

NNT : 2016SACLS382

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

ÉCOLE DOCTORALE N° 576

Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation, Imagerie, Cosmos et
Simulation (PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Structure et réactions nucléaires

Par

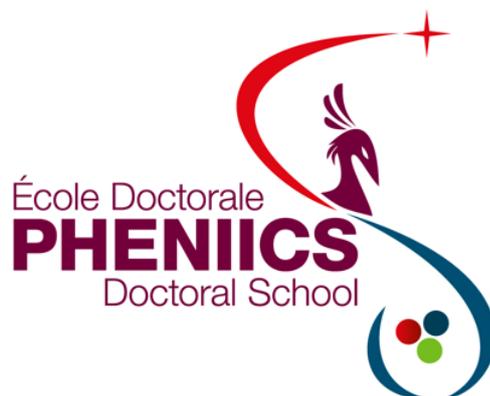
Mme Maud AIRIAU

Étude des temps de fission du noyau superlourd de $Z=124$ par fluorescence X

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 14 octobre 2016 :

Composition du Jury :

M. Rémy Bougault, Directeur de Recherche, LPC Caen, Rapporteur
Mme Dominique Vernhet, Directrice de Recherche, INSP Paris, Rapporteur
M. Olivier Dorvaux, Maître de Conférences, IPHC Strasbourg, Examineur
M. Elias Khan, Professeur, Université Paris-Sud, Président du jury
Mme Dominique Jacquet, Directrice de Recherche, IPN Orsay, Directrice de thèse
M. Antoine Drouart, Docteur, CEA Saclay, Co-Encadrant de thèse



THÈSE DE DOCTORAT

**Étude des temps de fission du noyau superlourd
de $Z=124$ par fluorescence X**

Présentée et soutenue le 14 octobre 2016 par
Maud Airiau

École doctorale : PHENIICS
Laboratoire : IPNO - CEA Saclay/IRFU/SPhN
Discipline : Structure et réactions nucléaires

*J'ai regagné ma chambre d'homme de la ville avec ses meubles familiers sur lesquels
j'ai si souvent posé mes mains qui les aimaient, avec ses livres qui m'ont nourri,
avec son vieux lit de merisier où a dormi mon enfance et où cette nuit, j'ai cherché
en vain le sommeil. Et tout ce décor qui m'a vu grandir; pousser; devenir moi, me
paraît aujourd'hui, étranger impossible.*

Barjavel

Remerciements

Ça y est. On y est. Le moment tant attendu des remerciements. Moi je pense à ce moment depuis les tout premiers mots de ce manuscrit. J'ai du me faire violence pour ne pas céder à la tentation de les rédiger en premier. Mais ça n'aurait pas été juste, ça serait gâcher la récompense de la fin. Et puis notre regard sur les choses évolue toujours pendant la longue phase de la rédaction. Certaines personnes prennent soudainement plus d'importance que d'autres, de par leur soutien ou leur capacité à nous faire oublier les quelques malheurs de cette phase. Ce moment, il est également attendu par certains lecteurs, ceux qui savent que leur nom va apparaître ou qui espèrent que leur présence a été suffisamment marquante pour laisser une trace dans ce mémoire. A vous tous, lecteurs, je dédie ces prochaines lignes, et demande pardon à ceux qui auront été involontairement oubliés.

Entamons par les deux personnes qui étaient là au commencement de ma thèse, mes deux directeurs de thèse : Dominique et Antoine. Merci à Dominique, pour sa sympathie, sa patience et sa disponibilité. Dominique a été à mes côtés tout au long de la thèse et était vraiment présente pour moi. Ça peut paraître pas grand chose, mais à force de fréquenter le petit monde de la thèse on réalise vite que ça n'est pas le cas de tout le monde ! Désolée pour ceux qui n'ont pas eu cette chance et merci à toi Dominique de t'être si bien occupée de moi. Merci également d'avoir bien voulu applaudir à la fin de ma 3^{ème} répétition de soutenance, ça m'a fait chaud au cœur ! Et encore une fois (la dernière !), désolée d'avoir malencontreusement annulé toutes tes réservations sur Booking.com...

On aurait pu finir à la rue à dormir avec les gentils petits « possum » et les méchantes « red back », mais on s'en est bien sorti au final, n'est-ce pas Antoine ?! Grâce à moi tu as pu profiter de la suite royale au 18^{ème} étage dans notre super hotel-musée-d'art-contemporain dans le quartier bobo-hipster de Canberra. Malgré nos tentatives on a jamais pu atteindre le toit, mais au moins on est pas restés coincés dans la cage d'escalier, et ça, c'était pas gagné d'avance... Antoine, je te remercie pour beaucoup de choses, qui ne trouveront pas leur place dans ces lignes. Tu as été d'une aide précieuse évidemment au long de la thèse, mais encore plus à Canberra. On s'est pas mal cassé la tête tous les deux, aussi bien sur les MAD que sur le planning de shift pour s'évader à la plage, même si toutes nos tentatives ont lamentablement échoué (sûrement à cause de Maurice qui me mettait en shift TOUT LE TEMPS, probablement pour me punir d'avoir annulé sa réservation, ou d'avoir critiqué sa « daube ». Bref, ne divergeons pas, le tour de Maurice viendra plus tard, voilà encore un coup tordu de sa part.) Merci aussi pour toutes les fois où tu restais un peu avec moi lors de mes longues nuits de shift. Et merci pour la fois où tu as accepté de me remplacer une heure ou deux, lorsque l'appel de la bière en terrasse était inévitable. Merci évidemment d'avoir été mon banquier, de m'avoir prêté sans compter et sans intérêt ! Merci également d'avoir relevé la plupart des fautes d'orthographe de mon manuscrit. N'ayant pu te faire relire ces lignes, tu trouveras bien sûrement quelques « et » précédés d'une virgule.

Vu qu'on parle de Canberra, j'en profite pour remercier tout le groupe de David Hinde : David, Nanda, Cédric et tous les autres. Je remercie David d'être venu me chercher à l'aéroport bien qu'il ait tenu à me montrer le set-up expérimental dès mon arrivée, après 24h et quelques de vol, dont 8h de transit dans la surpopulation de Pékin. Merci à Nanda pour son accueil chaleureux dans le groupe. Merci à Cédric (et Nathalie bien sûr) pour tout ce qu'il a fait pour moi et pour l'équipe des frenchies ! Cédric, c'est le mec qui sait ce que c'est que de s'expatrier loin de sa France

natale et qui se charge alors de te trouver du bon pain, du bon vin et du bon fromage! Merci pour le dépannage de sous, pour l'hébergement, pour le barbecue, pour les kangourous et pour m'avoir fait découvrir l'univers de Manu Larcenet! J'en viens au noyau dur actif du groupe, les thésards, avec une pensée particulière pour Ian et Yun. Merci Ian pour l'initiation au surf dans les algues, pour le fish'n'chips et pour les virées au pub (malgré le concert de métal...)! J'espère vraiment qu'on se croiera quelque part dans le monde, au cours de nos voyages respectifs. Tu as déjà parcouru le globe pour arriver à Canberra, ne t'arrête pas en si bon chemin! Merci à Yun pour son incroyable aide pour la constitution des MAD avec Dacube. Je me rappelle encore ton air désespéré quand je t'ai dit que j'avais 3 semaines pour faire les MAD. Et ton air encore plus dépité quand tu as compris que je n'avais accès ni au logbook ni aux données... Ce qui est fou avec la thèse, c'est qu'on a beau partir à l'autre bout du monde, on se rend compte que les thésards ont les mêmes interrogations, les mêmes doutes, les mêmes problèmes. On se sent tout d'un coup un peu moins seul. Enfin je n'oublierai pas Augustin, qui m'a permis de sortir de la bulle expérimentale et de se changer les idées. Je suis vraiment ravie que tu sois venu avec nous en Tasmanie, malgré toute la place (ma place!) que tu prenais dans la tente, et les nuits où tu m'a empêché de dormir. Merci d'avoir plongé pour sauver notre couvercle de glacière.

Ma thèse a débuté avec de nombreux aller-retours au Ganil, où dès l'aube du lundi matin je devais m'extirper de mon lit et quitter le chalet familial pour aller respirer les embruns normands et profiter du confort si réputé des chambres d'hôtes du Ganil. Mais tout n'était pas que souffrance car cette longue phase de montage était sûrement la plus amusante de ma thèse. Surtout quand il a fallu retrouver à quel numéro correspondait chacune des 160 pistes des silicium. Merci Charles pour ce petit casse-tête! J'en profite pour remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à mon expérience de thèse, telles que Georges Frémont, Amel, Phillipe Rosier, Christine Le Galliard, Vincent œil-de-vis, l'homme qui repère une vis plus vite que son ombre, Guillaume, et Marian pour sa gentillesse et son cours improvisé sur le tableau de la cuisine pour m'expliquer le fonctionnement des CsI. Un grand merci à Magda qui a fait l'aller-retour Paris-Caen juste pour aller récupérer des cibles, et sans qui le GRE (Guide des Restaurants pour Expérimentateurs - demandez un exemplaire!) n'aurait jamais vu le jour! Merci au grand Abdou, que j'ai pris pour le grand chef du GANIL la première fois que je l'ai vu. Je remercie notamment sa femme pour la part de lasagnes gracieusement offerte en échange d'une heure de shift à le remplacer. Merci John pour son accent et sa formation qui m'a permis de percer les secrets de ce langage obscur et mystérieux qu'est ROOT. Vient enfin le tour de Maurice. Maurice, tu m'as fait beaucoup rire (sûrement malgré toi) pendant ces 3 ans, et j'espère que tu feras encore rire beaucoup de monde! De toutes les façons, j'attends toujours de goûter ta fameuse « daube ».

Voici maintenant le tour de mon deuxième labo : le SPhN. Il est de tradition remercier d'abord les anciens. Ceux qui partaient quand moi je débarquais. Je pense à Clémentine qui m'a vu débiter avec ROOT et dont l'aide fut très utile! Je pense aussi à JF, que je ne pensais pas retrouver en arrivant ici et qui avait pris la bonne (ou mauvaise?) habitude de venir prendre ses pauses dans notre bureau. Merci enfin à Simon Boissinot, dont je me rappelle encore les bons conseils qu'il m'avait avisé de tenir, et que je n'ai évidemment pas tenu.

Passons maintenant aux thésards de mon temps. La grande question est donc : dois-je remercier Raphaël? Avec qui j'ai partagé mon bureau lorsque je quittais le fond de la vallée pour rejoindre les hauts sommets de Saclay. Dois-je le remercier pour toutes les fois où sa petite tête, qui remuait en rythme (d'une musique sûrement barbare) entre nos écrans, m'empêchait de me concentrer pleinement? Dois-je le remercier pour les fois où il battait la musique avec son pied ou son

J'espère que tu ne nous en veux pas trop d'avoir kidnappé ta tasse. Alice, je n'ai pas en tête de moments particuliers pour lesquels je souhaite te remercier. Tu m'as accompagné pendant la plupart des étapes de ma thèse, et notamment les plus dures. Je suis heureuse d'avoir pu partager tout ça avec toi. Tu m'as vu finir, comme tu as vu Aurélie finir. Reste à voir comme toi tu vas finir... mais je n'ai aucun soucis à me faire. Tu vas te débrouiller comme un chef, comme tu le fais toujours. Merci enfin à tous les autres membres du groupe : Yiman, Marin, Laurent, Sandra, Yonghao, Coralie... Et bon courage à Tijani! Prends soin de mon bureau!

Je me tourne maintenant vers les thésards du groupe NESTER (Noël et Aurélie je vous compte évidemment dedans), le gros de la mafia NPAC, dans lequel j'avais (je crois?) un peu ma place. Merci à Claire et Louis pour tous les moments ludiques! Et notamment pour m'avoir fait découvrir les escape game. Je ne m'en remettrai jamais de ce casse-tête dans les catacombes! Et ce relais épique pour ne pas mourir faute d'oxygène dans les catacombes... J'aurais aimé m'étaler un peu plus sur le sujet, mais je suis en ce moment même dans l'escape game final de la thèse, et le temps presse... Claire je n'oublierai pas notre 1ère entrevue, quand tu hésitais sur quelle thèse choisir! Et Louis je n'oublierai pas nos échanges de mails très « formels »! Bon courage pour la fin, on se reverra dans l'après-thèse! Merci Noël pour le ballet contemporain, quelque peu étrange dirons-nous... Et merci pour la soirée mojito, et pour avoir donné la meilleure présentation de toutes les journées de la DR - ever! D'ailleurs merci à Fadi pour le pastafarisme! Merci à Clément et Anastasia pour leur bonne humeur, la bonne ambiance qu'ils mettent et pour les recettes que vous m'avez données. D'ailleurs, je ne remercie pas Clément pour nous avoir fait croire qu'on avait un jour de plus pour finir ces remerciements. Longue vie à D2I2! Et je n'oublierai pas ceux qui sont partis avant moi : Pierre, Benjamin et Aurélie. Benjamin pour nous avoir fait tellement rire lors de nos expéditions en pays celtique. Aurélie pour m'avoir autorisé à te voler du thé (décidément j'ai piqué du thé à toutes les « Aurélie » de ma thèse!), et pour m'avoir rendu complice (malgré moi!) d'un autre vol dont je ne parlerai pas ici. Cioè che succede a Padova rimane a Padova! Tappo per le orecchie! Schmetterling! Cette opération restera, j'espère, dans les annales de Euroschool.

Après avoir remercié - dans un ordre certes chaotique - les groupes de personnes des différents labo que j'ai côtoyés durant ma thèse, je souhaite dédier ce petit paragraphe aux personnes « inclassables ». Je pense à Maxime et Louis, les survivants de notre promo NPAC, la best promo ever (en toute objectivité), la promo la plus « soudée ». Je pense à Charles, avec qui j'ai partagé les bancs de l'amphi du magistère, celui où il n'y a pas de chauffage, ainsi que les bancs de Chez Yvette, celui où le houblon suffit amplement à réchauffer l'atmosphère! Notre histoire ne s'est pas arrêté avec la fin du magistère, elle ne s'arrêtera pas non plus avec la fin de la thèse! Je pense à Sylvain, avec qui j'ai partagé beaucoup de mésaventures, à s'aventurer dans les coins douteux des Ulis à la recherche d'une soirée fantôme, à essayer de dialoguer avec un ancêtre écossais au fin fond d'une cathédrale, à se battre contre la « petite brise » écossaise... C'est également avec toi qu'on a découvert le grand Mr Phal. C'est également toi qui m'a fait plonger dans l'univers des jeux de société (j'y avais déjà un pied, en équilibre instable) et qui m'a initié au méta-game... Je m'arrête là, mais je ne t'oublierai pas. Enfin je pense à Soso et Guigui. Mes amis de toujours (ou presque). Les mots sont de trop ici.

