140
C.8.1	<i>Sections efficaces de l'isobutane et du Xénon, respectivement à gauche et à droite, en fonction de l'énergie de l'électron incident, extraites de Magboltz [167]. . . . .</i>	144
C.8.2	<i>Coefficients de diffusion longitudinale (gauche) et transverse (droite) des électrons dans l'isobutane à basse pression en fonction du champ électrique (Magboltz [167]). . . . .</i>	145
C.8.3	<i>Comparaison des vitesses de dérive des électrons en fonction du champ électrique réduit dans l'isobutane obtenues avec MAGBOLTZ [167] et mesurées par Breskin [168]. . . . .</i>	145
C.8.4	<i>A gauche : Illustration du théorème de Ramo-Shockley [172]. A droite : Schéma simplifié d'une chambre à ionisation axiale. . . . .</i>	147

C.9.1	<i>Photographies des détecteurs MiniSed vue de profil (gauche) et Sed vue de face (droite) du dispositif FALSTAFF.</i> . . . . .	150
C.9.2	<i>Schémas des MWPC du MiniSed (gauche) et du Sed (droite) [147].</i> . . . . .	151
C.9.3	<i>Schéma de l'électronique GET.</i> . . . . .	152
C.9.4	<i>Signaux obtenus correspondants aux pistes X du détecteur Sed pour un événement.</i> . . . . .	152
C.9.5	<i>Corrélations entre les signaux de plus grande amplitude des pistes X et Y du MiniSed (gauche) et du Sed (droite).</i> . . . . .	153
C.9.6	<i>Positions des fragments sur le MiniSed (gauche) et le Sed (droite).</i> . . . . .	154
C.9.7	<i>Détermination de la position, dans le référentiel du laboratoire, des particules sur le MiniSed (à gauche) et sur le Sed (à droite).</i> . . . . .	154
C.9.8	<i>A gauche : Distribution de la distance de vol expérimentale (noire) et simulée (rouge, tenant compte de la résolution spatiale des détecteurs de <math>\sigma(X)=1.2</math> mm) entre le MiniSed et le Sed obtenue avec une source de <math>^{252}\text{Cf}</math>. A droite : Schéma explicatif permettant de lier la distance de vol, aux pistes des détecteurs.</i>	155
C.9.9	<i>Schéma de l'électronique associée à la mesure des temps des détecteurs MiniSed et Sed.</i> . . . . .	156
C.9.10	<i>Signaux anodiques du MiniSed et du Sed.</i> . . . . .	157
C.9.11	<i>Spectres de temps de vol expérimental (noir) et simulé (rouge) des fragments du <math>^{252}\text{Cf}</math> entre le MiniSeD et le SeD, qui ont une distance de 50 cm centre à centre.</i> . . . . .	159
C.9.12	<i>Schéma de la logique pour la synchronisation des acquisitions GET et GANIL.</i>	160
C.9.13	<i>Distributions de vitesse des fragments de fission d'une source de fission spontanée <math>^{252}\text{Cf}</math> expérimentale (noire) et simulée (rouge). La distribution expérimentale est obtenue en sélectionnant les fragments dont la vitesse est comprise entre <math>0.4 \text{ cm.ns}^{-1}</math> et <math>3 \text{ cm.ns}^{-1}</math>.</i> . . . . .	161
C.9.14	<i>Distributions en vitesse (non corrigées des pertes d'énergies) obtenues avec deux feuilles émissives de <math>0.9 \mu\text{m} + 60 \text{ nm}</math> d'Al et deux feuilles émissives de <math>0.5 \mu\text{m} + 30 \text{ nm}</math> d'Al [180]. Ces spectres ont été mesurés en août 2016.</i> . . . . .	162
C.10.1	<i>Photographies de CALIBER sans (à gauche) et avec (à droite) son corps de chambre en POM-C.</i> . . . . .	165
C.10.2	<i>Évolution du champ électrique du détecteur en fonction de la déformation (flèche) de la fenêtre d'entrée du détecteur lorsque celui-ci est sous gaz [181]. La simulation a été réalisée avec un détecteur de rayon <math>R=9 \text{ cm}</math> et d'une longueur <math>L=46 \text{ cm}</math>.</i> . . . . .	165
C.10.3	<i>Schéma électrique de CALIBER permettant de faire varier le rapport de champ entre la zone d'induction et la zone de dérive. Dans la configuration A ce rapport est fixé à 2 (configuration originelle de CALIBER) et dans la configuration B il est ajustable.</i> . . . . .	166
C.10.4	<i>Schéma de l'électronique associée à CALIBER.</i> . . . . .	167
C.10.5	<i>Spectres du <math>^{252}\text{Cf}</math> obtenus sur l'anode (gauche) et sur la grille de Frisch (droite).</i> . . . . .	167
C.10.6	<i>Corrélation des signaux de l'anode et de la grille de Frisch.</i> . . . . .	168
C.10.7	<i>Spectres du <math>^{252}\text{Cf}</math> obtenus sur l'anode (gauche) et sur la grille de Frisch (droite), après sélection des fragments de fission selon la coupure définie sur la Figure C.10.6.</i> . . . . .	168
C.10.8	<i>Signaux obtenus en sortie des pré-amplificateurs de charge associés à des événements de claquage (gauche) et de décharge (droite).</i> . . . . .	169
C.10.9	<i>Évolution temporelle du canal moyen associé au pic léger du <math>^{252}\text{Cf}</math> après la mise sous tension du détecteur.</i> . . . . .	169
C.10.10	<i>Carte de champ électrique réel (traits noirs) et réduit (traits rouges) au niveau de la grille de Frisch [181].</i> . . . . .	171

C.10.11	<i>Photographie, réalisée avec un microscope, des mailles de la grille de Frisch en micro-grille 50 LPI (Line Per Inch). L'espacement entre les fils est de <math>470 \pm 5 \mu\text{m}</math> et le diamètre des fils est de <math>50 \pm 5 \mu\text{m}</math>.</i>	172
C.10.12	<i>Photographies des grilles de Frisch : à gauche une grille constituée de fils de diamètre de <math>170 \mu\text{m}</math> espacés de <math>4.0 \text{ mm}</math> et à droite une grille 50 LPI constituée de fils de diamètre de <math>50 \mu\text{m}</math> espacés de <math>470 \mu\text{m}</math>.</i>	172
C.10.13	<i>Courbes d'étalonnages associés aux systèmes de détection avec une grille de Frisch en fils (gauche) et en micro-grille (droite).</i>	173
C.10.14	<i>Évolution de la valeur moyenne du pic léger d'une source de <math>^{252}\text{Cf}</math> en fonction du rapport de champ <math>R = \frac{E_i}{E_d}</math> (gauche) et du champ réduit dans la zone d'induction <math>E_i/P</math> (droite), pour la grille de Frisch constituée de fils.</i>	174
C.10.15	<i>Évolution de la valeur moyenne du pic léger d'une source de <math>^{252}\text{Cf}</math> en fonction du champ réduit dans la zone d'induction <math>E_i/P</math> (gauche) et du rapport de champ <math>R = \frac{E_i}{E_d}</math> (droite), pour la grille de Frisch en micro-grille.</i>	175
C.10.16	<i>Évolution de la valeur moyenne du pic des fragments légers d'une source de <math>^{252}\text{Cf}</math> en fonction du champ réduit dans la zone d'induction pour deux grilles de Frisch. La pression d'isobutane dans le détecteur est fixée à <math>30 \text{ mbar}</math> et la tension cathodique à <math>-6 \text{ kV}</math>.</i>	176
C.10.17	<i>Spectres en énergies des alphas obtenus avec une tension cathodique de <math>-8 \text{ kV}</math>, une pression de <math>40 \text{ mbar}</math> d'isobutane, avec la contribution du bruit de fond électronique (à gauche) et avec le pic alpha ajusté par une fonction gaussienne (à droite).</i>	177
C.10.18	<i>A gauche : Spectre alpha obtenu avec la simulation Geant4 du dispositif expérimental. A droite : Énergie déposée par les particules alpha de <math>5.48 \text{ MeV}</math> dans CALIBER en fonction de leur angle d'émission <math>\phi</math>. Le pas de la grille en énergie est de <math>50 \text{ keV}</math> et celui de l'angle est de <math>0.01 \text{ rad}</math>.</i>	177
C.10.19	<i>Spectre du <math>^{252}\text{Cf}</math> obtenu avec CALIBER en régime de chambre à ionisation. La grille de Frisch utilisée est celle constituée de fils, la pression d'isobutane est de <math>28.5 \text{ mbar}</math>, la tension cathodique est de <math>-8 \text{ kV}</math> et la tension anodique est de <math>0 \text{ V}</math>.</i>	179
C.11.1	<i>Spectres en énergie cinétique des fragments d'une source de <math>^{252}\text{Cf}</math> obtenues expérimentalement (gauche) et étalonné à l'aide la simulation (droite).</i>	182
C.11.2	<i>Spectres en énergie cinétique des fragments d'une source de <math>^{252}\text{Cf}</math> obtenus dans la chambre à ionisation (ChIo) (courbe noire), après corrections des pertes d'énergie subies dans la fenêtre d'entrée de la ChIo (courbe rouge) et après corrections des pertes d'énergie subies dans la feuille émissive du Sed (courbe verte).</i>	183
C.11.3	<i>Distribution en masse des fragments après évaporation des neutrons pour une source de <math>^{252}\text{Cf}</math>.</i>	184
C.11.4	<i>Corrélations expérimentale (gauche) et simulée (droite) entre la vitesse et l'énergie cinétique mesurée dans la chambre à ionisation.</i>	185
C.11.5	<i>Distributions en masse des fragments après évaporation des neutrons pour des distances de vol comprises entre <math>49</math> et <math>51 \text{ cm}</math>.</i>	185
C.11.6	<i>Signal brut (gauche) et sa dérivée (droite) issu du pré-amplificateur de charge de l'anode de CALIBER.</i>	186
C.11.7	<i>Signaux (gauche) et leurs dérivées (droite) analysés avec l'algorithme de la moyenne mobile.</i>	187
C.11.8	<i>Transformée de Fourier du signal avant (gauche) et après (droite) sélection des fréquences.</i>	188
C.11.9	<i>Signaux (gauche) et leur dérivée (droite) analysés avec la transformée de Fourier.</i>	188
C.11.10	<i>Schéma de l'algorithme de la décomposition en ondelettes.</i>	189