Il est l'heure de mettre un terme à ces remerciements, et par là même de mettre un terme à cette thèse. Impossible de boucler cette affaire sans parler de la famille qui m'a accompagné nuit et jour pendant ces 3 ans. Je parle de celle avec qui j'ai vraiment vécu cette thèse. Celle qui fait que ces 3 années font partie des meilleurs vécues jusqu'à présent. Celle qui a tenté de me faire sombrer dans de nombreux vices tels que l'alcoolisme, le végétarisme, les sushi-à-volonté, la citrate de

Remerciements

bétaïne. Je parle bien sûr de la coloc de la mort habitant au chalet de Palaiseau : Marie-Co, Marty et Pierre (et aussi Stahl quand même). Qui aurait cru, au début du NPAC, qu'on finirait tous les quatre ensemble ? Qui aurait cru qu'on allait devenir une petite famille ? Une petite famille, avec un bon père qui veille au bien être du foyer familial, en nous empêchant (un peu) de mettre le feu au chalet ou en nous rappelant de fermer la porte la nuit, mais qui a aussi ses déboires, qui resteront elles aussi dans les annales des mésaventures de soirée. Une petite famille avec ses repas de Noël, son potager et son compost (oui bon...), ses débats très argumentés (« objectivement, c'est de la... »), ses sorties culturelles (ça inclut évidemment la culture du houblon et du malt), ses voyages en Noctilien, toujours épiques, et même des catastrophes naturelles (la grande crue de l'Yvette en 2016!). Et dans cette petite famille, il y a une personne qui m'a vu débarquer dans sa vie, sans trop savoir pourquoi, après un certain voyage au Ganil. Une personne qui m'a vu débarquer dans ses soirées, dans ses cours, et même dans son appartement, à cause d'un dégât des eaux (probablement causé par Charles le Plombier). On pensait alors que ça n'était que des moments insoucians, de rigolade et franche camaraderie. En réalité, c'était bien plus ça. Je pourrais ici raconter quelques des unes des 1000 aventures qui nous est arrivée. Mais ce n'est pas ça qui compte. Ce qui compte, c'est qu'on était toutes les deux, ensemble. Toujours. Au début. Avant même le début de cette thèse. Après la fin. Et en ce moment même. On finit, ensemble. Merci Marie-Co, merci pour tout.

Table des matières

Introduction	1
1 L'îlot de stabilité des noyaux superlourds : état de l'art et perspectives	3
1.1 L'îlot de stabilité des noyaux super-lourds	4
1.1.1 Les modèles de structure nucléaire	4
1.1.2 La synthèse des noyaux superlourds et les données actuelles	9
1.2 Sonder la stabilité des noyaux superlourds grâce à la fission	13
1.2.1 Fusion-fission et quasi-fission : deux processus en compétition	13
1.2.2 La dynamique des temps de fission	15
1.2.3 La sensibilité des temps de fission pour les noyaux superlourds	18
1.3 À la conquête de l'îlot de stabilité par les mesures de temps de fission	20
1.3.1 Programme expérimental	20
1.3.2 Mesures précédentes de temps de fission des noyaux de $Z=120$ et $Z=124$	21
1.3.3 Travail de thèse	26
2 La fluorescence X appliquée aux mesures des temps de fission	27
2.1 Principe de la mesure des temps de fission par fluorescence X	28
2.1.1 Création de lacunes électroniques en couche interne	28
2.1.2 Détermination des temps de fission	31
2.1.3 Sensibilité et limites de la méthode	33
2.2 Application au noyau superlourd de $Z=124$	35
2.2.1 Calcul des transitions atomiques avec le code MCDF	35
2.2.2 Forme attendue du spectre de fluorescence	40
3 Dispositif expérimental dédié à l'étude des temps de fission du $Z=124$	45
3.1 Choix des conditions expérimentales	48
3.1.1 Le système $^{238}\text{U}+^{70,76}\text{Ge}$	48
3.1.2 Les cibles de germanium	49
3.2 Détection des transitions X_K : détecteurs Germanium	52
3.2.1 Principe de fonctionnement	52
3.2.2 Dispositif utilisé	53
3.2.3 Étalonnage en énergie	55
3.2.4 Étalonnage en efficacité	55
3.2.5 Montage électronique	61
3.3 Détection des fragments lourds : télescopes CHIO-Si	63
3.3.1 Chambre d'ionisation (CHIO)	63
3.3.2 Détecteurs Silicium	68
3.3.3 Montage électronique des télescopes	70
3.4 Détection des particules légères chargées (PLC) : CsI d'INDRA	72
3.4.1 Multi-détecteur INDRA	73
3.4.2 Dispositif utilisé	73
3.4.3 Efficacité géométrique	75
3.4.4 Montage électronique	77
3.5 L'électronique de déclenchement et l'acquisition	79

4	Analyse expérimentale : identification des produits chargés	81
4.1	Identification des produits détectés dans les télescopes	82
4.1.1	Étalonnage en énergie	82
4.1.2	Identification en Z	86
4.1.3	Reconstruction de l'énergie à mi-cible	94
4.1.4	Identification des produits de réaction lourds	95
4.2	Analyse des CsI d'INDRA	103
4.2.1	Identification des différents produits de réaction	103
4.2.2	Multiplicité de particules légères chargées	105
5	Analyse expérimentale des spectres de photons	107
5.1	Description générale des spectres	108
5.2	Mesure de la probabilité P_K d'ionisation en couche K	109
5.2.1	Procédure utilisée	109
5.2.2	Valeurs de P_K obtenues	112
5.3	Étude des multiplicités de photons	113
5.3.1	Méthode et conditions d'extraction des multiplicités	113
5.3.2	Exploration des coïncidences un photon - 1 fragment	115
5.3.3	Multiplicités de photons pour des événements ternaires	131
5.4	Analyse des spectres et discussion	135
5.4.1	Mise en évidence de transitions γ	135
5.4.2	Simulation de l'effet des émissions γ à partir des fragments	138
5.4.3	Comparaison avec la situation rencontrée lors de l'étude du noyau de $Z=120$	142
5.5	Limites supérieures des multiplicités d' X_K pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	144
5.5.1	Estimation des multiplicités maximales compatibles avec les données	144
5.5.2	Incertitudes statistiques	147
5.6	Limites supérieures des multiplicités d' X_K pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	154
	Conclusions et perspectives	157
	Annexes	161
A	Traitement des incertitudes pour le calcul de multiplicité	163
A.1	Erreurs statistiques	163
A.2	Erreurs systématiques	164
A.2.1	Bruit de fond	164
A.2.2	Efficacité de détection des photons	166
A.3	Comparaison des différentes sources d'erreurs	168
	Bibliographie	169
	Liste des figures	182
	Liste des tableaux	184

Introduction

D'après le modèle de la goutte liquide [Weizsäcker, 1935], la stabilité des noyaux vis-à-vis de la fission spontanée repose sur un équilibre entre la déformation et l'interaction coulombienne. Pour des noyaux superlourds, dont le numéro atomique est supérieur à $Z=104$, cet équilibre est rompu et la barrière de fission devient alors nulle [Bohr and Wheeler, 1939b]. Mais ce modèle purement macroscopique ne prend pas en compte les effets microscopiques tels que les effets de couche ou l'appariement des nucléons au sein du noyau. Or les modèles incluant ces deux contributions prédisent la restauration des barrières de fission pour ces noyaux superlourds. Certains noyaux superlourds pourraient même posséder de très longs temps de fission spontanée (jusqu'à 10^6 ans selon Smolańczuk [1997]) même s'ils peuvent être instables face aux décroissances α et β . La région où ces barrières sont maximales est appelée « îlot de stabilité » et serait alors centrée autour de $N=172$ ou $N=184$, et autour de $Z=114$ à 126 selon le modèle et la paramétrisation utilisés [Bender *et al.*, 2001].

Afin d'apporter plus d'informations sur l'îlot de stabilité des noyaux superlourds, de nombreuses expériences ont été réalisées visant à synthétiser des noyaux superlourds par réaction de fusion-évaporation. Mais les sections efficaces de production sont extrêmement faibles, atteignant des valeurs de l'ordre du picobarn à partir de $Z=112$ [Oganessian and Utyonkov, 2015], notamment du fait de la faible probabilité de survie du noyau composé (résultant de la fusion), qui fissionne rapidement dans la majorité des cas.

Compte tenu des difficultés expérimentales de synthèse, il est nécessaire d'utiliser des méthodes alternatives pour explorer l'îlot de stabilité. Les temps de fission d'un noyau composé sont très sensibles à la hauteur des barrières de fission. Plus les effets microscopiques stabilisant les noyaux sont importants, plus ces barrières sont élevées, donnant ainsi lieu à des distributions de temps de fission pouvant s'étendre à des temps très longs ($>10^{-18}$ s [Molitoris *et al.*, 1993]). Ces composantes de temps longs des distributions peuvent donc être utilisées comme indicateurs de stabilité des noyaux superlourds. De plus, l'utilisation d'une méthode basée sur la fusion-fission permet de s'affranchir des très faibles sections efficaces de fusion-évaporation et de sonder ainsi une région hors d'atteinte des expériences de synthèse à l'heure actuelle.

La fission est un processus dynamique complexe durant lequel le noyau est soumis à une déformation intense depuis la configuration dans l'état fondamental jusqu'au point de scission. Par ailleurs, la fission est en compétition avec l'évaporation de particules (neutron, proton, α et γ) tout au long de cette déformation. La mesure du nombre de ces particules émises avant la scission peut être utilisée pour déterminer expérimentalement le temps de fission d'un noyau. Mais cette méthode est généralement peu sensible aux temps très longs et l'analyse dépend fortement du modèle de dynamique nucléaire utilisé pour reproduire les données ([Jacquet and Morjean, 2009a], [Siwek-Wilczyńska *et al.*, 1995]). Les temps de fission obtenus par ce genre d'étude peuvent en effet facilement diverger d'un ordre de grandeur avec ceux obtenus par la technique de blocage cristallin ou la fluorescence X, des méthodes indépendantes du modèle nucléaire considéré et directement sensibles à la composante de temps longs de la distribution des temps de fission.

Dans des expériences précédentes [Morjean *et al.*, 2007, 2008], la technique de blocage cristallin, appliquée à l'étude des temps de fission des noyaux superlourds, a déjà permis de mettre en

évidence une composante à longs temps de fission ($>2 \times 10^{-18}$ s) pour les noyaux superlourds de $Z=120$ et $Z=124$, formés respectivement par les réactions $^{238}\text{U} + ^{\text{nat}}\text{Ni}$ et $^{238}\text{U} + ^{\text{nat}}\text{Ge}$. Mais cette méthode est limitée par le peu de systèmes accessibles à l'étude du fait des contraintes expérimentales.

La présence d'une proportion significative de composantes à longs temps de fission pour le noyau de $Z=120$, formé par la réaction $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ a également été validée dans une expérience précédente grâce la méthode de fluorescence X [Frégeau *et al.*, 2012]. Il s'agit d'une horloge atomique basée sur le remplissage des lacunes des orbitales électroniques internes, créées durant la formation du noyau composé et donnant ainsi lieu à un spectre de fluorescence X. C'est par cette méthode que nous avons décidé d'étudier les temps de fission du noyau superlourd de $Z=124$, formé par les réactions $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$. Ces mesures ont pour objectifs de comparer la stabilité du noyau de $Z=124$ par rapport à celle du noyau de $Z=120$, ainsi que de discriminer différentes prédictions sur les fermetures de couche neutrons. Cette étude fait l'objet du présent travail de thèse.

Dans un premier temps, nous allons dresser dans le chapitre 1 un portrait de nos connaissances sur l'îlot de stabilité des noyaux superlourds et du processus de fission, permettant d'établir un programme expérimental basé sur l'étude des temps de fission par la méthode de fluorescence X. Le principe de cette méthode ainsi que les simulations de la forme du spectre de fluorescence pour le noyau superlourd de $Z=124$ seront ensuite explicités dans le chapitre 2. L'expérience visant à étudier les temps de fission de ce noyau repose sur la détection des raies de fluorescence du système superlourd en coïncidence avec les fragments de fission de celui-ci. Le dispositif expérimental utilisé, dont la présentation est donnée dans le chapitre 3, est donc composé de deux ensembles de détecteurs : l'un dédié à la détection des photons et l'autre à la détection des produits chargés de réaction. Ce dernier permet d'identifier en énergie et en Z les ions lourds, et ainsi de sélectionner les réactions de capture. L'analyse de ces données sera présentée dans le chapitre 4. Enfin le chapitre 5 sera consacré à l'examen des spectres de photons en coïncidence avec les différents fragments dans le but d'identifier les rayons X caractéristiques du noyau composé de $Z=124$.

L'îlot de stabilité des noyaux superlourds : état de l'art et perspectives

Sommaire

1.1 L'îlot de stabilité des noyaux super-lourds	4
1.1.1 Les modèles de structure nucléaire	4
1.1.2 La synthèse des noyaux superlourds et les données actuelles	9
1.2 Sonder la stabilité des noyaux superlourds grâce à la fission	13
1.2.1 Fusion-fission et quasi-fission : deux processus en compétition	13
1.2.2 La dynamique des temps de fission	15
1.2.3 La sensibilité des temps de fission pour les noyaux superlourds	18
1.3 À la conquête de l'îlot de stabilité par les mesures de temps de fission .	20
1.3.1 Programme expérimental	20
1.3.2 Mesures précédentes de temps de fission des noyaux de $Z=120$ et $Z=124$. . .	21
1.3.3 Travail de thèse	26

L'existence d'un îlot de stabilité des noyaux superlourds a été envisagée pour la première fois en 1955 par John A Wheeler [1955], alors que les premiers éléments lourds, l'Einsteinium ($Z=99$) et le Fermium ($Z=100$), venaient d'être produits involontairement lors de l'explosion de la première bombe thermonucléaire « Mike » par les États-Unis [Ghiorso *et al.*, 1955]. Il s'en est suivi depuis une véritable course à la découverte de nouveaux éléments lourds, allant jusqu'à synthétiser l'élément $Z=118$ [Oganessian *et al.*, 2006], et plus récemment jusqu'à produire 6 noyaux de $Z=117$ après 150 jours de bombardement intensif d'une cible de Berkélium [Oganessian *et al.*, 2010]. Qu'en est-il sorti de cette compétition acharnée entre laboratoires et que sait-on maintenant de l'îlot de stabilité des noyaux superlourds ?

Dans la section 1.1, nous allons passer en revue les modèles de structure nucléaire permettant d'établir la stabilité des noyaux superlourds, tout en précisant leurs prédictions vis-à-vis de l'îlot de stabilité. Nous verrons également les mécanismes mis en jeu lors de la production de noyaux superlourds, et les difficultés expérimentales qui en découlent à travers un résumé chronologique des noyaux synthétisés jusqu'à présent. Les données actuelles de synthèse ne nous permettant pas de discriminer les différentes prédictions théoriques, nous verrons qu'il est nécessaire d'utiliser des méthodes alternatives pour sonder la stabilité des noyaux superlourds. Nous verrons alors dans la section 1.2 que la haute sensibilité des temps de fission aux effets de couche ainsi que les multiples avantages expérimentaux d'une méthode basée sur la fusion-fission font de ces temps de fission un marqueur idéal. Nous finirons donc dans la section 1.3 par décrire le programme

expérimental basé sur les mesures de temps de fission par fluorescence X pour cerner l'îlot de stabilité des noyaux superlourds.

1.1 L'îlot de stabilité des noyaux super-lourds

1.1.1 Les modèles de structure nucléaire

La première description complète et satisfaisante du noyau est le modèle de la goutte liquide sphérique, élaboré par [Weizsäcker \[1935\]](#) en 1935. Celle-ci considère le noyau comme un fluide uniformément chargé et incompressible où les nucléons sont confinés par l'interaction forte. Dans le cadre de ce modèle, l'énergie de liaison d'un noyau s'interprète de manière phénoménologique pour reproduire les tendances observées de l'énergie de liaison des noyaux, et s'écrit de la façon suivante :

$$BE(A, Z) = E_{volume}(A, Z) - E_{surface}(A, Z) - E_{Coulomb}(A, Z) - E_{asymétrie}(A, Z) \quad (1.1)$$

Les nucléons situés à l'intérieur du noyau sont liés par l'interaction nucléaire à courte portée, mais à la surface, les nucléons ont moins de voisins et sont donc moins liés, d'où le terme de surface négatif et le terme de volume positif. Le terme coulombien négatif est justifié par la répulsion coulombienne qui tend à éloigner les protons les uns des autres, ce qui diminue l'énergie de liaison. Enfin le terme négatif d'asymétrie rend compte du fait que les noyaux sont moins liés lorsqu'on s'éloigne de la vallée de la stabilité. Des termes correctifs d'origine microscopique ont également été rajoutés plus tard afin de rendre compte de l'appariement des nucléons, qui tend à accroître la stabilité des noyaux possédant un nombre de protons ou de neutrons pair. Ce modèle phénoménologique a permis de bien reproduire la tendance générale des masses mesurées expérimentalement, avec toutefois des écarts pour certains noyaux qui devront attendre l'arrivée d'un modèle prenant en compte la nature quantique des nucléons pour être compris. C'est dans cette approche que sont cependant introduits les concepts de « drip-lines », lignes au-delà desquelles l'énergie de séparation d'un neutron ou d'un proton est nulle, représentant ainsi les limites extrêmes de la charte nucléaire.

En 1939, Bohr et Wheeler proposent d'introduire au modèle de la goutte liquide un degré de liberté dépendant de la déformation des noyaux [[Bohr and Wheeler, 1939a](#)]. En effet, le fait de déformer le noyau permet d'éloigner les protons les uns des autres et ainsi de diminuer la répulsion Coulombienne, sans modifier le volume ni l'asymétrie. Le noyau est alors l'arène d'une compétition entre le terme de surface et le terme coulombien, une compétition caractérisée par le paramètre de fissilité, défini par le rapport entre l'énergie coulombienne et l'énergie de surface à déformation nulle :

$$x = \frac{1}{2} \frac{E_{coulomb}}{E_{surface}} \quad (1.2)$$

Au premier ordre, ce paramètre est proportionnel à Z^2/A . Au delà d'une valeur critique $(Z^2/A)_{crit}$, égale à 50.883, le noyau n'est plus stable vis-à-vis de la déformation et fissionne.

Dans leur article, Bohr et Wheeler tentent de minimiser l'énergie de déformation, définie comme la variation totale des énergies coulombiennes et de surface en fonction des paramètres de déformations (quadrupolaire, octupolaire, hexadécapolaire...), par rapport à une déformation hexadécapolaire. Ils découvrent alors, pour une fissilité inférieure à 1 (prise comme le rapport entre

1.1. L'îlot de stabilité des noyaux super-lourds

Z^2/A et la valeur critique), l'existence d'un maximum, d'un point selle, sur le paysage multidimensionnel de l'énergie de déformation, démontrant par là l'existence d'une barrière de fission. La hauteur de cette barrière est alors définie comme la différence d'énergie entre le point selle et le point fondamental. Le noyau peut donc toujours fissionner avec un apport d'énergie lui permettant de surmonter la barrière, ou encore par effet tunnel mais avec des probabilités plus faibles et donc des temps de vie plus longs. Pour un paramètre de fissilité supérieur à 1, cette barrière de potentiel disparaît et le noyau fissionne instantanément. Avec cette limite, les noyaux lourds situés au-delà de $Z \sim 104$ ne devraient pas exister. Malgré les corrections apportées, ce modèle ne permet cependant pas de reproduire certains phénomènes observés expérimentalement, tels que : l'importance de la hauteur de la barrière de fission du ^{208}Pb ($B_f \approx 27$ MeV), la constance des hauteurs de barrière de fission de l'uranium jusqu'au fermium (cf figure 1.1), la déformation des noyaux à l'équilibre... Ces phénomènes furent par la suite expliqués en prenant en compte la structure quantique des nucléons.

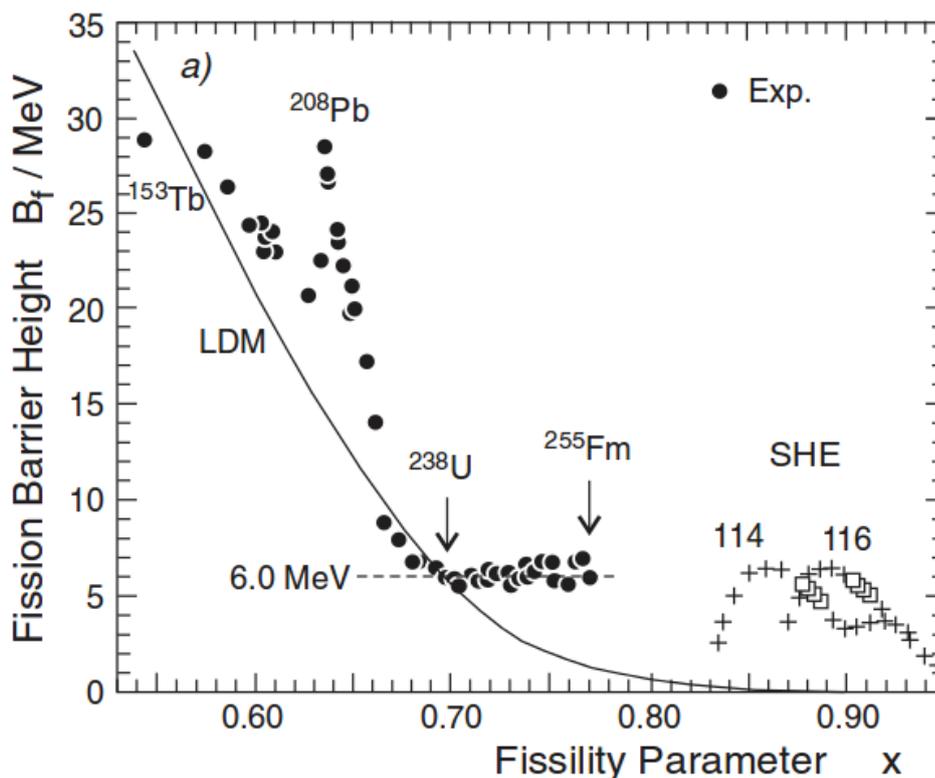


FIGURE 1.1 – Hauteur des barrières de fission en fonction du paramètre de fissilité $x = (Z^2/A)/x_0$ avec $x_0 = 50.883$ [Oganessian, 2007]. La ligne noire représente les calculs d'après le modèle de la goutte liquide ([Myers and Swiatecki, 1966],[Myers and Swiatecki, 1967]) et les points noirs, les données expérimentales. Les croix et les carrés correspondent aux calculs dans le domaine des superlourds, réalisés par une approche macro-microscopique ([Smolańczuk *et al.*, 1995],[Smolańczuk, 1997]) pour les isotopes des éléments 114 et 116 (croix), et pour les noyaux synthétisés lors des réactions $^{242,244}\text{Pu}, ^{245,248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ (carrés). Image issue de [Oganessian and Utyonkov, 2015]

L'introduction du modèle en couche par Maria Goeppert Mayer [1950] dans les années 50 a ensuite permis d'expliquer la stabilité accrue des noyaux pour certaines configurations de neutrons et de protons, alors dénommées « nombres magiques ». Ce modèle microscopique décrit le noyau comme un ensemble de particules quantiques, interagissant par une interaction à deux corps, et organisées sur des niveaux d'énergie discrets possédant chacun un nombre d'occupation fini, de manière analogue aux configurations électroniques dans l'atome. Un nombre magique correspond ainsi à une couche totalement remplie (« fermeture de couche »), séparée des niveaux suivants par un grand « gap » en énergie, et nécessitant ainsi une grande quantité d'énergie pour faire passer un nucléon dans un premier état excité. Les énergies des différents niveaux sont les valeurs propres de l'hamiltonien d'un système à N neutrons et Z protons, qui contient le potentiel de l'oscillateur harmonique, des termes de couplages de moment angulaire, ainsi qu'un terme de couplage spin-orbite. Ce dernier est responsable de la dernière levée de dégénérescence et permet de reproduire la séquence des nombres magiques : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 jusqu'au dernier noyau doublement magique à $Z=82$ et $N=126$ (^{208}Pb). Autour de ces régions spécifiques, la stabilité du noyau est renforcée par les effets quantiques de couche.

Plusieurs tentatives ont été effectuées afin de combiner les approches microscopiques et macroscopiques. Il s'agit d'apporter des corrections quantiques au modèle de la goutte liquide afin de prendre en compte les effets microscopiques stabilisant les noyaux. Tout d'abord, les premières corrections empiriques apportées par Myers and Swiatecki [1966] ont permis de prédire un état fondamental déformé chez certains noyaux, comme le Hafnium 174 ou l'uranium 236, et un état fondamental sphérique pour d'autres comme le ^{208}Pb , reproduisant ainsi les données expérimentales. Strutinsky a ensuite adapté le modèle aux noyaux lourds, en ajustant les termes correctifs sur les noyaux transuraniens, prédisant la stabilisation du $^{310}126$ dans l'état sphérique ([Strutinsky, 1967],[Strutinsky, 1968]). L'ajout d'une correction en énergie microscopique, à l'énergie de liaison macroscopique a ainsi permis de faire réapparaître les barrières de fission, s'élevant alors à des hauteurs de plus de 6 MeV (plus que pour l'uranium 238) dans la région des superlourds, comme on peut le voir sur la figure 1.2. Ces effets sont donc responsables de la stabilité du noyau vis-à-vis de la fission spontanée.

Plus récemment *Ćwiok et al.* [1996] ont calculé l'énergie totale du noyau à partir d'une composante macroscopique utilisant une formule de masse globale fondée sur un potentiel de Yukawa plus exponentielle [Möller and Nix, 1981], couplé à une partie microscopique fondée sur un potentiel Wood-Saxon déformé tiré de ([Strutinsky, 1967], [Dudek et al., 1981]). Les paramètres sont ajustés sur les masses des noyaux connus les plus lourds. Ils calculent un grand nombre d'observables du noyau, et en déduisent un effet de corrections dû aux couches maximum à $^{184}114$. Les derniers modèles micro-macroscopiques tendent vers ces valeurs, même si l'on trouve des différences tant dans les calculs de l'énergie macroscopique que dans ceux de l'énergie microscopique et donc, par exemple, dans les valeurs absolues des barrières de fission ([Möller et al., 2015], [Muntian et al., 2003a]). Ces approches plus « simples » allègent considérablement les calculs et permettent d'estimer plus facilement, et de manière systématique, les propriétés des noyaux. Toutefois, leur caractère très phénoménologique diminue *a priori* leur pouvoir prédictif en comparaison des approches plus microscopiques et elles restent très dépendantes de leurs points de référence expérimentaux. Notons que les dernières évaluations des masses ([Audi et al., 2012], [Wang et al., 2012]) prennent en compte les mesures expérimentales sur les noyaux superlourds dans leurs ajustements.

1.1. L'îlot de stabilité des noyaux super-lourds

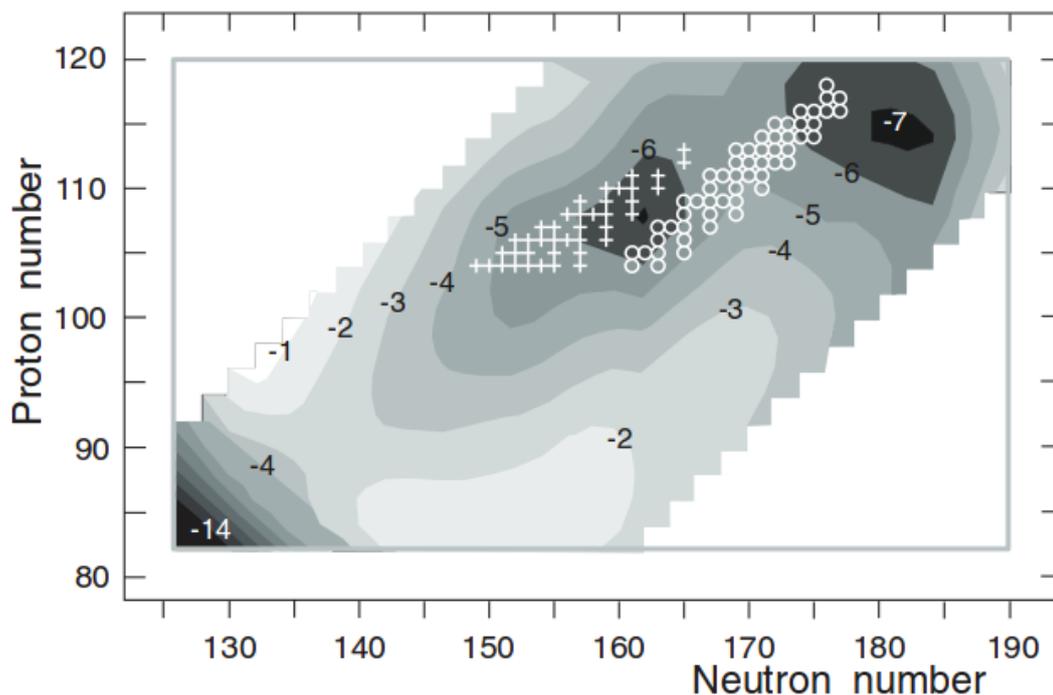


FIGURE 1.2 – Carte des corrections de couches en fonction du nombre de protons et de neutrons. Les valeurs sur les contours correspondent aux amplitudes des corrections de couches en MeV. Les croix représentent les éléments de Z supérieurs à $Z=104$ et synthétisés par fusion froide, tandis que les cercles correspondent à ceux synthétisés par fusion chaude. Issue de [Oganessian and Utyonkov, 2015].