C.11.11	<i>Signal décomposé en ondelettes avant (gauche) et après (droite) application d'une sélection sur les amplitudes des coefficients.</i> . . . . .	189
C.11.12	<i>Signaux (gauche) et leur dérivée (droite) analysés avec une décomposition en ondelettes DAUB20. Les différents seuils appliqués sont indiqués sur la figure.</i>	190
C.11.13	<i>Signaux lissés (gauche) et leur dérivée (droite) obtenus en nettoyant le signal brut en utilisant la décomposition en ondelettes, avec une amplitude seuil fixée à 20.</i> . . . . .	190
C.1.1	<i>Comparaison entre une distribution en masse issue de calculs statiques (pointillés), d'une distribution issue de calculs dynamiques (traits pleins) et de l'évaluation de Wahl (tirets) [46].</i> . . . . .	198
C.2.1	<i>Rendement en masse avant évaporation (gauche) et distribution en énergie cinétique totale en fonction de la masse des fragments avant évaporation fragments (droite) obtenus lors de la réaction <math>^{238}\text{U}(n,f)</math> pour des énergies de neutron incident <math>E_n = 0.9 \text{ MeV}</math> [20] et <math>E_n = 5.5 \text{ MeV}</math> [21].</i> . . . . .	200
C.2.2	<i>Spectres de gammas prompts du <math>^{237}\text{Np}</math> et de <math>^{238}\text{U}</math> de basse énergie (gauche) et de haute énergie (droite) pour <math>E_n \approx 0.9 \text{ MeV}</math> et <math>E_n \approx 5.5 \text{ MeV}</math>.</i> . . . . .	202
C.3.1	<i>Banc de mesure d'épaisseur de feuille de mylar.</i> . . . . .	203

# Liste des tableaux

A.2.1	<i>Observables de fission accessibles avec divers dispositifs expérimentaux. Les symboles <math>KE</math>, <math>A_{pre}</math>, <math>A_{post}</math>, <math>Z</math> et <math>\nu</math> désignent respectivement l'énergie cinétique des fragments, leur masse avant et après évaporation, la charge nucléaire et la multiplicité des neutrons.</i>	23
A.3.1	<i>Caractéristiques des émissions associées à la fission thermique de <math>^{235}\text{U}</math> [17].</i>	30
A.3.2	<i>Caractéristiques principales des détecteurs de neutrons. Les symboles <math>Sc. org.</math> et <math>RN</math> signifient respectivement Scintillateur organique et Réaction Nucléaire. Les abréviations <math>Compt.</math> et <math>Energ.</math> signifient respectivement Comptage et Énergie.</i>	33
A.3.3	<i>Caractéristiques principales de détecteurs de gammas. Les abréviations <math>Calo.</math> et <math>Spectro.</math> signifient respectivement Calorimétrie et Spectrométrie.</i>	34
A.3.4	<i>Observables gammas obtenues pour la fission spontanée du <math>^{252}\text{Cf}</math>. Les paramètres expérimentaux utilisés par les différents auteurs sont aussi présentés car les valeurs des observables gammas en dépendent. <math>E^{cut}</math> désigne le seuil en énergie de détection. Les énergies sont en MeV et les temps en ns.</i>	35
B.4.1	<i>Estimations de Weisskopf des largeurs partielles gamma <math>\Gamma_\gamma</math> [eV], pour un rayon nucléaire <math>r_0=1.4</math> fm, issues de [101]. Les transitions électriques ont une dépendance en <math>A^{\frac{2L}{3}} \epsilon_\gamma^{2L+1}</math> et les transitions magnétiques en <math>A^{\frac{2(L-1)}{3}} \epsilon_\gamma^{2L+1}</math>.</i>	51
B.5.1	<i>Modèles testés et sélectionnés par D. Régnier lors de sa thèse [7]. <math>HFB^*</math> désigne la densité de niveaux <math>\rho(E, J, \pi)</math> dans laquelle <math>\rho(E)</math> est issue des calculs <math>HFB</math> et les fonctions analytiques <math>P(J, \pi)</math> sont celles du modèle <math>CGCM</math>.</i>	55
B.5.2	<i>Paramètres de la simulation et multiplicités neutrons moyennes. Les incertitudes statistiques sur les résultats du calcul sont : <math>\sigma_\nu \sim 5.10^{-3}</math>.</i>	56
B.5.3	<i>Observables gammas moyennes (<math>\Delta t = 3</math> ns ; <math>E_{cut} = 0.1</math> MeV). Les incertitudes statistiques associées au calcul sont <math>\sigma_M \sim 3.10^{-2}</math>, <math>\sigma_E \sim 1.5 \cdot 10^{-2}</math> MeV et <math>\sigma_\epsilon \sim 1.10^{-3}</math> MeV. Ces résultats sont obtenus avec les modèles nucléaires sélectionnés dans le Tableau B.5.1.</i>	57
B.5.4	<i>Comparaison des observables neutrons entre une simulation réalisée avec <math>\sigma_L = 10.5 \hbar</math> et <math>\sigma_L = 8.5 \hbar</math>. Les énergies sont en MeV. Les incertitudes statistiques sont <math>\sigma_\nu = 5.10^{-3}</math> et <math>\sigma_\epsilon = 4.10^{-3}</math> MeV.</i>	58
B.5.5	<i>Influence d'un changement de spin cut-off sur les observables gammas moyennes (<math>\Delta t = 3</math> ns ; <math>E_{cut} = \emptyset</math>). Les incertitudes statistiques sont <math>\sigma_M = 2.10^{-2}</math> et <math>\sigma_\epsilon = 2.10^{-3}</math> MeV.</i>	58
B.5.6	<i>Comparaison des moments angulaires initiaux pour les fragments légers (<math>J_{RMS,L}</math>) et lourds (<math>J_{RMS,H}</math>) issus de la fission spontanée du <math>^{252}\text{Cf}</math>. Ces valeurs ont des incertitudes de 1-2 <math>\hbar</math>.</i>	70
B.5.7	<i>Paramétrisations de <math>a_{LDP}</math> suivant la prescription d'Ignatyuk pour le modèle <math>CGCM</math> [104].</i>	74