Des approches microscopiques avec champ moyen, développées dans les années 70-80, peuvent désormais également être utilisées. Ces modèles considèrent les nucléons comme des particules indépendantes, immergées dans un champ moyen basé sur les interactions entre nucléons. On distingue les modèles utilisant un potentiel moyen de type Wood Saxon ou Nilsson, et les modèles à champ moyen auto-consistant, pour lesquels le champ moyen est calculé à partir d'une interaction effective. Les formalismes de champ moyen auto-consistant les plus répandus sont les approches de type Hartree-Fock, et les approches relativistes (« RMF : Relativistic Mean Field », [Serot and Walecka, 1986; Vretenar *et al.*, 2005]). Les premières utilisent le plus souvent la force de Skyrme [Skyrme, 1959], une force de portée nulle, ou la force de Gogny [Dechargé and Gogny, 1980], une force de portée finie, permettant également de reproduire l'intensité des corrélations d'appariement entre les nucléons qui jouent un rôle fondamental dans la structure des noyaux. Ces deux types d'approches, en intégrant un maximum d'aspects microscopiques, se veulent être les plus « réalistes » possibles. Toutefois, la complexité du noyau, croissante avec le nombre de nucléons, ainsi que les incertitudes sur l'interaction nucléaire, ne permettent pas une description définitive des noyaux dans la région des superlourds. Les prédictions sur la position et l'étendue de l'îlot de stabilité restent donc variables.

Le tableau 1.1 présente quelques exemples de prédictions théoriques des différents modèles précédemment décrits, concernant le prochain noyau doublement magique. Il convient de noter que la hauteur du gap en énergie de ce dernier ne sera pas aussi grande que pour des noyaux doublement magiques comme ^{132}Sn ou ^{208}Pb , qui possèdent une très forte magicité, comme on

peut le voir sur la figure 1.3. En effet, la densité de niveaux étant très élevée pour les noyaux superlourds (elle croît avec la masse, approximativement comme $\propto A^{1/3}$), les gaps en énergie seront plus petits. On ne s'attend donc pas à observer une magicité très prononcée. Par ailleurs, avec l'apparition d'un grand nombre de niveaux faiblement dégénérés autour du niveau de Fermi, les corrections de couche resteront importantes sur toute la région au voisinage d'un nombre magique superlourd ([Bender *et al.*, 2001]). C'est pourquoi nous parlons bien d'« îlot de stabilité », composé de noyaux superlourds à haute barrière de fission et localisé autour du prochain noyau doublement magique. Si la plupart des modèles s'accordent sur la fermeture en couche de neutrons à $N=184$, ils varient pour la couche proton entre $Z=114$, 120 et 126. Pour une même famille de modèle, selon les paramétrisations utilisées pour décrire l'interaction effective entre nucléons, le maximum de stabilité évolue également de façon importante comme le montre la figure 1.3, extraite de [Bender *et al.*, 2001]. Il est donc nécessaire de recourir aux expérimentateurs pour synthétiser des noyaux superlourds en laboratoire, afin d'obtenir des informations sur cet îlot de stabilité, et ainsi réfuter ou ajuster les modèles théoriques de structure nucléaire.

Modèle	Z	N	Référence
MMM Wood Saxon	114	184	[Ćwiok <i>et al.</i> , 1996]
MMM avec corrections de Strutinsky	126	184	[Strutinsky, 1967]
Hartree-Fock-Bogoliubov (Skyrme SkP, SLy6-7)	126	184	[Ćwiok <i>et al.</i> , 1996]
RMF (NL3)	120	172	[Bender <i>et al.</i> , 2001]
Gouttelette liquide à portée finie (FRDM)	114	178	[Moller <i>et al.</i> , 1995b]

TABLE 1.1 – Exemples de nombres magiques sphériques prédits par différents modèles de structure nucléaire

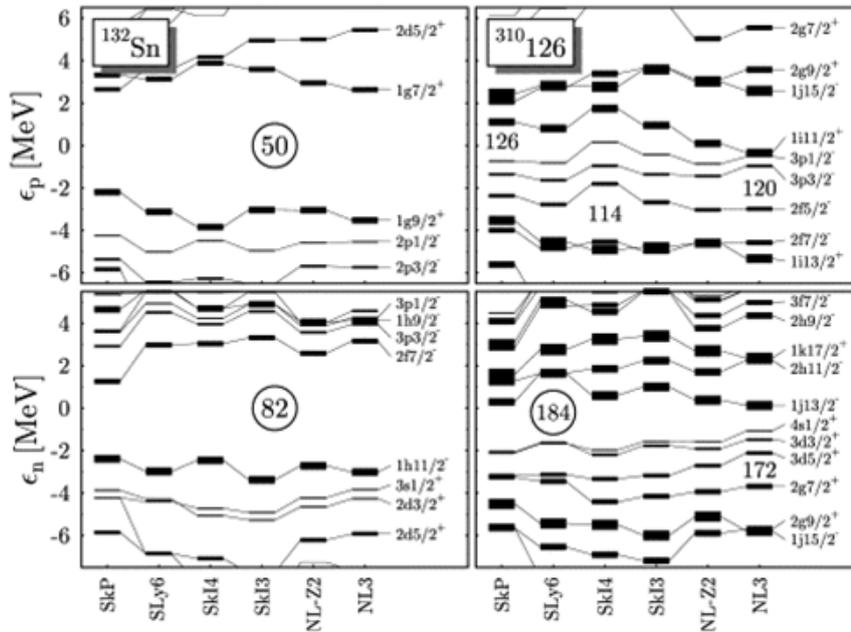


FIGURE 1.3 – Schéma de niveaux des protons (en haut) et des neutrons (en bas) pour le noyau doublement magique ^{132}Sn (à gauche) et le noyau superlourd $^{310}126$ (à droite), d'après [Bender *et al.*, 2001]. Les états ont été calculés par différents modèles et paramétrisations : une approche Hartree-Fock utilisant l'interaction de Skyrme (SkP, SLy6, SkI4, SkI3) et une approche relativiste (NL-Z2, NL3).

1.1. L'îlot de stabilité des noyaux super-lourds

1.1.2 La synthèse des noyaux superlourds et les données actuelles

Dans la région des noyaux superlourds, la barrière de fission est due uniquement aux effets microscopiques (effets de couche, d'appariement...) stabilisant le noyau. Ces effets ont un impact significatif sur la production des noyaux superlourds par fusion-évaporation, comme nous allons le voir dans cette section.

La synthèse de noyaux superlourds peut s'envisager en trois étapes. Tout d'abord, les deux noyaux incidents doivent surmonter la barrière de Coulomb afin d'atteindre un point de contact (capture), pour ensuite former un noyau composé (CN). Ce noyau composé, possédant alors une certaine énergie d'excitation (E^*), se refroidit ensuite par évaporation de particules légères. La section efficace d'obtention d'un résidu d'évaporation est alors décrite de la manière suivante :

$$\sigma_{ER}^{xn}(E, E^*) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_{cont}(E, l) P_{CN}(E^*, l) P_{xn}(E^*, l) \quad (1.3)$$

où $P_{cont}(E, l)$ représente la pénétrabilité de la barrière de Coulomb et $\frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_{cont}(E, l)$ la section efficace de capture, $P_{xn}(E^*, l)$ la probabilité de survie du noyau composé après évaporation de x neutrons, et enfin $P_{CN}(E^*, l)$ la probabilité de formation du noyau composé.

La figure 1.4 montre ainsi la décomposition de la section efficace de synthèse du Hassium 274 ($Z=108$) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé. Plusieurs ordres de grandeurs séparent les trois composantes de la section efficace, qui passe ainsi de quelques dizaines de mb pour la capture à 40 MeV à quelques 10^{-9} mb pour obtenir un résidu d'évaporation.

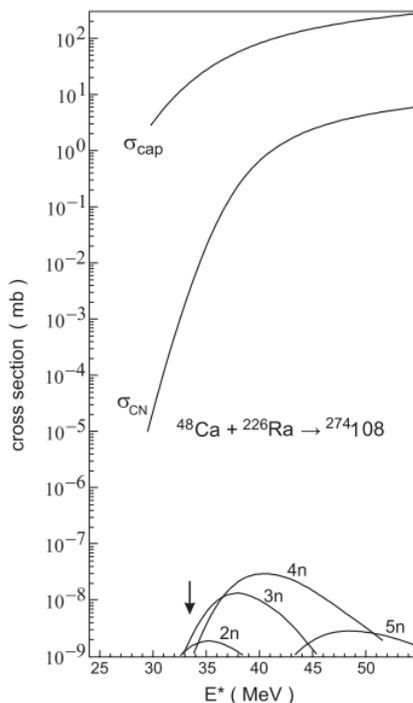


FIGURE 1.4 – Calcul des sections efficaces de capture (σ_{cap}), fusion (σ_{CN}) et d'évaporation de x neutrons (xn) pour la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{226}\text{Ra}$. La flèche indique la barrière de Bass [1974]. Image issue de [Zagrebaev and Greiner, 2008]

Le premier pas à réaliser dans le processus de synthèse de noyaux superlourds est donc la fusion, qui correspond à une réaction de capture suivie de la formation du noyau composé. La section efficace de capture peut être calculée par des modèles semi-phénoménologiques de distribution de barrière comme celui proposé par Zagrebaev [2012], qui a déjà fait ses preuves pour la synthèse des superlourds ([Zagrebaev, 2001],[Wang *et al.*, 2010]). Cependant, la probabilité de formation du noyau composé est plus difficile à évaluer car elle nécessite de connaître l'évolution du système di-nucléaire dans un paysage d'énergie potentielle multidimensionnel et dépendant du temps. Elle est généralement calculée par la résolution des équations dynamiques et multidimensionnelles de type Langevin. Si cette probabilité peut varier d'un modèle à l'autre, plusieurs études ([Zagrebaev and Greiner, 2008],[Adamian *et al.*, 2000],[Liu and Bao, 2010]) confirment une forte dépendance avec l'énergie incidente, prévoyant ainsi une augmentation de la section efficace de fusion avec l'énergie, notamment lorsque celle-ci dépasse la barrière de fusion, comme on peut le voir sur la figure 1.4.

Tous les premiers éléments lourds, du Mendélévium ($Z=101$) en 1955 jusqu'au Seaborgium ($Z=106$) en 1974, (voir [Oganessian *et al.*, 2011] pour une revue) ont ainsi été synthétisés par fusion chaude, en bombardant une cible d'actinide par des faisceaux légers avec une énergie largement supérieure à la barrière de Coulomb. Les noyaux composés ainsi créés possèdent une énergie d'excitation élevée ($E^* \sim 30$ MeV, d'où l'appellation « chaude ») et se refroidissent en évaporant 3 à 5 neutrons. Mais du fait de cette haute énergie d'excitation, les sections efficaces de production sont faibles, atteignant une valeur de l'ordre du nanobarn à $Z \sim 105$ [Hofmann, 1998]. La désexcitation du noyau composé est en effet le lieu d'une compétition intense entre la fission et l'évaporation de neutrons, particules chargées ou rayons gamma. Toutefois, l'évaporation de neutrons est beaucoup plus probable que celle de particules chargées du fait de la barrière coulombienne. La désexcitation γ , quant à elle, intervient seulement lorsque l'énergie d'excitation est inférieure au seuil d'émission d'un neutron, c'est-à-dire sur des temps de réaction beaucoup plus longs, une fois que le noyau s'est refroidi. Chaque fois qu'un noyau composé peut émettre un neutron ou un γ , il est donc principalement en compétition avec la fission, ce qui diminue la probabilité d'obtenir un résidu d'évaporation. La probabilité de survie peut alors être calculée par une approche statistique basée sur le rapport entre la largeur d'émission de neutrons et γ , et la largeur de fission, qui elle, dépend fortement de la barrière de fission (cf section 1.2). Adamian *et al.* [2009] montrent ainsi que pour un même modèle de réaction appliqué avec des corrections de couche différentes (et donc des barrières de fission différentes), la section efficace de production de résidu par la réaction $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf} \rightarrow ^{295}(120) + 4n$ varie de 1fb [Möller and Nix, 1988] à 200fb [Liran *et al.*, 2002]. Cette barrière dont le rôle est primordial dans la désexcitation détermine également la stabilité du noyau composé vis-à-vis de la fission à température nulle.

En 1974, Yu. Ts. Oganessian [Oganessian and Tretyakov, 1974] a eu l'idée de créer des noyaux composés à faible énergie d'excitation ($E^* \sim <10$ MeV), qui se refroidissent en évaporant généralement 1 ou 2 neutrons. On parle alors de fusion froide. Pour cela, il utilise des couples de noyaux à forte énergie de liaison, afin de bénéficier d'une faible chaleur de réaction. La plupart des éléments de $Z=106$ (Seaborgium) à $Z=112$ (Copernicium) sont ainsi synthétisés, avec une cible de ^{208}Pb ou ^{209}Bi (voir [Hofmann, 2011] pour une revue). Mais la création de noyaux de plus en plus lourds nécessite l'augmentation en charge du partenaire léger, ce qui réduit l'asymétrie du système. Cela augmente la fissilité ainsi que l'importance d'un autre mécanisme, intervenant lors des réactions entre noyaux lourds, et venant inhiber la fusion : la quasi-fission. Il s'agit d'un phénomène dissipatif de l'énergie cinétique initiale où le système di-nucléaire ne surmonte pas

1.1. L'îlot de stabilité des noyaux super-lourds

la barrière de fusion, résultant en une séparation rapide du système. Ce phénomène devient très important notamment pour des systèmes de plus en plus symétriques, qui nécessitent alors une énergie cinétique très supérieure à la barrière coulombienne pour assurer des sections efficaces de fusion complète raisonnables. Les sections efficaces chutent donc avec le Z croissant du résidu d'évaporation, diminuant environ d'une décade par $2Z$ ajoutés et atteignant une valeur de l'ordre de 0.022 pb à $Z=113$ [Morita *et al.*, 2012], comme on peut le voir sur la partie (a) de la figure 1.5. Dans des conditions expérimentales typiques (cible de ^{208}Pb à $\sim 500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et une intensité de faisceau de $1\text{p}\mu\text{A}$), cela revient à produire en moyenne deux noyaux par mois. Les limites de production par fusion froide sont donc rapidement atteintes. À l'inverse les sections efficaces de synthèse par fusion chaude restent à peu près constantes à partir de $Z\sim 112$, grâce à l'asymétrie du système initial qui croît pour des résidus d'évaporation de plus en plus lourds et une barrière de fission plus élevée. Les éléments $Z=112$ jusqu'à $Z=118$ ont ainsi été synthétisés par fusion chaude, induite par faisceau de ^{48}Ca sur des cibles d'actinides (voir [Oganessian *et al.*, 2011] pour une revue), avec des sections efficaces de l'ordre du picobarn, comme on peut le voir sur la partie (b) de la figure 1.5.