B.5.8	<i>Observables moyennes obtenues avec une paramétrisation effective et collective du paramètre de densité de niveaux, pour les modèles de spin cut-off Constant et Inertia + Shell (<math>\Delta t = 3</math> ns, <math>E^{\text{cut}} = \emptyset</math>). Les énergies sont exprimées en MeV et les moments angulaires en <math>\hbar</math>. Les incertitudes sont <math>\sigma(\nu) = 5.10^{-3}</math>, <math>\sigma(\epsilon_n) = 4.10^{-3}</math> MeV, <math>\sigma(M_\gamma) = 2.10^{-2}</math> et <math>\sigma(\epsilon_\gamma) = 2.10^{-3}</math> MeV. . . . .</i>	75
B.5.9	<i>Multiplicités et énergies moyennes totales associées aux fragments légers et lourds obtenues pour différents modèles de spin cut-off (<math>\Delta t = 3</math> ns, <math>E^{\text{cut}} = \emptyset</math>). Les énergies sont exprimées en MeV et les moments angulaires en <math>\hbar</math>. Les incertitudes statistiques sont <math>\sigma(\epsilon_n) \sim 2.10^{-3}</math> MeV, <math>\sigma(\nu) \sim 2-3.10^{-3}</math>, <math>\sigma(\epsilon_\gamma) \sim 8.10^{-4}</math> MeV, <math>\sigma(M_\gamma) \sim 1.10^{-2}</math>. . . . .</i>	79
B.5.10	<i>Multiplicités et énergies moyennes totales associées aux fragments légers et lourds obtenues pour différents modèles de spin cut-off (<math>\Delta t = 3</math> ns, <math>E^{\text{cut}} = \emptyset</math>). Les énergies sont exprimées en MeV et les moments angulaires en <math>\hbar</math>. Les incertitudes statistiques sont <math>\sigma(\epsilon_n) \sim 2.10^{-3}</math> MeV, <math>\sigma(\nu) \sim 2-3.10^{-3}</math>, <math>\sigma(\epsilon_\gamma) \sim 8.10^{-4}</math> MeV, <math>\sigma(M_\gamma) \sim 1.10^{-2}</math>. . . . .</i>	79
B.5.11	<i>Multiplicités et énergies moyennes. (<math>\Delta t = 3</math> ns, <math>E^{\text{cut}} = \emptyset</math>). Les énergies sont exprimées en MeV et les moments angulaires en <math>\hbar</math>. Les incertitudes statistiques sont <math>\sigma(\nu_n) \sim 2-3.10^{-3}</math>, <math>\sigma(\epsilon_\gamma) \sim 8.10^{-4}</math> MeV, <math>\sigma(M_\gamma) \sim 1.10^{-2}</math>. . . . .</i>	84
B.5.12	<i>Multiplicités et énergies moyennes totales associées aux fragments légers et lourds lors d'une fission. (<math>\Delta t = 3</math> ns, <math>E^{\text{cut}} = \emptyset</math>). Les énergies sont exprimées en MeV et les moments angulaires en <math>\hbar</math>. Les incertitudes statistiques sont <math>\sigma(\nu_n) \sim 2-3.10^{-3}</math>, <math>\sigma(\epsilon_\gamma) \sim 8.10^{-4}</math> MeV, <math>\sigma(M_\gamma) \sim 1.10^{-2}</math>. . . . .</i>	84
B.5.13	<i>Multiplicités et énergies moyennes des neutrons et gammas (<math>\Delta t = 3</math> ns, <math>E^{\text{cut}} = \emptyset</math>). Les énergies sont en MeV. Les incertitudes statistiques sont : <math>\sigma(\nu) \sim 5.10^{-3}</math>, <math>\sigma(\epsilon_n) \sim 5.10^{-3}</math> MeV, <math>\sigma(E_\gamma^{\text{tot}}) \sim 2.10^{-2}</math> MeV. . . . .</i>	95
B.5.14	<i>Observables moyennes gammas obtenues avec différents modèles de densité de niveaux. (<math>\Delta t = 3</math> ns, <math>E^{\text{cut}} = \emptyset</math>). Les énergies sont exprimées en MeV. Les incertitudes statistiques sont : <math>\sigma(E_\gamma) \sim 2.10^{-2}</math> MeV, <math>\sigma(M_\gamma) \sim 2.10^{-2}</math> et <math>\sigma(\epsilon_\gamma) \sim 2.10^{-3}</math> MeV. . . . .</i>	97
B.5.15	<i>Observables neutrons moyennes obtenues avec différents modèles de RSF. Les énergies sont exprimées en MeV. Les incertitudes statistiques sont <math>\sigma(\nu) = 5.10^{-3}</math> et <math>\sigma_\epsilon = 4.10^{-3}</math> MeV. . . . .</i>	107
B.5.16	<i>Observables gammas moyennes pour différents modèles de RSF (<math>\Delta t = 3</math> ns; <math>E_{\text{cut}} = \emptyset</math>). Les énergies sont exprimées en MeV. Les incertitudes statistiques sont : <math>\sigma_M \sim 1.10^{-2}</math>, <math>\sigma_\epsilon \sim 1.10^{-3}</math> MeV et <math>\sigma_E \sim 1.10^{-2}</math> MeV. Les données expérimentales de Billnert sont extraites de [67]. . . . .</i>	107
B.6.1	<i>Multiplicités neutrons totales obtenues pour la fission du <math>^{237}\text{Np}</math> à des énergies de neutron incident <math>E_n = 0.8</math> MeV et <math>E_n = 5.5</math> MeV. Ces données sont extraites de EXFOR [133]. . . . .</i>	114
B.6.2	<i>Comparaison des observables neutrons moyennes obtenues par FIFRELIN aux données expérimentales de A. Naqvi [1]. Les incertitudes statistiques sont : <math>\sigma_\nu \sim 2.5 \times 10^{-3}</math>. . . . .</i>	114
B.6.3	<i>Comparaison des multiplicités neutrons moyennes obtenus avec les code FIFRELIN et GEF [83] aux données expérimentales de A. Naqvi [1]. . . . .</i>	116
B.6.4	<i>Liens entre les énergies des fragments légers et lourds et le nombre de neutrons qu'ils émettent. Les incertitudes statistiques sont : <math>\sigma_\nu = 2.10^{-3}</math>. . . . .</i>	117
B.6.5	<i>Observables gammas moyennes associées à la fission du <math>^{237}\text{Np}</math> pour différentes énergies de neutron incident (<math>\Delta t = 3</math> ns; <math>E_{\text{cut}} = \emptyset</math>). Les énergies sont exprimées en MeV. Les incertitudes statistiques sont : <math>\sigma_E \sim 1.10^{-2}</math> MeV, <math>\sigma_M \sim 1.10^{-2}</math> et <math>\sigma_\epsilon \sim 5.10^{-4}</math> MeV. . . . .</i>	119
B.6.6	<i>Paramètres de la simulation pour l'étude des fissions rapides du <math>^{237}\text{Np}</math> et de <math>^{238}\text{U}</math>. . . . .</i>	120

B.6.7	<i>Énergies moyennes mises en jeu lors des fissions rapides du <math>^{237}\text{Np}</math> et de <math>^{238}\text{U}</math> pour différentes énergies de neutron incident obtenues avec le code FIFRELIN.</i>	120
B.6.8	<i>Multiplicités neutron moyennes associées à la fission rapide du <math>^{237}\text{Np}</math> et de <math>^{238}\text{U}</math> pour <math>E_n \approx 0.8 \text{ MeV}</math> et <math>E_n \approx 5.5 \text{ MeV}</math>. Les incertitudes statistiques sont : <math>\sigma_\nu = 2.10^{-3}</math>.</i>	121
C.7.1	<i>Caractéristiques des spectromètres 2V-EV en développement dans le monde. Les symboles LOF, ChIo, MWPC et MCP signifient respectivement Distance de vol, Chambre à ionisation, Multi-Wire Proportionnal Counter et Multi Channel Plate. Les symboles FE, Dét. ES, ChIo, PIPS signifient respectivement feuille émissive, détecteur d'électrons secondaires, chambre à ionisation, Passivated Implanted Planar Silicon.</i>	131
C.7.2	<i>Contributions des différentes résolutions expérimentales aux résolutions en masse (uma) avant et après évaporation sur le <math>^{98}\text{Rb}</math> et le <math>^{140}\text{Cs}</math>.</i>	141
C.8.1	<i>Caractéristiques de différents gaz couramment utilisés [166]. Les symboles <math>E_{exc}</math>, <math>E_i</math> et <math>W</math> signifient respectivement l'énergie d'excitation, l'énergie potentielle d'ionisation et l'énergie moyenne d'ionisation.</i>	144
C.9.1	<i>Caractéristiques des MWPC-SeD Start (MiniSed) et Stop (Sed). L'abréviation G.A. signifie grille accélératrice.</i>	151
C.9.2	<i>Résolutions spatiales en X et en Y des détecteurs MiniSed et Sed exprimées en mm [176]. L'abréviation Réso. signifie Résolution.</i>	155
C.9.3	<i>Résolutions temporelles des détecteurs MiniSed et Sed [176]. L'abréviation Réso. signifie Résolution.</i>	157
C.9.4	<i>Différences de temps (en ns) à prendre en compte entre les détecteurs MiniSed et Sed. Ces décalages temporels sont inhérents au montage : câbles, transport des électrons et topologie d'un événement sur les détecteurs.</i>	158
C.9.5	<i>Résultats de l'ajustement des groupes des fragments légers et lourds, par des fonctions gaussiennes, des spectres de temps de vol expérimental et simulé (tenant compte de la résolution expérimentale de <math>\sigma = 120 \text{ ps}</math>). Le symbole Ampl. signifie Amplitude. La moyenne et l'écart-type sont exprimés en ns.</i>	159
C.9.6	<i>Résultats de l'ajustement des groupes des fragments légers et lourds par des fonctions gaussiennes des spectres de temps de vol expérimental et simulé (tenant compte des résolutions temporelles et spatiales de <math>\sigma(t) = 120 \text{ ps}</math> et de <math>\sigma(X) = 1.2 \text{ mm}</math>). Le symbole Ampl. signifie Amplitude et est un multiple de <math>10^{-2}</math>. La moyenne et l'écart-type sont exprimés en <math>\text{cm.ns}^{-1}</math>.</i>	161
C.10.1	<i>Caractéristiques géométriques et inefficacité de la grille de Frisch de différentes chambres à ionisation axiales précédemment construites. Dans cette Table, D représente la distance cathode-grille, p la distance grille-anode, S la surface du détecteur, <math>\varnothing_{fil}</math> le diamètre des fils, <math>d_{fils}</math> la distance entre les fils et <math>\sigma_{FG}</math> l'inefficacité de la grille de Frisch déterminée selon le critère de Bunemann.</i>	172
C.10.2	<i>Résolutions en énergie obtenues par spectroscopie alpha avec une source <math>d^{241}\text{Am}</math>. Les mesures ont été réalisées pour différentes grilles de Frisch et différents pré-amplificateurs de charge.</i>	178
C.10.3	<i>Comparaison des rapports des amplitudes du spectre en énergie obtenus avec CALIBER par rapport aux données présentes dans la littérature. Les symboles NL, NH et NV désignent respectivement les hauteurs des pics légers, lourds et de la vallée entre les deux pics.</i>	179

---

C.11.1	<i>Comparaison des rapports des amplitudes du spectre en énergie obtenus avec CALIBER par rapport aux données de la simulation et à celles présentes dans la littérature. Les symboles NL, NH et NV désignent respectivement les hauteurs des pics légers, lourds et de la vallée entre les deux pics. . . . .</i>	182
C.2.1	<i>Multiplicités neutrons totales obtenues pour la fission du <math>^{238}\text{U}</math> à des énergies de neutron incident <math>E_n \approx 0.9 \text{ MeV}</math> et <math>E_n \approx 5.5 \text{ MeV}</math>. Ces données sont extraites de EXFOR [133]. . . . .</i>	201
C.2.2	<i>Observables moyennes gammas de la fission rapide du <math>^{237}\text{Np}</math> et de <math>^{238}\text{U}</math> pour différentes énergies de neutron incident (<math>\Delta t = 3 \text{ ns}</math>; <math>E_{\text{cut}} = \emptyset</math>). Les énergies sont en MeV. Les incertitudes statistiques sont : <math>\sigma_E \sim 1.10^{-2} \text{ MeV}</math>, <math>\sigma_M \sim 1.10^{-2}</math> et <math>\sigma_\epsilon \sim 5.10^{-4} \text{ MeV}</math>. . . . .</i>	201

# Bibliographie

- [1] A. A. Naqvi et al. Fission fragment properties in fast-neutron-induced fission of  $^{237}\text{Np}$ . Phys. Rev. C, 34(1) :218–225, 1986.
- [2] R. Müller. Fragment velocities, energies, and masses from fast neutron induced fission of  $^{235}\text{U}$ . Phys. Rev. C, 29(3) :885, 1984.
- [3] F. Ibrahim et al. The ALTO facility at IPN Orsay and study of neutron rich nuclei in the vicinity of  $^{78}\text{Ni}$ . Nucl. Phys. A, 787 :110–117, 2007.
- [4] <http://www.ganil-spiral2.eu/spiral2/cles-spiral2/questceque-spiral2>. Accessed : 05/06/2016.
- [5] E. M. Burbidge et al. Synthesis of the elements in stars. Rev. Mod. Phys., 29(4) :547–650, 1957.
- [6] Private communication with Frank Gunsing. Accessed : 09/02/2017.
- [7] D. Regnier. Contribution à l'étude des gammas prompts de fission. PhD thesis, Univeristy of Grenoble, 2013.
- [8] Q. Ducasse. Etude de la methode de substitution à partir de la mesure simultanee des probabilités de fission et d'émission gamma des actinides  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  et  $^{238}\text{Np}$ . PhD thesis, Université de Bordeaux, 2015.
- [9] K. Nishio et al. Excitation energy dependence of fragment-mass distributions from fission of  $^{180,190}\text{Hg}$  formed in fusion reactions of  $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$ . Physics Letters B, 748 :89–94, 2015.
- [10] R. Léguillon et al. Fission fragments mass distributions of nuclei populated by the multi-nucleon transfer channels of the  $^{18}\text{O} + ^{232}\text{Th}$  reactions. Physics Letters B, 761 :125–130, 2016.
- [11] M. Caamano et al. Isotopic yield distributions of transfer- and fusion-induced fission from  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$  reactions in inverse kinematics. Phys. Rev. C, 88 :024605, 2013.
- [12] M. Caamano et al. Characterization of the scission point from fission-fragment velocities. Phys. Rev. C, 92 :034606, 2015.
- [13] K. H. Schmidt et al. Relativistic radioactive beams : A new access to nuclear-fission studies. Nucl. Phys. A, 665 :221–267, 2000.
- [14] J. F. Martin et al. Studies on fission with ALADIN. Eur. Phys. J. A, 51(174) :1–8, 2015.
- [15] Julie-Fiona Martin. Coulex fission of  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , and  $^{238}\text{Np}$  studied within the SOFIA experimental program. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2015.
- [16] L. Grente et al. The SOFIA experiment : Measurement of  $^{236}\text{U}$  fission fragment yields in inverse kinematics. EPJ Web of Conference, 122 :01006, 2016.
- [17] <http://www.oecd-nea.org/janisweb/search/endif>. Accessed : 07/02/2017.
- [18] Abdelaziz Chebboubi. Contribution à l'étude de la fission nucléaire : de LOHENGRIN à FIPPS. PhD thesis, Université de Grenoble, 2015.
- [19] J. Terrell. Neutron Yields from Individual Fission Fragments . Phys. Rev., 127(3) :880–904, 1962.