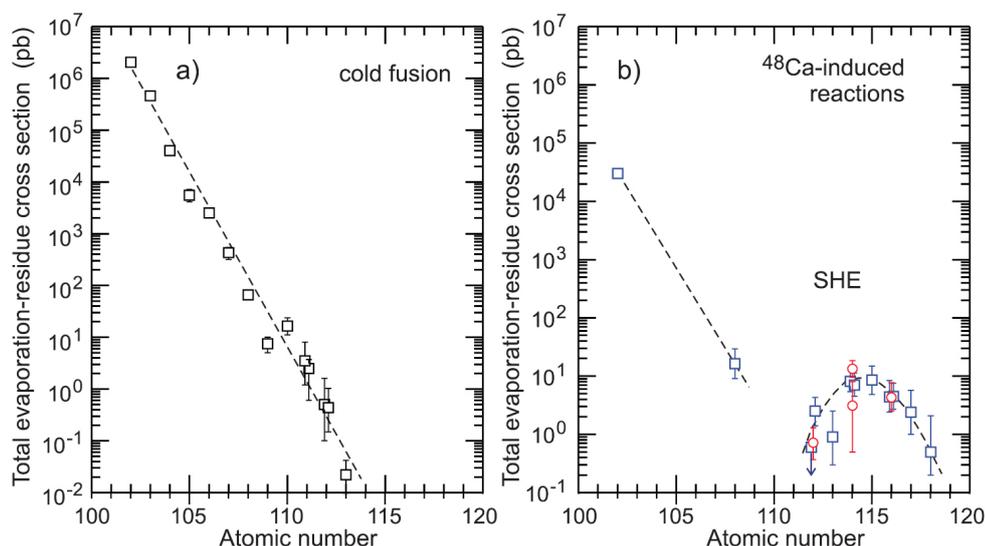


FIGURE 1.5 – Maximum de section efficace de production des noyaux lourds en fonction de leur numéro atomique, par voie de fusion froide (a) avec une cible de ^{208}Pb ou ^{209}Bi et des faisceaux de ^{48}Ca , ^{50}Ti , ^{54}Cr ... ^{70}Zn , et par voie de fusion chaude (b) avec un faisceau de ^{48}Ca sur les différentes cibles : ^{208}Pb , ^{226}Ra , $^{233,238}\text{U}$, ... ^{249}Cf . Image issue de [Oganessian and Utyonkov, 2015]

Du fait des faibles sections efficaces de synthèse, les données sur les noyaux superlourds sont très peu nombreuses, et les erreurs sur les grandeurs mesurées importantes. La spectroscopie prompt, donnant accès aux états excités du noyau, n'a été réalisée que jusqu'au ^{256}Rf [Greenlees *et al.*, 2012]. Pour les noyaux plus lourds, seuls sont accessibles les temps de vie des noyaux qui se désintègrent par fission ou par émission alpha. Ce dernier cas est le plus instructif, car l'énergie de l'alpha permet d'obtenir les différences de masse des noyaux (dans la limite où la décroissance se fait d'un état fondamental à un autre). Les sections efficaces sont également des observables intéressantes, même si leur analyse reste délicate du fait de la complexité des mécanismes de réaction. Hofmann *et al.* [2016] font ainsi une analyse des chaînes de décroissance des noyaux

de ^{285}Fl , ^{281}Lv , ^{292}Lv , $^{294}(118)$. Ils montrent que les Q_α permettent difficilement de discriminer les différents modèles, comme on peut le voir sur la figure 1.6. Une analyse plus précise de deux modèles de structure type micro-macroscopique : MM-S [Muntian *et al.*, 2003b] et MM-M [Möller *et al.*, 2009] leur permet toutefois de montrer que les barrières de fission du second sont surévaluées, ce qui a un impact important sur les calculs de sections efficaces de fusion-évaporation des noyaux plus lourds $Z=120$, ainsi que sur les rapports de sections efficaces de la quasi-fission sur la fusion-fission qui sont alors surestimés. Leur conclusion reste que des mesures pour de nouveaux isotopes de $Z=118$ à $Z=120$ sont nécessaires pour discriminer les différents modèles. Or il est certain que ces mesures seront extrêmement difficiles au vu des sections efficaces de production, d'où la nécessité de trouver des méthodes indirectes pour sonder la stabilité des noyaux superlourds.

Compte tenu de ces difficultés expérimentales, nous avons choisi de tester la stabilité de ces noyaux superlourds en nous intéressant aux propriétés de la fission suivant la fusion, c'est-à-dire en nous affranchissant de la réduction drastique des sections efficaces liées à la probabilité de survie du noyau composé produit. Cela nous permet ainsi de tenter de poursuivre l'exploration de la charte des noyaux vers les noyaux les plus lourds, dans une région hors d'atteinte des expériences de synthèse à l'heure actuelle. Nous allons détailler dans la suite de ce chapitre le cadre de ces études.

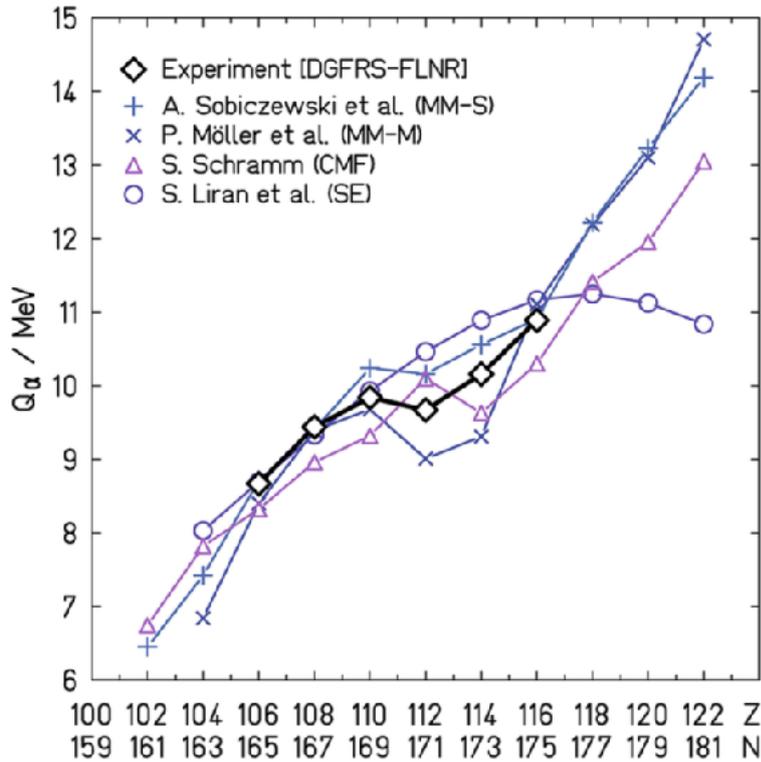


FIGURE 1.6 – Évolution des valeurs de Q_α théoriques et expérimentales pour les noyaux appartenant à la chaîne de décroissance α du ^{291}Lv . Voir [Hofmann *et al.*, 2016] pour les références internes des valeurs théoriques et expérimentales.

1.2 Sonder la stabilité des noyaux superlourds grâce à la fission

Le temps moyen de survie d'un noyau composé super-lourd (son temps de fission) dépend de la hauteur de sa barrière de fission. Plus les effets microscopiques sont importants, plus la barrière de fission est élevée et plus le temps de fission est long. Le temps de fission constitue donc une sonde de la stabilité des noyaux super-lourds.

Pour maximiser les sections efficaces de formation de ces noyaux par fusion, il est nécessaire d'utiliser une énergie incidente largement supérieure à la barrière d'interaction. En effet, depuis les années 70, de nombreuses expériences ont montré que la probabilité de fusion augmente rapidement quand l'énergie cinétique du projectile croît. Travailler à haute énergie incidente générera cependant une énergie d'excitation importante pour le noyau formé. Mais les effets microscopiques susceptibles de stabiliser les noyaux super-lourds disparaissent avec l'énergie d'excitation. Il faut donc réaliser un compromis entre énergie cinétique du projectile et énergie d'excitation générée, afin de maximiser la probabilité de formation de noyaux composés super-lourds. Par ailleurs, pour des produits $Z_{proj} \times Z_{cible} > 1600$, le processus de quasi-fission, beaucoup plus rapide, devient dominant. Expérimentalement, il est alors essentiel de pouvoir discriminer les deux processus si l'on veut faire une étude de la stabilité des noyaux superlourds basée sur l'analyse de leur fission.

1.2.1 Fusion-fission et quasi-fission : deux processus en compétition

La présence de fragments de fission implique l'existence, même éphémère, d'un noyau composé, si ces fragments proviennent bien d'une réaction de fusion-fission (FF) et non pas d'une réaction de quasi-fission (QF). La compétition entre les deux mécanismes dépendant de nombreux paramètres de la voie d'entrée (asymétrie de masse, rapport N/Z , énergie d'excitation, déformation, orientation des noyaux, effets microscopiques) et de la voie de sortie (effets de couche), il est actuellement difficile d'évaluer le ratio de section efficace de fusion-fission par rapport à la quasi-fission (FF/QF). Pour reproduire les sections efficaces de synthèse observées, la proportion de quasi-fission est souvent ajustée, et dépend alors largement du modèle et des paramètres utilisés, entre autres les barrières de fission ou l'amortissement des effets microscopiques. [Itkis *et al.* \[2007\]](#) donnent des rapports FF/QF de l'ordre de 10 % pour des noyaux de $Z=112$ à 116 produits par fusion chaude. Toutefois, ces données sont basées sur l'hypothèse d'une fission symétrique, ce qui a été contredit par les résultats des expériences de mesures de temps de fission des isotopes du $Z=120$ et du 124 ([\[Frégeau *et al.*, 2012\]](#), [\[Morjean *et al.*, 2008\]](#)). En effet, dans ces expériences, des composantes à très longs temps de vie ($>10^{-18}$ s), signant l'existence d'un noyau composé, ont été observées pour des fissions asymétriques des noyaux superlourds.

Un grand nombre de travaux, menés autour des années 80 ([\[Hanappe *et al.*, 1974\]](#), [\[Lebrun *et al.*, 1979\]](#), [\[Back *et al.*, 1985\]](#), [\[Back, 1985\]](#)), ont été consacrés à l'étude des mécanismes de réaction entre ions lourds et notamment de ces mécanismes de fission rapide et/ou de quasi-fission. Il a ainsi été montré expérimentalement que le mécanisme de quasi-fission diffère de la fusion-fission par certaines observables : largeur de la distribution en masse et énergie cinétique des fragments plus importantes [\[Chizhov *et al.*, 2003\]](#), anisotropies dans la distribution angulaire des fragments [\[Tōke *et al.*, 1985\]](#), corrélations asymétriques entre la masse et l'angle des fragments [\[Shen *et al.*, 1987\]](#), multiplicités de neutrons [\[Hinde *et al.*, 1992\]](#) et de γ [\[Back *et al.*, 1990\]](#) [\[Itkis *et al.*, 2004\]](#) plus faibles.

S'il est effectivement possible pour les réactions qui nous intéressent (c'est-à-dire celles qui mènent à la formation des noyaux superlourds), d'étudier le processus dominant à travers la distribution cinématique des fragments de fission, il n'est cependant pas possible d'identifier ainsi une faible fraction d'événements de fusion-fission noyés dans un flot de réactions de quasi-fission. La distribution en masse des fragments de sortie étant principalement gouvernée par les effets de couches des fragments, celle-ci est assez similaire pour les deux voies de réaction, comme on peut le voir sur la figure 1.7. Cette figure montre les trajectoires illustrant les deux mécanismes de fusion-fission et de quasi-fission sur la surface d'énergie potentielle du système $^{302}120$ en fonction de la distance relative entre les noyaux et de l'asymétrie de masse dans la voie d'entrée. Dans le cas de la formation du noyau composé, le système passe par un puits de potentiel dans lequel il a le temps d'effectuer une ou plusieurs rotations complètes, et d'équilibrer ainsi ses degrés de liberté, avant de se séparer en deux fragments. À l'inverse, dans le cas de la quasi-fission, cette poche de potentiel n'est jamais atteinte et la séparation est très rapide. Des temps caractéristiques de l'ordre de 10^{-21} s ont ainsi été extraits pour les réactions de quasi-fission ([Tōke *et al.*, 1985], [Shen *et al.*, 1986], [du Rietz *et al.*, 2013]). Ces temps correspondent à une durée inférieure au temps nécessaire pour le système d'effectuer une rotation complète, d'où la présence d'anisotropies dans la distribution angulaire des fragments de quasi-fission dans le centre de masse. Le temps de réaction est donc un paramètre discriminant, avec lequel il devient alors possible de distinguer la quasi-fission de la fusion-fission. La sélection d'événements à long temps de fission peut en effet permettre d'exclure les événements de quasi-fission, et de sélectionner uniquement des événements issus d'une réaction de fusion-fission, comme nous allons le voir dans les prochaines sections.