- [20] E. Birgersson et al. Properties of the reaction  $^{238}\text{U}(n,f)$  at the vibrational resonances. Nucl. Phys. A, 817 :1–34, 2009.
- [21] F. Vivès et al. Investigation of the fission fragment properties of the reaction  $^{238}\text{U}(n,f)$  at incident neutron energies up to 5.8 MeV. Nucl. Phys. A, 662 :63–92, 2000.
- [22] G. M. Ter-Akop'yan et al. Experimental methods for studying spontaneous and low-energy nuclear fission. Phys. Part. Nucl., 28(6) :543–555, 1997.
- [23] J. C.D. Milton et J.S. Fraser. Distribution of Prompt-Neutron Emission Probability for the Fission Fragments of  $\text{U}^{233}$ . Phys. Rev., 93(4) :818–824, 1954.
- [24] C. Budtz-Jorgensen et H.-H. Knitter. Simultaneous investigation of fission fragments and neutrons in  $^{252}\text{Cf}$ . Nucl. Phys. A, 490 :307–328, 1988.
- [25] R. L. Walsh et J. W. Boldeman. Fine structure in the neutron emission  $\nu(A)$  from  $^{252}\text{Cf}$  spontaneous fission fragments. Nucl. Phys. A, 276 :189–200, 1977.
- [26] H. R. Bowman et al. Velocity and Angular Distributions of Prompt Neutrons from Spontaneous Fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Phys. Rev., 126(6) :2120–2147, 1962.
- [27] J. C.D. Milton et J.S. Fraser. Spontaneous Fission Fragment Velocity Measurements and Coincident Gamma Spectra for  $\text{Cf}^{252}$ . Phys. Rev., 111(3) :877–885, 1958.
- [28] J. C.D. Milton et J.S. Fraser. Time-of-Flight fission studies on  $\text{U}^{233}$ ,  $\text{U}^{235}$ , and  $\text{Pu}^{239}$ . Canadian Journal of Physics, 40 :1–8, 1962.
- [29] M. O. Fregeau et al. First results from the new double velocity-double energy spectrometer VERDI. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 817 :35–41, 2016.
- [30] K. Meierbachtol et al. The SPIDER fission fragment spectrometer for fission product yield measurements. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 788 :59–66, 2015.
- [31] J. Mattaranz et al. A multiparameter nuclear-fission experiment : can all be obtained at once? Physics Procedia, 47 :76–81, 2013.
- [32] D. Doré et al. FALSTAFF : a new tool for fission fragment characterization. Nuclear Data Sheets, 119 :346, 2014.
- [33] A. Oed et al. A mass spectrometer for fission fragments based on time-of-flight and energy measurements. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., 219 :569–574, 1984.
- [34] R. Müller et al. Numerical results of a (2e,2v)-measurement for fast neutron induced fission of  $\text{U}-235$  and  $\text{Np}-237$ . Phys. Rev. C, 29(1) :885, 1984.
- [35] A. Oed et al. High resolution axial ionization chamber for fission products. Nucl. Instr. Meth., 205 :455–459, 1983.
- [36] A. Oed et al. A new method to identify nuclear charges of fission fragments. Radiation Effects, 96 :1395–1396, 1986.
- [37] A. Oed et al. A fast beam coaxial time pickoff system. Nucl. Instr. Meth., 179 :265–270, 1981.
- [38] J. Kaufmann et al. Cold deformed fission in  $^{232}\text{U}(n_{th},f)$   $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$ . Z. Phys. A - Hadrons and Nuclei, 341 :319–326, 1991.
- [39] C. W. Arnold et al. Development of position-sensitive time-of-flight spectrometer for fission fragment research. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 764 :53–58, 2014.
- [40] I. Tsekhanovich et al. A novel 2V-2E spectrometer in Manchester new development in identification of fission fragments. WSPC-Proceeding, pages 1–8, 2007.
- [41] Brosa and U. S. Grossmann. In the exit channel of nuclear fission. Z. Phys. A - Atoms and Nuclei, 310 :177–187, 1983.
- [42] U. Brosa. Multimodal fission and neutron evaporation. Phys. Rev. C, 38(4), 1988.
- [43] N. Bohr et J. A. Wheeler. The Mechanism of Nuclear Fission. Phys. Rev., 56 :426, 1939.
- [44] C. Böckstiegel et al. Nuclear-fission studies with relativistic secondary beams : Analysis of fission channels. Nucl. Phys. A, 802 :12–25, 2008.

- [45] K. F. Flynn et al. Distribution of mass in the spontaneous fission of  $^{256}\text{Fm}$ . Phys. Rev. C, 5 :1725–1729, 1972.
- [46] H. Goutte et al. Microscopic approach of fission dynamics applied to fragment kinetic energy and mass distributions in  $^{238}\text{U}$ . Phys. Rev. C, 71 :024316, 2005.
- [47] N. Boucheneb et al. A high-resolution multi-parametric study of  $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$  with the COSI-FAN-TUTTE spectrometer. Nucl. Phys. A, 535 :77–93, 1991.
- [48] N. Varapai et al. Proceedings of the International Workshop on Nuclear Fission and Fission Product Spectroscopy, Cadarache, France, page 369, 2005.
- [49] S. M. Polikanov. Spontaneous Fission with an Anomalously Short Period. Sov. Phys. JETP, 15 :1016, 1962.
- [50] R. Vandenbosch et J. R. Huizenga. Nuclear fission. 1973.
- [51] V. M. Strutinsky. Shell effects in nuclear masses and deformation energies. Nucl. Phys. A, 95 :420–442, 1967.
- [52] P. Möller et J.R. Nix. Nuclear ground-state masses and deformations. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 59 :185–381, 1995.
- [53] Pierre Tamagno. Challenging fission cross section simulation with long standing macro-microscopic model of nucleus potential energy surface. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2015.
- [54] J. BD. Cramer et J.R. Nix. Exact Calculation of the Penetrability Through Two-Peaked Fission Barriers. Phys. Rev. C, 2 :1048, 1970.
- [55] M. Lemaire. Validation des calculs d'échauffements photoniques en réacteur d'irradiation au moyen du programme expérimental AMMON et du dispositif CARMEN. PhD thesis, Univeristy d'Aix-Marseille, 2015.
- [56] <http://www.oecd-nea.org/dbdata/hpr1/hpr1.pl>. Accessed : 16/05/2016.
- [57] S. Lemaire et al. Monte carlo approach to sequential  $\gamma$ -ray emission from fission fragments. Phys. Rev. C, 73 :014602, 2006.
- [58] W. P. Poenitz et al. Investigation of the Prompt-Neutron Spectrum for Spontaneously-Fissioning  $^{252}\text{Cf}$ . Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol Antwerp (Belgium), page 452, 1982.
- [59] A. Sardet. Spectres en energie des neutrons prompts de fission : optimisation du dispositif experimental et application a l'  $^{238}\text{U}$ . PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2015.
- [60] A. Göök et al. Prompt neutron multiplicity in correlation with fragments from spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Phys. Rev. C, 90 :064611, 2014.
- [61] W. P. Poenitz et al. The bmack neutron detector. Nucl. Inst. and Meth., 109 :413–420, 1973.
- [62] A. S. Vorobyev et al. Prompt Neutron Emission from Fragments in Spontaneous Fission of  $^{244,248}\text{Cm}$  and  $^{252}\text{Cf}$ . Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, 769 :613, 2004.
- [63] H. R. Bowman et al. Further Studies of the Prompt Neutrons from the Spontaneous Fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Phys. Rev., 129(5) :2133–2146, 1963.
- [64] E. Nardi et al. Total Energy Associated with Prompt  $\gamma$  Ray Emission in Spontaneous Fission  $^{252}\text{Cf}$ . Phys. Rev. C, 8(6) :2293–2297, 1973.
- [65] V. V. Verbinski et al. Prompt Gamma Rays from  $^{235}\text{U}(n,f)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n,f)$ , and Spontaneous Fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Phys. Rev. C, 87(3) :1173, 1973.
- [66] A. Chyzh et al. Evidence for the stochastic aspect of prompt gamma emission in spontaneous fission. Phys. Rev. C, 85(2) :021601, 2012.
- [67] R. Billnert et al. New prompt spectral gamma-ray data from the reaction  $^{252}\text{Cf}(sf)$  and its implication on present evaluated nuclear data files. Phys. Rev. C, 87(2) :246, 2013.

- [68] A. Oberstedt et al. Impact of low-energy photons on the characteristics of prompt fission  $\gamma$ -ray spectra. Phys. Rev. C, 92 :014618, 2015.
- [69] H. R. Bowman et al. Gamma-Ray spectra from spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Phys. Rev. Lett., 12(8) :195, 1964.
- [70] J. B. Wilhelmy et al. Angular momentum of primary products formed in the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Phys. Rev. C, 5(6), 1972.
- [71] Prompt gamma rays accompanying the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ .
- [72] T. Goorley et al. Initial MCNP6 Release Overview. Nuclear Technology, 180 :298–315, 2012.
- [73] J. Allison et al. Recent developments in Geant4. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 835 :186–225, 2019.
- [74] H. Albinsson. Energies and Yields of Prompt Gamma Rays from Fragments in Slow-Neutron Induced Fission of  $^{235}\text{U}$ . Aktiebolagand Atomenergi Report, AE-420, 1971.
- [75] H. Bowman R. et Thompson, S.G. Prompt radiation in the spontaneous fission of Cf-252. Proceedings 2nd International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy United Nations, Geneva, 15 :212, 1958.
- [76] T. Valentine. Evaluation of prompt fission gamma rays for use in simulating nuclear safeguard measurements. Ann. Nucl. Energy, 28 :191–201, 2001.
- [77] K. Skarsvag. Differential angular distribution of prompt gamma rays from spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Phys. Rev. C, 22(2), 1980.
- [78] N. Imanishi et al. Independent isomer yields of Sb and Te isotopes in thermal-neutron fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$ . Nucl. Phys. A, 263 :141–149, 1976.
- [79] H. Naik et al. Angular momentum of fission fragments in low energy fission of actinides. Phys. Rev. C, 71 :014304–1, 2005.
- [80] R. Vogt et al. Event-by-event study of photon observables in spontaneous and thermal fission. Phys. Rev. C, 87 :044602–1, 2014.
- [81] J. Randuapt et al. Refined treatment of angular momentum in the event-by-event fission model freya. Phys. Rev. C, 89 :044601–1, 2014.
- [82] J. M. Verbeke et al. Fission reaction event yield algorithm, freya-for event-by-event simulation of fission. Computer Physics Communications, 191 :178–202, 2015.
- [83] K. H. Schmidt et al. General description of fission observables gef model. Technical report, JEFF Report 24, 2014.
- [84] T. von Egidy et D. Bucurescu. Systematics of nuclear level density parameters. Phys. Rev. C, 71 :044311, 2005.
- [85] K. H. Schmidt et B. Jurado. Entropy Driven Excitation Energy Sorting in Superfluid Fission Dynamics. Phys. Rev. Lett., 104 :212501, 2010.
- [86] I. Stetcu et al. Properties of prompt-fission  $\gamma$  rays. Phys. Rev. C, 90 :024617–1, 2013.
- [87] O. Litaize et O. Serot. Investigation of phenomenological models for the Monte Carlo simulation of the prompt fission neutron and  $\gamma$  emission. Phys. Rev. C, 82 :054616, 2010.
- [88] D. Régnier et al. An improved numerical method to compute neutron/gamma deexcitation cascades starting from a high spin state. CPC, 201 :19–28, 2016.
- [89] F. Becvar. Simulation of  $\gamma$  cascades in complex nuclei with emphasis on assessment of uncertainties of cascade-related quantities. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 417(2-3) :434–449, 1998.
- [90] J. F. Lemaitre et al. New statistical scission-point model to predict fission fragment observables. Phys. Rev. C, 92 :034617, 2015.
- [91] A. C. Wahl. Nuclear-charge distribution and delayed-neutron yields for thermal-neutron-induced fission of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ , and  $^{239}\text{Pu}$  and for spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Atomic Data and Nuclear Data Tables, 39(1) :1–156, 1988.

- [92] A. V. Ignatyuk et al. Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter. Sov. J. Nucl. Phys., Vol 21 :255–257, 1975.
- [93] A. Mengoni et Y. Nakajima. Fermi-gas model parametrization of nuclear level density. Journal of NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY, 31(2) :151–162, 1994.
- [94] A.H. Wapstra Audi and G. C. Thibault. The AME2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. Nucl. Phys. A, 729 :337–676, 2003.
- [95] [http://www-phynu.cea.fr/science\\_en\\_ligne/carte\\_potentiels\\_microscopiques/carte\\_potentiel\\_nucleaire\\_eng.htm](http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire_eng.htm). Accessed : 05/04/2016.
- [96] A. Gilbert et A. G. W. Cameron. A composite nuclear-level density formula with shell corrections. Canadian Journal of Physics, 43 :1446–1496, 1965.
- [97] R. Capote et al. Reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations. Nuclear Data Sheets, 110 :3107–3214, 2009.
- [98] H. A. Bethe. An attempt to calculate the number of energy levels of heavy nucleus. Phys. Rev., vol 50 :332–341, 1936.
- [99] C. E. Porter et R. G. Thomas. Fluctuations of nuclear reaction widths. Phys. Rev., 104 :483, 1956.
- [100] J. M. Blatt et V. F. Weisskopf. Theoretical Nuclear Physics. Springer Verlag, 1952.
- [101] M. A. Preston. Physics of the Nucleus. First edition, 1962.
- [102] O. Litaize et al. Fission modelling with FIFRELIN. Eur. Phys. J. A, 51(177) :1–14, 2015.
- [103] W. Mannhart. Rapport IAEA-TECDOC-410. Technical report, IAEA, 1987.
- [104] A. J. Koning, S. Hilaire et S. Goriely. Global and local level density models. Nucl. Phys. A, 810 :13–76, 2008.
- [105] V. M. Strutinskii. Angular anisotropy of gamma quant that accompany fission. J. Exptl. Theoret. Phys., 37 :613–615, 1959.
- [106] J. R. Nix et W. J. Swiatecki. Studies in the liquid-drop theory of nuclear fission. Nuclear Physics, 71 :1–94, 1965.
- [107] J. O. Rasmussen et al. A model for calculating the angular momentum distribution of fision fragments. Nucl. Phys. A, 136 :465–480, 1969.
- [108] M. Zielinska-Pfabé et K. Dietrich. Angular momentum distribution of fission fragments as a result of bending modes at scission. Physics Letters, 49 B(2) :123–128, 1974.
- [109] J. R. Huizenga et R. Vandenbosch. Interpretation of Isomeric Cross-Section Ratios for  $(n,\gamma)$  and  $(\gamma,n)$  Reactions. Phys. Rev., 120(4) :1305–1312, 1960.
- [110] J. R. Huizenga et R. Vandenbosch. Isomeric Cross-Section Ratios for Reactions Producing the Isomeric Pair  $\text{Hg}^{197,197m}$ . Phys. Rev., 120(4) :1313–1318, 1960.
- [111] D. G. Sarantites et al. Ratios of Independent Yields of the Isomers  $\text{Te}^{131-131m}$  and  $\text{Te}^{133-133m}$ . Phys. Rev., 138(2B) :B353–B363, 1965.
- [112] P. Armbruster et al. Investigation on the primary spins of the  $^{235}\text{U}$  fission fragments. Z. Naturforsch., 26 a :512, 1971.
- [113] C. Wagemans. The Nuclear Fission Process. CRC Press 1 edition, September 1991.
- [114] L. Thulliez et al. Sensitivity studies of spin cut-off models on fission fragment observables. EPJ Web of Conferences, 111 :10003, 2016.
- [115] S. K. Kataria et al. Semiempirical nuclear level density formula with shell effects. Phys. Rev. C, 18 :549, 1978.
- [116] S. Goriely. A new nuclear level density formula including shell and pairing correction in the light of a microscopic calculation. Nucl. Phys. A, 605 :28–60, 1996.
- [117] M. I. Svirin. Physics of Particles and Nuclei, volume 37. 2006.