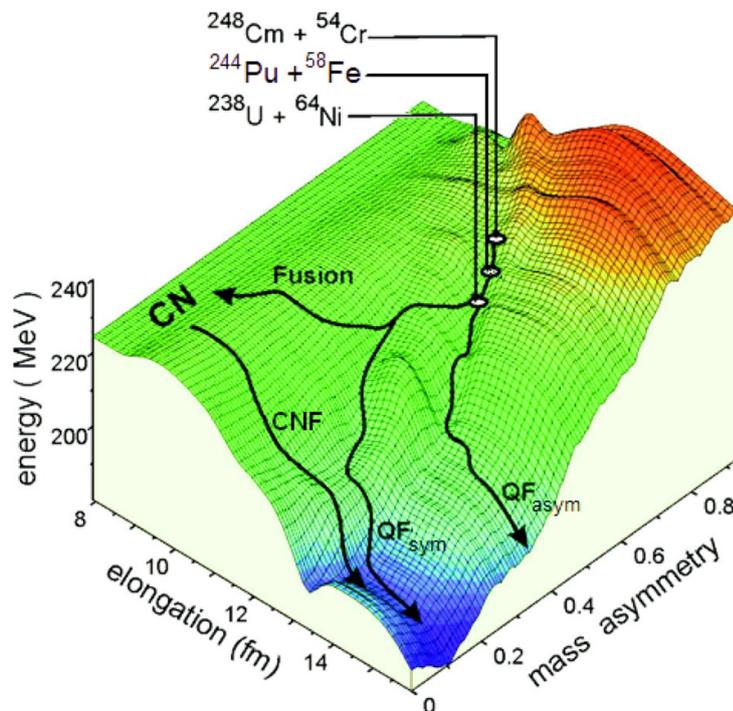


FIGURE 1.7 – Surface d'énergie potentielle pour un système composé de 120 protons et de 182 neutrons, formé par différentes réactions. Les courbes noires illustrent les trajectoires correspondant à la formation du noyau composé (fusion), à sa fission (CNF) et à la quasi-fission (QF). Issue de [Kozulin *et al.*, 2010]. Pour le détail des calculs voir [Zagrebaev and Greiner, 2008].

1.2.2 La dynamique des temps de fission

Le processus global de la fission peut être décrit par plusieurs étapes, qui sont schématisées sur la figure 1.8. Le point de départ est la formation d'un noyau composé à l'équilibre, qui doit d'abord se déformer pour atteindre la configuration au point selle, puis continuer de se déformer pour atteindre le point de scission. Au point de scission, le noyau composé se sépare en deux fragments (la fission ternaire est possible mais avec une très faible de probabilité, de l'ordre de 10^{-3} d'après [Berger, 2006]), qui possèdent approximativement le même rapport N/Z que le noyau composé, et sont donc très riches en neutrons. Les deux fragments primaires se séparent ensuite très rapidement sous l'effet de la répulsion coulombienne, et évacuent alors la majeure partie de leur énergie d'excitation sous forme de neutrons (« neutrons prompts »). Lorsque leur énergie d'excitation est inférieure au seuil d'émission d'un neutron (autour de 5 à 7 MeV dans cette région de masse), ils finissent leur désexcitation par émission γ . Les transitions électromagnétiques étant des processus relativement lents, les temps caractéristiques à ce stade sont de l'ordre de 10^{-12} - 10^{-15} s. Les fragments refroidis étant généralement toujours excédentaires en neutrons, ils subissent alors des désintégrations β , éventuellement suivies d'émission de neutrons (« neutrons retardés ») pour atteindre la vallée de stabilité. Cette dernière décroissance étant gouvernée par l'interaction faible, elle est très lente, avec des temps caractéristiques supérieurs à 10^{-6} s et pouvant s'étendre à quelques années. Ce sont ces fragments dans leur état final qui sont communément appelés fragments de fission. La désexcitation des fragments de fission après le point de scission n'apportant aucune information essentielle concernant le processus de fission, et jouant sur des temps caractéristiques supérieurs de plusieurs ordres de grandeur au temps nécessaire pour atteindre le point de scission, elle n'est jamais mentionnée dans cette partie. Les temps de fission moyens, mentionnés dans ce chapitre et dont la mesure fait l'objet de cette thèse, concernent uniquement le temps d'évolution entre la formation du noyau composé et la scission.

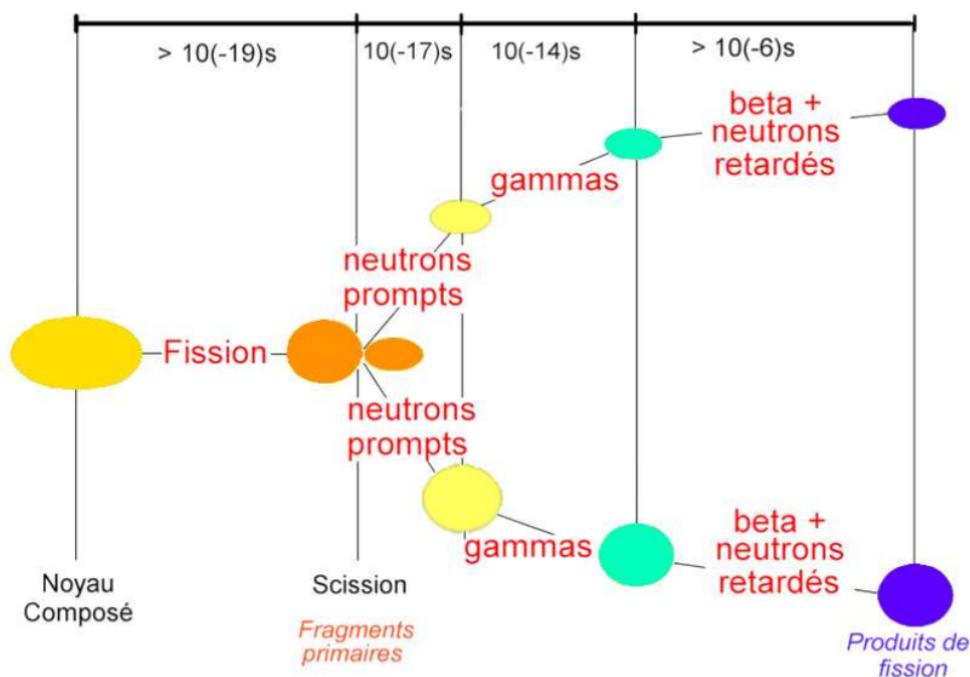


FIGURE 1.8 – Illustration pédagogique de l'évolution temporelle du processus global de fission tirée de [Berger, 2006].

Depuis sa découverte, la fission est interprétée à l'aide du modèle de Bohr and Wheeler [1939b], assimilant le processus à une transition depuis l'état d'équilibre (déformé ou non) jusqu'à l'état au point selle. Ce dernier, qui correspond au maximum du potentiel le long de la trajectoire de fission, est le point au-delà duquel le noyau va inévitablement se séparer en deux fragments. Le taux de fission R^{BW} correspond alors au flux transmis au-delà du point selle : $\Gamma_{fiss}^{BW} = R^{BW} \times \hbar$, avec Γ_{fiss}^{BW} , la largeur naturelle de fission, estimée par le rapport entre la densité d'états au point selle (ρ_{sd}) et la densité à l'équilibre (ρ_{gs}):

$$\Gamma_{fiss}^{BW} = \frac{1}{2\pi\rho_{gs}(E^*)} \int_0^{E^*-B_f} \rho_{sd}(E^* - B_f - \varepsilon) d\varepsilon \quad (1.4)$$

où E^* représente l'énergie d'excitation du noyau et B_f la hauteur de la barrière de fission.

Considérant des densités d'états de gaz de Fermi ($\rho(E^*) \propto \exp(2\sqrt{aE^*})$ avec a le paramètre de densité de niveaux) et supposant que le paramètre de densité de niveaux est le même au point selle et au fondamental, on obtient une relation simplifiée pour la largeur de fission de Bohr et Wheeler :

$$\Gamma_{fiss}^{BW} = \frac{T}{2\pi} e^{-B_f/T} \quad (1.5)$$

avec T la température reliée à l'énergie d'excitation par $E^*=aT^2$.

Cette approche purement statistique ne prend cependant pas en compte l'aspect dynamique de la fission. La fission étant à chaque étape en compétition avec l'émission de particules (neutrons, α , protons, γ) dont l'impact est significatif sur le noyau fissionnant (température, barrière de fission, masse), il faut évaluer la largeur de fission après chaque émission. Une telle approche, négligeant l'évolution dynamique, a en effet échoué à reproduire les multiplicités de neutrons pré-scission mesurées expérimentalement en 1981 par Gavron *et al.* [1981]. Historiquement, cela a été interprété comme la preuve de l'existence de forces de friction, ralentissant le processus de fission et rendant ainsi l'émission de neutrons plus favorable que celle prédite par la théorie de Bohr et Wheeler. Dès 1940, Kramers [1940] insiste sur l'importance de la viscosité de la matière nucléaire, non prise en compte dans l'approche de Bohr et Wheeler, pour décrire le processus de fission. Il traite la fission comme un processus de diffusion, appliqué à une particule Brownienne soumise au bombardement stochastique incessant des autres particules qui constituent le milieu - supposé en équilibre thermique - dans un potentiel représentant le noyau composé. Kramers obtient ainsi un taux d'échappement par dessus la barrière qui dépend de la friction. À friction nulle, on retrouve la largeur de fission prédite par Bohr et Wheeler. Dans sa description, Kramers a donc apporté une correction dissipative permettant de rendre compte de la haute viscosité de la matière nucléaire et de réduire la largeur de fission prédite par Bohr et Wheeler à travers une approche quasi-stationnaire :

$$\Gamma_{fiss}^K = \Gamma_{fiss}^{BW} \times (\sqrt{1 + \gamma^2} - \gamma) \quad (1.6)$$

où γ est un facteur sans dimension lié au paramètre de friction β et à la fréquence de l'oscillateur harmonique au point selle ω_{sd} via la relation : $\gamma = \frac{\beta}{2\omega_{sd}}$.

En 1983, Grangé *et al.* [1983] introduisirent la notion de temps transitoire, correspondant au temps d'établissement du régime quasi-stationnaire de flux au dessus de la barrière, introduit par Kramers. Durant ce temps transitoire, l'émission de neutrons est fortement favorisée, diminuant

1.2. Sonder la stabilité des noyaux superlourds grâce à la fission

ainsi la température interne du noyau. Cela peut provoquer une restauration sensible des effets de couche, et donc une remontée de la barrière de fission. À cause de la distribution en énergie cinétique des particules évaporées, la compétition statistique avec l'évaporation implique toute une distribution des temps de fission, dont la largeur dépend du paramètre de friction β , ainsi que de l'énergie d'excitation.

Du fait de la complexité du processus, et des temps de calculs nécessaires, il est actuellement difficile d'utiliser un modèle théorique complet, combinant la compétition statistique à l'évolution dynamique, et prenant en compte toutes les dépendances des grandeurs impliquées à chaque instant. Les temps de fission ont été estimés expérimentalement à partir de l'émission pré-scission de particules ([Lestone, 1993], [Cabrera *et al.*, 2003], [Ramachandran *et al.*, 2006]) ou de rayons γ issus de la décroissance d'une résonance géante dipolaire (« GDR », [Butsch *et al.*, 1991], [Hofman *et al.*, 1995]), dont l'analyse dépend alors fortement du modèle utilisé et est limitée par notre manque de connaissance. Par exemple, avec un même jeu de données de multiplicités de neutrons émis avant la scission [Hinde *et al.*, 1992], les temps de fission extraits par un modèle purement statistique, ou par un modèle prenant en compte l'évolution dynamique, peuvent diverger d'un ordre de grandeur [Siwiek-Wilczyńska *et al.*, 1995]. Par ailleurs, les temps de fission ainsi déterminés ne sont généralement pas ou peu sensibles aux longs temps de fission, contrairement à ceux obtenus par des méthodes directes et indépendantes du modèle, comme le blocage cristallin ([Andersen *et al.*, 1976],[Goldenbaum *et al.*, 1999]) ou la fluorescence X ([Molitoris *et al.*, 1993], [Wilschut and Kravchuk, 2004]), dont les principes sont décrits dans la section 1.3.2.

Les temps de fission d'un noyau d'uranium excité, mesurés par ces deux méthodes, sont largement supérieurs à ceux obtenus par des mesures de multiplicités pré-scission, et démontrent tous deux une proportion appréciable de composantes à long temps de fission, même à haute énergie d'excitation ($\sim 52\%$ à $\tau_f \gtrsim 10^{-18}$ s à $E^* = 105$ MeV avec [Molitoris *et al.*, 1993]). Les temps de fission de noyaux d'uranium ont été mesurés par la technique de blocage cristallin en fonction de l'énergie d'excitation [Goldenbaum *et al.*, 1999], déterminée grâce à la multiplicité totale de neutrons. Si l'évolution des figures de blocage cristallin montrent une importante diminution des temps de fission avec la température (pour une gamme d'énergie d'excitation de 0 à 250 MeV), les temps de fission restent supérieurs à 3×10^{-19} s, ce qui est très supérieur aux temps déduits de méthodes expérimentales plus indirectes (multiplicités de neutrons de pré- et post-scission ou de la GDR). Cette différence peut s'expliquer par l'existence d'une distribution de temps de fission très large, s'étendant jusqu'à des temps de scission très longs, pour lesquels la probabilité d'émission de particules ou de raies est très faible ([Gontchar *et al.*, 2002], [Jacquet and Morjean, 2009a]). Selon la méthode expérimentale utilisée, on explore différentes fenêtres en temps de cette large distribution de temps de fission, et on obtient alors des valeurs moyennes de temps différentes.

À partir des mesures par blocage cristallin, l'évolution des temps de fission avec la friction a été calculée pour des noyaux d'uranium par Gontchar *et al.* [2002] et Morjean *et al.* [2007], dans une approche statistique combinée à une dépendance en temps issue de la résolution numérique des équations unidimensionnelles de Langevin. Pour un noyau d'uranium 235 excité à 120 MeV, les calculs donnent ainsi des distributions allant de 10^{-23} s à 10^{-17} s (temps moyen de quelques 10^{-19} s) pour une faible friction, et de 10^{-23} s à quelques 10^{-15} s (temps moyen de quelques 10^{-17} s) pour la plus haute friction considérée, toujours avec des probabilités de fission non négligeables en fin de distribution. Le temps de fission moyen est très affecté par la queue à long temps de fission de cette distribution, et est donc très sensible au paramètre de friction. On note également que

même à haute énergie d'excitation et à faible paramètre de friction, les temps de fission moyens sont toujours bien supérieurs aux temps caractéristiques de quasi-fission, qui sont de l'ordre de 10^{-21} s.

La présence de composantes à long temps de fission, accessibles expérimentalement par des méthodes directes et indépendantes de tout modèle nucléaire (blocage cristallin, fluorescence X), fait des temps de fission un critère idéal pour discriminer les réactions de fusion-fission et de quasi-fission. La proportion appréciable de cette composante pour un noyau hautement fissile comme l'uranium (même à haute énergie d'excitation), dont les barrières de fission peuvent être largement inférieures à celles prédites pour l'îlot de stabilité des noyaux superlourds, est également prometteuse quant à son utilisation pour sonder la stabilité de ces noyaux.

1.2.3 La sensibilité des temps de fission pour les noyaux superlourds

En utilisant l'approche de Bohr et Wheeler corrigée du facteur de Kramers, on peut estimer l'influence de la hauteur de la barrière de fission sur la proportion de composantes à long temps de fission (LLC : « Long Lifetime Component ») et sur le temps de fission moyen, pour un noyau composé formé à une énergie d'excitation donnée. L'influence de la température ne se traduit pas seulement par l'amortissement des effets de couche, mais également sur l'importance des effets d'appariement des nucléons. En effet, celle-ci évolue différemment avec la température au point selle et dans la configuration de l'état fondamental ([Berger, 2011], [Laget, 2007], [Morjean *et al.*, 2011]). Cette dépendance a été calculée de façon complètement auto-consistante dans le formalisme Hartree-Fock-Bogoliubov à température finie, en utilisant l'interaction effective D1S de D.Gogny. De portée finie, celle-ci permet de donner une description entièrement microscopique de l'appariement.

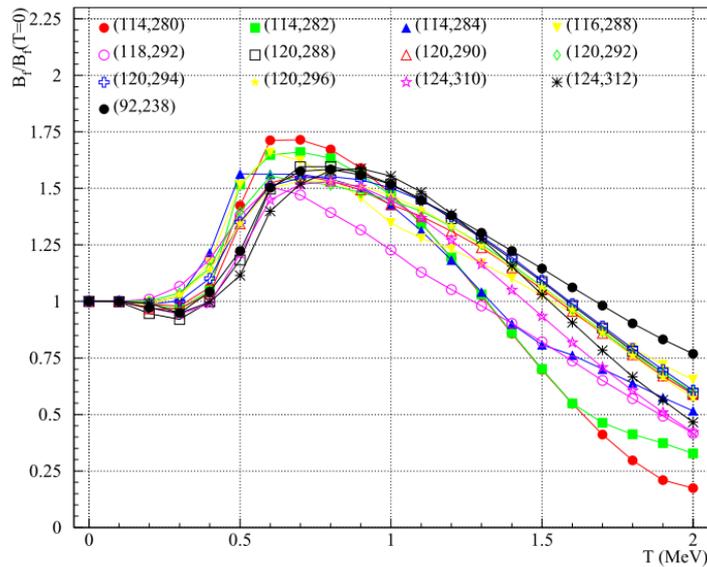


FIGURE 1.9 – Évolution de la barrière de fission en fonction de la température nucléaire, pour différents noyaux super-lourds de $Z=114$ à $Z=124$. La température nucléaire est reliée à l'énergie d'excitation par $E^* = aT^2$. Image issue de [Morjean *et al.*, 2011]

1.2. Sonder la stabilité des noyaux superlourds grâce à la fission

Ces calculs, effectués pour les noyaux superlourds voisins du $^{302}120$ et présentés sur la figure 1.9 extraite de [Morjean *et al.*, 2011], montrent une évolution importante des hauteurs de barrière avec la température. À partir de 0.4 MeV, la barrière croît fortement pour atteindre un maximum autour d'une température voisine de 0.8 MeV, avant de décroître à nouveau au fur et à mesure que la température affaiblit les effets de couches. L'existence de ce maximum à 0.8 MeV s'explique par la diminution de l'énergie d'appariement, plus rapide dans la configuration du fondamental que dans la configuration au sommet de la barrière.

Cette évolution des barrières avec la température a été introduite dans une version du code statistique SIMDEC [Ohta, 1994], en prenant comme référence à température nulle les barrières de fission prédites par Moller *et al.* [1995b]. Un facteur correctif de 0.55 a néanmoins dû être appliqué sur la hauteur des barrières, afin de reproduire des temps de fission cohérents avec ceux obtenus expérimentalement [Frégeau *et al.*, 2012] tout en expliquant l'absence de résidu d'évaporation observée expérimentalement. La figure 1.10, qui présente les résultats de ces calculs, montre alors qu'une variation de 1 MeV autour de la barrière induit une modification de quasiment 2 ordres de grandeur sur les temps de fission, et un facteur 10 sur la proportion de composantes à long temps de fission.

La haute sensibilité des temps de fission à la hauteur de la barrière de fission, dont la hauteur est uniquement due aux effets microscopiques, en font donc un outil puissant dans la recherche du prochain noyau doublement magique qui pourrait avoir à température nulle une barrière de fission largement supérieure à celle de l'uranium. La possibilité de travailler bien au-delà de la barrière de fusion permet par ailleurs, en s'affranchissant des très faibles sections efficaces d'obtention d'un résidu d'évaporation, d'accéder à des systèmes non accessibles actuellement par fusion froide ou chaude.

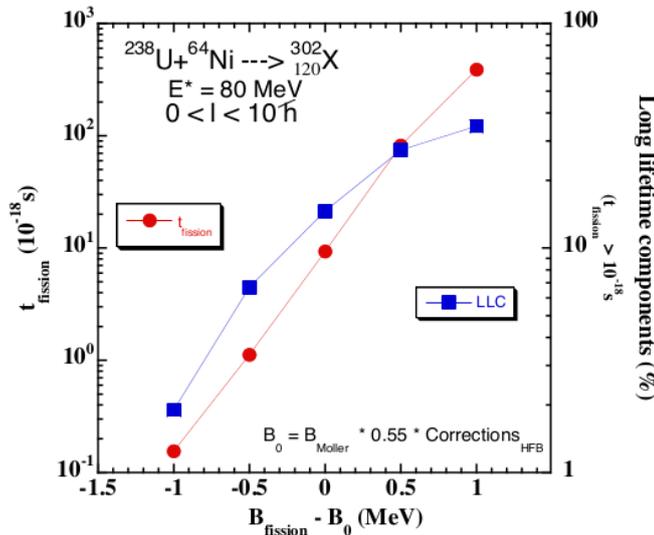


FIGURE 1.10 – Influence de la barrière de fission sur les temps de fission et sur la proportion de composantes à long temps de fission du système $^{302}120$. Les barrières de fission sont calculées dans un modèle statistique, dans lequel ont été implémentées les barrières de fission prédites par Moller *et al.* [1995b] à température nulle ainsi que leur évolution avec la température, déterminée par une approche Hartree-Fock-Bogoliubov. Image issue de [Morjean *et al.*, 2012]

1.3 À la conquête de l'îlot de stabilité par les mesures de temps de fission

1.3.1 Programme expérimental

Un programme expérimental dont le but est de sonder, par la mesure des temps de fission, la région des noyaux superlourds à la fois en Z et en N afin de cerner l'îlot de stabilité, a été entrepris récemment. La proposition d'expérience E651 dans laquelle s'inscrit ce travail de thèse vise à étudier les noyaux composés à $Z_{cn} = 114, 120, 122, 124$ et 126 , pouvant être formés avec une énergie d'excitation de l'ordre de 70 MeV, par réaction de fusion entre un faisceau d'uranium ^{238}U et les cibles suivantes : ^{50}Ti , $^{58,64}\text{Ni}$, ^{64}Zn , $^{70,76}\text{Ge}$, ^{78}Se . Les différents isotopes à étudier sont indiqués par des étoiles sur la charte des noyaux, centrée sur la région des noyaux superlourds, en figure 1.11, avec en bleu le système déjà étudié par la méthode de fluorescence X [Frégeau *et al.*, 2012]. Les lignes pointillées indiquent les fermetures de couches prédites par différents modèles théoriques de structure nucléaire.

Voulant extraire des informations sur le rôle stabilisateur des fermetures de couches protons et neutrons, les systèmes ont été choisis de façon à pouvoir comparer les proportions de composantes à longs temps de fission entre différents noyaux d'une même chaîne isotopique, ou d'une même chaîne isotopique.

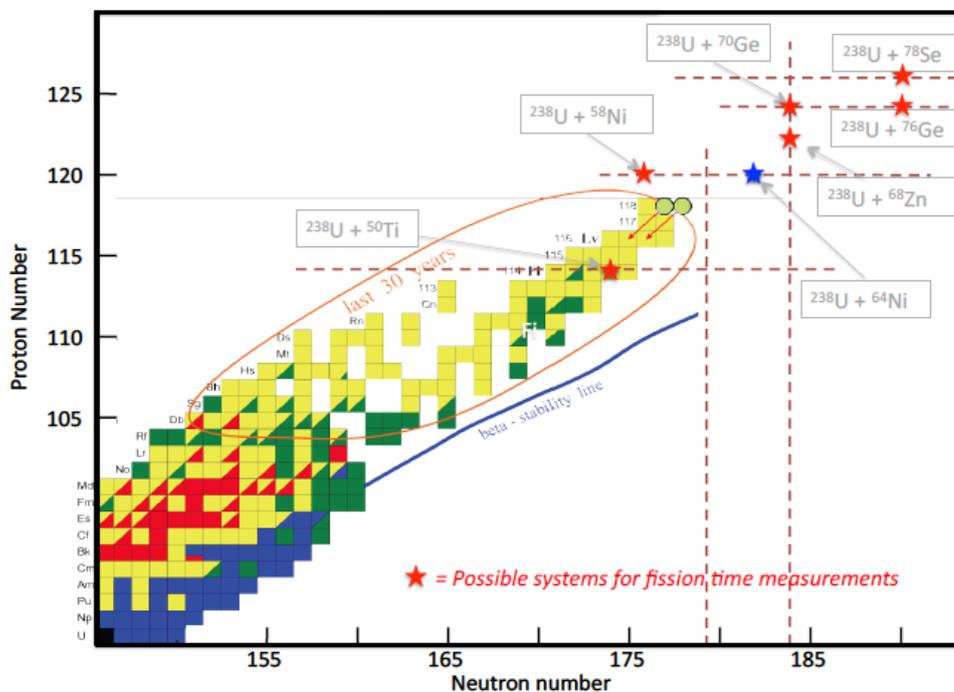


FIGURE 1.11 – Charte nucléaire agrandie sur la région des noyaux superlourds, présentant les systèmes à étudier au cours de notre programme expérimental (étoiles rouges), celui déjà étudié dans [Frégeau, 2011], les noyaux synthétisés jusqu'à présent ainsi que les fermetures de couche prédites (lignes pointillées).

1.3. À la conquête de l'îlot de stabilité par les mesures de temps de fission

1.3.2 Mesures précédentes de temps de fission des noyaux de $Z=120$ et $Z=124$

Comme nous l'avons déjà mentionné, ce programme expérimental a déjà été entamé avec la mesure des temps de fission des noyaux composés $Z=114$ et $Z=120$, $Z=124$, formés à des énergies d'excitation de l'ordre de 70 MeV. Deux méthodes expérimentales ont été utilisées pour mesurer les temps de réactions : le blocage cristallin et la fluorescence X, qui sont brièvement décrites dans les prochains paragraphes.

Le principe de la technique de blocage cristallin est illustré sur la figure 1.12. Cette première méthode consiste à former le système superlourd dans un réseau cristallin et à mesurer la distribution angulaire des produits de réaction dans la direction d'un axe majeur du cristal. Les noyaux cibles étant situés sur les axes majeurs du réseau cristallin, les produits de réaction émis dans la direction de cet axe avec un temps d'émission très court, subissent une forte répulsion de la part des atomes alignés du cristal. Cela a pour conséquence de les éloigner de l'axe et de leur trajectoire initiale. À l'inverse, si les conditions cinématiques le permettent (vitesse perpendiculaire de recul suffisante), un noyau composé a le temps de s'éloigner de l'axe avant de fissionner, et les fragments ainsi émis subissent des forces répulsives moins importantes et peuvent continuer à se propager dans la direction de l'axe. Le temps caractéristique de la réaction se traduira donc sur la distribution angulaire des ions détectés autour de la direction de l'axe cristallin par un creux plus ou moins comblé. En effet, la distribution angulaire des événements associés à des temps rapides présente un creux marqué dans la direction de l'axe, tandis que ce creux se comble graduellement à mesure que le temps de réaction augmente.

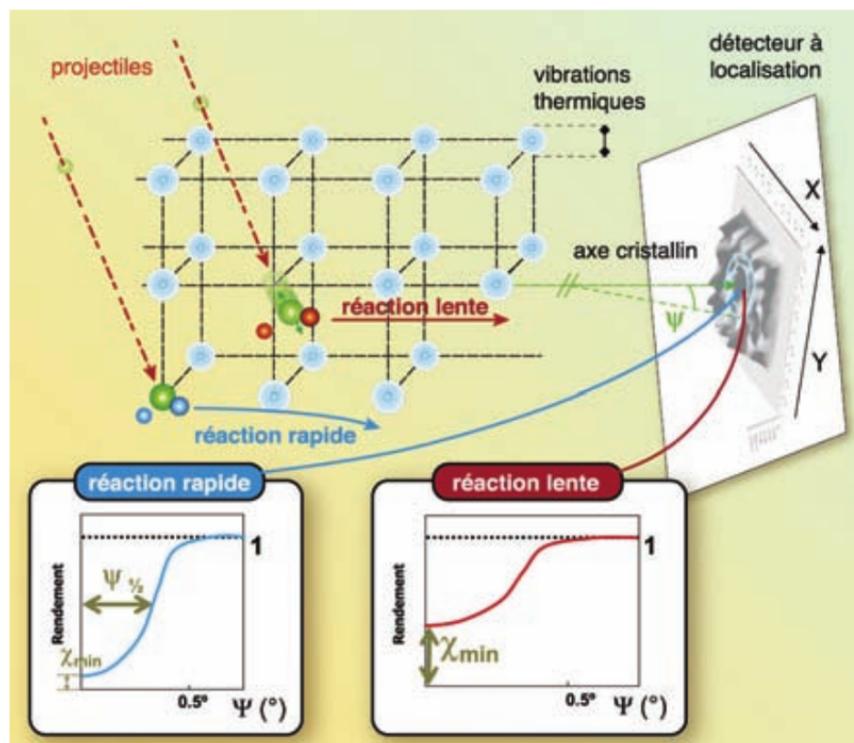


FIGURE 1.12 – Illustration du principe de la mesure des temps de réaction par blocage cristallin, tirée de [Jacquet and Morjean, 2009b].

Les figures de blocage sont les mêmes pour tout type de réaction dont le temps est inférieur au temps limite de sensibilité, qui correspond au temps nécessaire pour le noyau de recul de sortir de la zone des vibrations thermiques du cristal. Pour un cristal de germanium ou de silicium, comme ceux utilisés dans [Morjean *et al.*, 2008], ce temps limite est de l'ordre de 10^{-18} s. Pour différents mécanismes de réaction (sélectionnés à l'aide d'un dispositif permettant la détection et l'identification des produits de réaction chargés par exemple), la forme des creux de blocage peut être comparée à un creux de référence de temps courts de même largeur ou plus étroit, et les composantes à long temps de réaction (supérieur à 10^{-18} s) seront alors directement mises en évidence par un creux plus comblé (augmentation du χ_{min} , visible sur la figure 1.12). Des simulations de physique atomique permettent de reproduire la forme de ces distributions angulaires, en supposant des distributions de temps de fission, à condition toutefois de bien maîtriser les différents facteurs expérimentaux susceptibles de modifier la forme des creux, et notamment d'avoir un système de mesure des distributions angulaires absolument parfait sur toute le domaine du creux de blocage. En particulier, il est essentiel dans ce type de mesures, de contrôler la qualité cristalline de la cible au cours du temps, susceptible de s'altérer au fur et à mesure de la dose d'ions projectiles reçue. Cet endommagement peut par exemple être contrôlé en surveillant la forme des creux de blocage pour des événements de diffusion élastique. Celle-ci est en effet modifiée lorsque la structure cristalline commence à s'altérer et il est alors nécessaire de modifier la position du point d'impact.