- [118] G. S. Brunsson Jr. Multiplicity and Correlated Energy of Gamma Rays Emitted in the Spontaneous Fission of Californium-252. PhD thesis, Los Alamos National Laboratory, 1982.
- [119] S. Hilaire et S. Goriely. Global microscopic nuclear level densities within the HFB plus combinatorial method for practical applications. Nucl. Phys. A, 779 :68–81, 2006.
- [120] A. Drouart. Structures des résonances géantes dans le  $^{208}\text{Pb}$  et Conception de la détection pour le spectromètre VAMOS. PhD thesis, Université Paris-Sud U.F.R. Scientifique d'Orsay, 2000.
- [121] M. Goldhaber et E. Teller. On nuclear dipole vibrations. Phys. Rev., 74 :1046, 1948.
- [122] H. Steinwedel et J. H. Jensen. Zeit. Naturforsch., 5a :413, 1950.
- [123] D. M. Brink. Individual particle and collective aspects of the nuclear photoeffect. Nucl. Phys., 4 :215–220, 1957.
- [124] A. Bohr et B. R. Mottelson. Nuclear Structure. Academic Press, 3<sup>rd</sup> edition, 1990.
- [125] J. Kopecky et M. Uhl. Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations. Phys. Rev. C, 41(5) :1941–1955, 1990.
- [126] V. M. Kolomietz et al. Collisional damping in heated nuclei within the Landau-Vlasov kinetic theory. Phys. Rev. C, 52(5) :2480–2487, 1995.
- [127] V. M. Kolomietz et al. Interplay between one-body and collisional damping of collective motion in nuclei. Phys. Rev. C, 54(6) :811–814, 1996.
- [128] Bush and B. Y. Alhassid. ON THE WIDTH OF THE GIANT DIPOLE RESONANCE IN DEFORMED NUCLEI. Nucl. Phys. A, 531 :27–38, 1991.
- [129] V. A. Plujko et al. Testing and improvements of gamma-ray strength functions for nuclear model calculations. Journal of Nuclear Science and Technology, 2 :3014–3024, 2002.
- [130] J. Tommasi et al. Long-lived waste transmutation in reactors. Nucl. Technol., 111, 1995.
- [131] T. Takeda. Minor actinides transmutation performance in a fast reactor. Annals of Nuclear Energy, 95 :48–53, 2016.
- [132] P. Archier. Communication privée. Accessed : 08/06/2017.
- [133] <https://www-nds.iaea.org/exfor>. Accessed : 13/01/2016.
- [134] L. R. Veaser. Phys. Rev. C, 17 :385, 1978.
- [135] J. Fréhaut et al. Nuclear Data for Science and Technology, page 78, 1983.
- [136] V. V. Malinovskii. Jour. Atomnaya Energiya, 54(3) :208, 1983.
- [137] Y. A. Khokhlov et al. Measurements results of average neutron multiplicity from neutron induced fission of actinides in 0.5-10 MeV energy range. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Techn., 1 :272, 1994.
- [138] J. Taieb et al. Measurement of the average energy and multiplicity of prompt-fission neutrons from  $^{238}\text{U}(n,f)$  and  $^{237}\text{Np}(n,f)$  from 1 to 200 MeV. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technology, Nice 2007, France, 1 :429, 2007.
- [139] C. Guerrero et al. Performance of the neutron time-of-flight facility nTOF at CERN. Eur. Phys. J. A, 49 :27, 2013.
- [140] M. Barbagallo et al. High-accuracy determination of the neutron flux at nTOF. Eur. Phys. J. A, 49 :146, 2013.
- [141] <https://www.hzdr.de/db/Cms?pOid=10868&pNid=317>. Accessed : 02/04/2017.
- [142] J. N. Wilson et al. LICORNE : A new and unique facility for producing intense, kinematically focused neutron beams at the IPN Orsay. EPJ Web of Conferences, 62 :05006, 2013.
- [143] X. Ledoux et al. The neutron for science facility at SPIRAL-2. Nuclear Data Sheets, 119 :353–356, 2014.

- [144] <http://www.oecd-nea.org/janisweb/>. Accessed : 27/06/2016.
- [145] E. Wilhelm. Simulation du dispositif FALSTAFF. Technical report, Université Blaise Pascal, 2012.
- [146] J. Pancin et al. Secondary electrons detectors for beam tracking : micromegas and wire chamber. *J. Instrum.*, 4 :P12012, 2009.
- [147] M. Vostinar et al. Beam tracking with micromegas and wire chambers in secondary electron detection configuration. *J. Instrum.*, 3rd International Conference 1–6 July , 2013 Zaragoza, Spain, 2013.
- [148] A. Drouart et al. Very large emissive foil detectors for the tracking of low-energy heavy ions. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 579 :1090–1095, 2007.
- [149] M. O. Fregeau et S. Oberstedt. The Fission-Fragment Spectrometer VERDI. *Physics Procedia*, 64 :197–203, 2015.
- [150] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 506 :250–303, 2003.
- [151] Geant-4, Physics Reference Manual. 2015.
- [152] <http://www.cenbg.in2p3.fr/General-Fission-model>. Accessed : 01/09/2016.
- [153] R. Brun et al. ROOT — A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *CPC*, 180(12) :2499–2512, 2009.
- [154] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 2<sup>nd</sup> edition, 1994.
- [155] W. H. Barkas et al. *Phys. Rev. Lett.*, 11(138) :E, 1963.
- [156] H. H. Andersen et al. An experimental investigation of charge-dependent deviations from the Bethe stopping-power formula. *Nucl. Phys. A*, 125 :171–175, 1969.
- [157] J. Lindhard. THE BARKAS EFFECT - OR Z1 a, Z4-CORRECTIONS TO STOPPING OF SWIFT CHARGED PARTICLES. *Nucl. Instr. and Meth.*, 132 :1–5, 1976.
- [158] J. F. Ziegler et J. M. Manoyan. The stopping of ions in compounds. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, 35 :215–228, 1988.
- [159] J. Ziegler. <http://www.srim.org>. Accessed : 01/05/2014.
- [160] A. V. Bagulya et al. Heavy-particle energy loss simulation using the Geant4 toolkit. *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, 36 :127–134, 2009.
- [161] A. Allisy et al. Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles. Technical report, ICRU Report 49, 1993.
- [162] P. Sigmund et al. Progress in understanding heavy-ion stopping. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, 382 :15–25, 2016.
- [163] V. N. Ivanchenko et al. GEANT4 Simulation of Energy Losses of Slow Hadrons. *European Organization for Nuclear Research*, pages 1–18, 1999.
- [164] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/ch05s02.html#sect.PhysProc.EleMag>. Accessed : 24/10/2016.
- [165] [http://geant4.cern.ch/collaboration/working\\_groups/electromagnetic/physlist10.1.shtml#opt1](http://geant4.cern.ch/collaboration/working_groups/electromagnetic/physlist10.1.shtml#opt1). Accessed : 24/10/2016.
- [166] M. Vandenbroucke. *Development and Characterization of Micro-Pattern Gas Detectors for Intense Beams of Hadrons*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2012.
- [167] S. F. Biagi. <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>. Accessed : 2016-02-16.
- [168] A. Breskin et al. A fast, bidimensional, position-sensitive detection system for heavy ions. *Nucl. Instr. Meth.*, 148 :275–281, 1978.
- [169] I. B. Lima et al. Experimental investigations on the first Townsend coefficient in pure isobutane. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 670 :55–60, 2012.

- [170] W. Shockley. Currents to Conductors Induced by a Moving Point charge. J. Appl. Phys., 9 :635, 1938.
- [171] S. Ramo. Currents induced by electron motion. Proceedings of the IRE, 27 :584–585, 1939.
- [172] H. Spieler. [http://www-physics.lbl.gov/~spieler/physics\\_198\\_notes\\_1999/PDF/IX-1-Signal.pdf](http://www-physics.lbl.gov/~spieler/physics_198_notes_1999/PDF/IX-1-Signal.pdf). Accessed : 2016-02-16.
- [173] K. E. Pferdekampfer et H. G. Clerc. Energy Spectra of Secondary Electrons Ejected by Ions from Foils. Z. Physik A, 280 :155–164, 1977.
- [174] J. Giovinazzo et al. GET electronics samples data analysis. Nucl. Instr. Meth Phys. Res. A, 840 :15–27, 2016.
- [175] C. Golabek et al. Analyse des données FALSTAFF. Technical report, CEA-Saclay, 2015.
- [176] C. Golabek et al. Etat des lieux sur les détecteurs SED pour FALSTAFF. Technical report, CEA-Saclay, 2015.
- [177] <http://www.ortec-online.com/products/electronics/amplifiers/fta820a>. Accessed : 2017-05.
- [178] D. Breton et E. Delagnes. 14-Bit and 2GS/s Low Power Digitizing Boards for Physics Experiments . IEEE NSS 2006, San Diego, USA, 2006.
- [179] L. Thulliez. Optimisation des résolutions des détecteurs de temps de vol du dispositif FALSTAFF. Technical report, Phelma Grenoble-INP, 2013-2014.
- [180] L. Thulliez et al. Impact of material thicknesses on fission observables obtained with the FALSTAFF experimental setup. Conference Nuclear Data 2016, 2016.
- [181] G. Lehaut. Simulation pour la chio FALSTAFF. Technical report, LPC-Caen, ENSICAEN, Université de Caen, CNRS/IN2P3, 2014.
- [182] LPC-Caen. COMPTE RENDU TEST DEFORMATION FENETRE MYLAR 900nano. Technical report, LPC-Caen, ENSICAEN, Université de Caen, CNRS/IN2P3, 2013.
- [183] C. R. Gruhn et al. Bragg curve spectroscopy. Nucl. Instr. Meth., 196 :33–40, 1982.
- [184] J. M. Asselineau et al. Performance of a bragg curve detector for heavy ion identification. Nucl. Instr. Meth., 204 :109–115, 1982.
- [185] R. J. McDonald et al. Large solid angle bragg-curve spectrometer. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., 219 :508–512, 1984.
- [186] Ch. Schiessl et al. A bragg-curve spectroscopy detector. Nucl. Instr. Meth., 192 :291–294, 1982.
- [187] M. G. Santos et al. The brazilian bragg curve detector built for ams studies. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sect. B, 172 :310–315, 2000.
- [188] K. A. Farrar et al. A large-acceptance bragg curve spectrometer with a longitudinal electric field and a segmented anode. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sect. A, 346 :177–186, 1994.
- [189] N. Boucheneb et al. High resolution measurements of mass, energy and nuclear charge correlations for  $^{229}\text{Th}(n_{th},f)$  with the Cosi-Fan-Tutte spectrometer. Nucl. Phys. A, 502 :261c–270c, 1989.
- [190] P. Schillebeeckx et al. Investigation of mass, charge and energy of  $^{241}\text{Pu}(n_{th}, f)$  fragments with the Cosi-Fan-Tutte spectrometer. Nucl. Phys. A, 580 :15–32, 1994.
- [191] <http://amptek.com/products/a250-charge-sensitive-preamplifier/>. Accessed : 12/2016.
- [192] <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=11&idmod=285>. Accessed : 12/2016.
- [193] <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=11&idmod=483>. Accessed : 03/2017.
- [194] O. Bunemann et al. Design of Grid Ionization Chambers. Canadian Journal of Research A, 27 :191, 1949.

- [195] A. Göök et al. Application of the Shockley–Ramo theorem on the grid inefficiency of Frisch grid ionization chambers. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 664 :289–293, 2012.
- [196] D. Madder. An ionization chamber for fission fragment analysis. Technical report, University of New Mexico, June 2013.
- [197] L. E. Heffern. Ionization chamber design, development, and testing for the UNM fission fragment spectrometer. Technical report, University of New Mexico, May 2015.
- [198] D. Hodge. Construction and testing of a large acceptance angle, double sided bragg ionisation chamber for fission fragment spectroscopy. Technical report, University of Manchester, 2012.
- [199] T. Sanami al. A bragg curve counter with an active cathode to improve the energy threshold in fragment measurements. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 592 :73–79, 2008.
- [200] M. Hagiwara al. Extension of energy acceptance of bragg curve counter at the high-energy end. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 589 :193–201, 2008.
- [201] N. Barna et al. Pisa - an experiment for fragment spectroscopy at the internal beam of COSY : application of an axial ionization chamber. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 519 :610–622, 2004.
- [202] S. Saha et al. Heavy ion reactions using position sensitive bragg curve spectroscopy. Nucl. Instr. Meth., 335 :165, 1993.
- [203] R. Schmidt et H. Henschel. Comparison of surface barrier detector pulse height spectra of  $^{244}\text{Cm}$  and  $^{252}\text{Cf}$  spontaneous fission fragments. Nucl. Instr. and Meth., 188 :595–596, 1981.
- [204] H. W. Schmitt et F. Pleasonton. Evaluation of semiconductor detectors for fission fragment energy measurments. Nucl. Instr. and Meth., 40 :204, 1966.
- [205] A. J. Pollitt. Measurement of total gamma-ray energy and multiplicity from the Fission of  $^{252}\text{Cf}$  using STEFF. PhD thesis, The Univeristy of Manchester, 2013.
- [206] W. H. Press et al. Numerical Recipes in C. Cambridge University Press, 2nd edition, 1997.
- [207] <http://librow.com/articles/article-10>. Accessed : 04/2017.
- [208] R. Polikar. Fundamental concepts and and overview of the wavelet theory. 2nd edition, 1994.
- [209] A. Bultheel. Wavelets with applications in signal and image processing. 2002.
- [210] B. D. Wilkins et al. Scission point model of nuclear fission based on deformed-shell effects. Phys. Rev. C, pages 14 :1832–1863, 1976.
- [211] J.-F. Lemaître. Etude des fragments de fission au point de scission avec le modèle SPY. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2015.
- [212] N. M. Pillet (CEA/DAM). From nuclei to stars. Cours de physique nucléaire du master NPAC, 2014.
- [213] D. Régnier et al. Fission fragment charge and mass distributions in  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  in the adiabatic nuclear energy density functional theory. Phys. Rev. C, 2016.
- [214] N. Carjan et al. Shell and pairing effects in alpha-accompanied fission. Phys. Rev. C, 92 :782–788, 1975.
- [215] O. Serot et al. Description of long-range alpha emission using the sudden approximation. Eur. Phys. J. A, 8 :187–196, 2000.
- [216] B. Nurpeisov et al. Dependence of  $\bar{\nu}$  on neutron energies up to 5. MeV for U-233,U-238 and Pu-239. Soviet Atomic Energy, 39 :807, 1975.
- [217] V. V. Malynovskiy et al. Covariance matrix of experimental data of energy dependence of  $\bar{\nu}$  for neutron-induced fission of Th-232, U-236,U-238 and Np-237. Vop. At.Nauki i Tekhn.,Ser.Yadernye Konstanty, 1983(1/50) :4, 1983.

- [218] <https://www-nds.iaea.org/exfor/servlet/X4sGetSubent?reqx=113&subID=20490002&plus=2>. Accessed : 16/03/2015.
- [219] J. Taieb et al. Measurement of the average energy and multiplicity of prompt-fission neutrons from  $^{238}\text{U}(n,f)$  and  $^{237}\text{Np}(n,f)$  from 1 to 200 MeV. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Techn., Nice 2007, France, 1 :429, 2007.
- [220] B. Laurent et al. A new neutron counter for fission research. Nucl. Instrum. Methods in Physics Res., Sect.A, 745 :499, 2014.
- [221] <http://www.canberra.com/products/detectors/pips-detectors-standard.asp>. Accessed : 01/04/2014.