La figure 1.13 illustre les distributions angulaires obtenues pour les systèmes $^{208}\text{Pb}+\text{Ge}$, $^{238}\text{U}+\text{Ni}$ et $^{238}\text{U}+\text{Ge}$ ([Morjean *et al.*, 2008], [Morjean *et al.*, 2007]), et pour différentes sélections cinématiques, indiquées sur la figure. Cette méthode a ainsi permis de mettre en évidence une proportion non négligeable (d'au moins $\sim 10\%$) de composantes à long temps de fission ($>10^{-18}$ s) chez les systèmes composites $Z=120$, et également pour le $Z=124$. Des imperfections de réponse dans les chambres d'ionisation détectant les fragments, ont cependant été rencontrées lors de l'expérience menée sur ce dernier, rendant ainsi difficile une estimation plus quantitative. Ces résultats suggèrent fortement la présence de hautes barrières de fission pour ces noyaux. À l'inverse, l'absence de composantes à long temps de fission pour le système $Z=114$ peut s'expliquer par la pauvreté du système en neutrons (en moyenne 167 pour le noyau composé avant évaporation), par rapport aux prédictions de la fermeture de couche neutrons (178 ou 184).

1.3. À la conquête de l'îlot de stabilité par les mesures de temps de fission

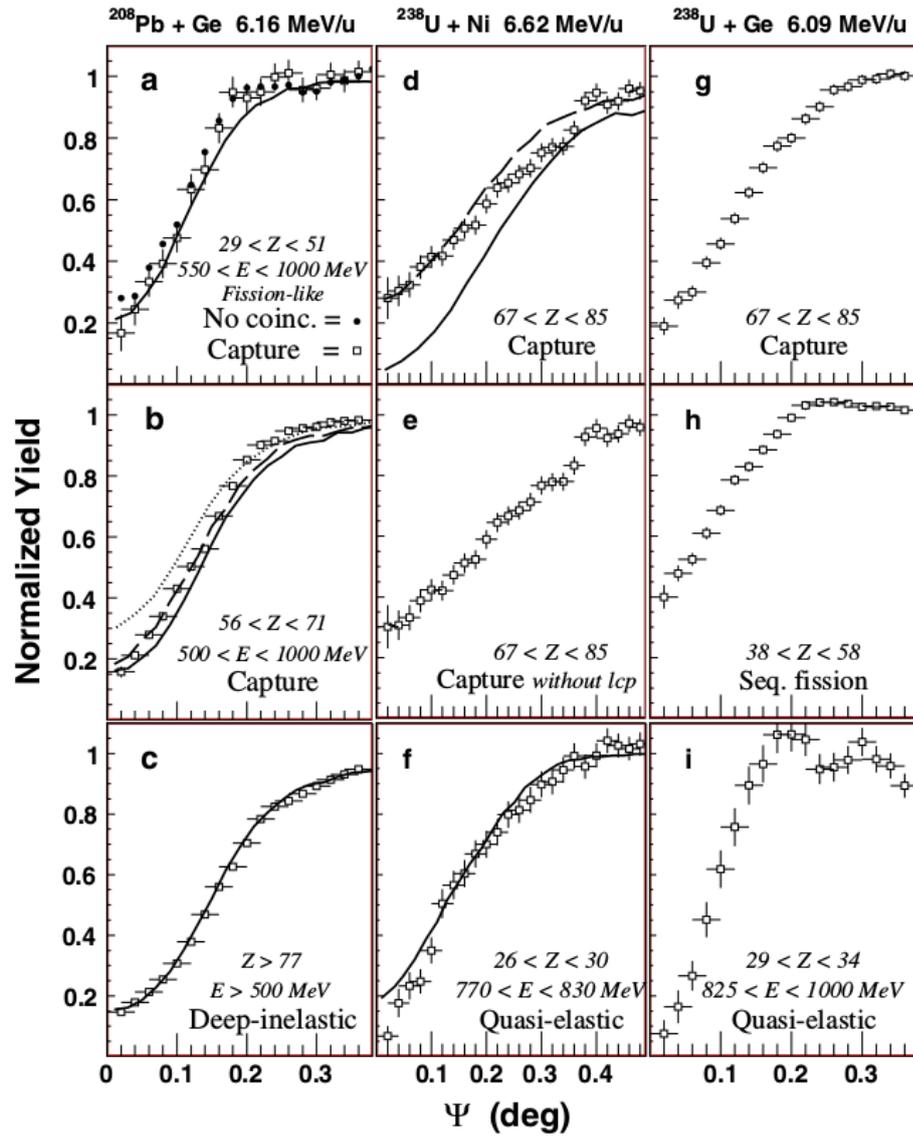


FIGURE 1.13 – Distributions angulaires obtenues expérimentalement pour les systèmes $^{208}\text{Pb} + \text{Ge}$, $^{238}\text{U} + ^{\text{nat}}\text{Ni}$ et $^{238}\text{U} + ^{\text{nat}}\text{Ge}$ (de gauche à droite), et pour différentes sélections cinématiques, indiquées sur la figure. Les barres horizontales indiquent les intervalles d'intégrations tandis que les barres verticales correspondent aux barres d'erreurs. Image tirée de [Morjean *et al.*, 2008]

Du fait des contraintes imposées sur la cible (un cristal de très haute qualité, mince et de structure cristalline simple), cette méthode est limitée principalement par le peu de systèmes accessibles expérimentalement et l'impossibilité d'avoir des mono-cristaux mono-isotopiques. Cette technique a donc été abandonnée au profit de la méthode de fluorescence X, qui a d'abord été appliquée à l'étude du $Z=120$ [Frégeau *et al.*, 2012], afin de valider la technique expérimentale et de confirmer les résultats précédemment obtenus par blocage cristallin. Cette méthode étant celle utilisée dans l'étude du système $Z=124$ qui fait l'objet de ce présent travail de thèse, elle est amplement décrite dans le chapitre suivant, et nous n'en rappellerons ici que le principe illustré sur la figure 1.14.

La méthode de fluorescence X consiste à détecter les rayons X_K caractéristiques du noyau composé, issus du réarrangement électronique des lacunes créées dans les couches profondes du système lors de sa création par fusion. Les temps de comblement de ces lacunes étant supérieurs aux temps caractéristiques de quasi-fission, cette fluorescence X ne peut être observée que pour des événements de fusion-fission, associée à des longs temps de réaction. L'émission de rayons X étant en compétition avec la fission, la probabilité d'émettre un X_K caractéristique du noyau composé est reliée au temps de fission du noyau considéré. Les temps de fission peuvent donc être estimés à partir du taux de X_K mesuré, sous réserve de connaître la probabilité de création et le temps de vie des lacunes impliquées. Pour un noyau superlourd à $Z=120$, le temps de vie calculé d'une lacune électronique en couche K est $\tau_K = 2.8 \times 10^{-18}$ s [Frégeau *et al.*, 2012]. La principale difficulté de cette méthode consiste à distinguer les raies X_K caractéristiques du noyau superlourd noyées dans un fond γ important, nécessitant alors beaucoup de statistiques pour extraire un faible signal.

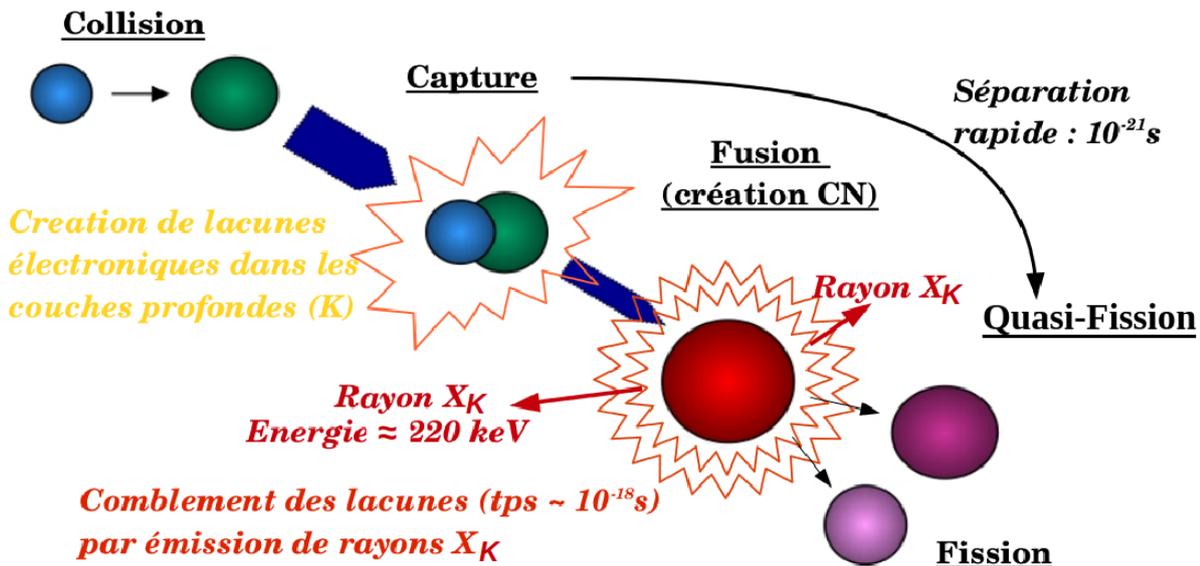


FIGURE 1.14 – Illustration du principe de la mesure des temps de fission par fluorescence X.

1.3. À la conquête de l'îlot de stabilité par les mesures de temps de fission

Pour le système $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ [Frégeau *et al.*, 2012], l'analyse des spectres enregistrés dans les détecteurs germanium, en coïncidence avec des fragments chargés, a révélé, pour toutes tranches en Z , la présence d'un pic de raies X_K caractéristiques de $Z=120$, aux énergies prédites par les calculs de structure atomique relativistes ([Carlson and Nestor, 1977]), ce qui, suivant la théorie de Weisskopf, signe un temps de vie d'au moins 10^{-19}s . La figure 1.15 présente l'évolution des multiplicités de ces X_K selon la charge Z du noyau détecté. La tranche en Z correspondant à la contribution la plus « propre » de la (quasi-)fission du $Z=120$ est celle située entre $Z=70$ et $Z=80$, et c'est donc pour cette tranche que la multiplicité d' X_K est maximale. À partir de ces multiplicités, une valeur minimale du temps moyen de fission de ce noyau de $2.5 \times 10^{-18}\text{s}$ a pu être déduite. Cette méthode a donc confirmé la présence d'une proportion significative de composantes à long temps de fission pour le noyau de $Z=120$, formé à haute énergie d'excitation, en accord avec les mesures par blocage cristallin.

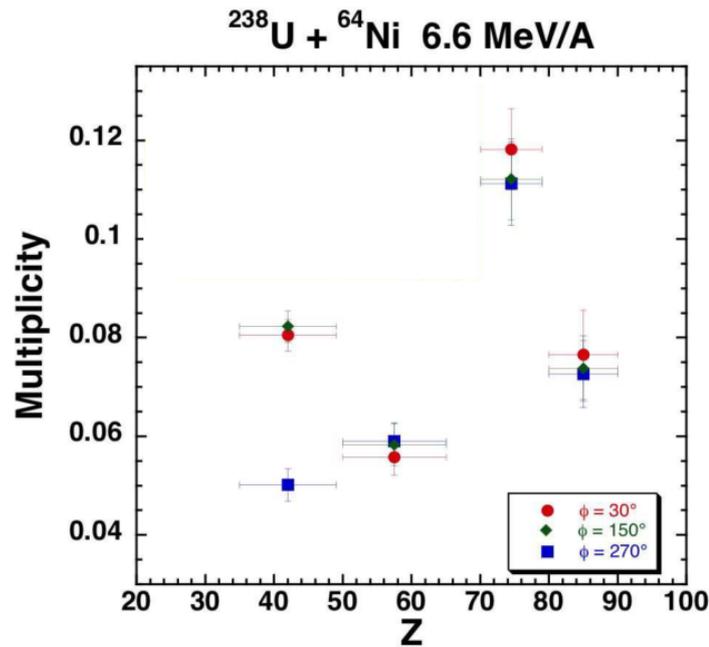


FIGURE 1.15 – Multiplicité de photons à une énergie située entre 175 MeV et 225 MeV, correspondant à la gamme d'énergie où les X_K caractéristiques d'un noyau composé à $Z=120$ sont attendus, en fonction du Z de l'ion détecté. Les spectres X ont été enregistrés par trois détecteurs germanium, placés à différents angles ϕ , et ont subi une soustraction de fond ainsi qu'une correction des coïncidences fortuites. Les barres horizontales représentent l'intervalle d'intégration et les barres verticales, les erreurs statistiques. Image tirée de [Frégeau *et al.*, 2012].

1.3.3 Travail de thèse

Après avoir validé la technique de fluorescence lors de l'étude du système $^{238}\text{U}+^{64}\text{Ni}$, nous avons entamé l'exploration de la région des superlourds en commençant donc par l'étude des systèmes $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$. Le travail de cette thèse, focalisé sur les deux cibles isotopiques de germanium, devait permettre d'atteindre deux objectifs. Le premier était de comparer la stabilité relative des éléments de 120 et 124 protons dont nous savions, à travers les mesures de blocage cristallin déjà effectuées [Morjean *et al.*, 2008], que leur distribution de temps de fission s'étendait bien au-delà de 10^{-18}s . Le deuxième était de sonder la fermeture de couche neutrons, prédite à $N=184$, comme nous allons voir dans le prochain paragraphe.

Une énergie d'excitation initiale de l'ordre de 70 MeV correspond pour les deux systèmes à une température nucléaire initiale du noyau composé de l'ordre de 1.5 MeV. Cela signifie qu'on est situé au delà du maximum de la courbe de la figure 1.9 présentant l'évolution des barrières de fission avec la température. L'évaporation de neutrons, en compétition avec la fission permet d'atteindre rapidement la zone du maximum pour une fraction de noyaux. Leur distribution de temps de fission présentera donc une composante à très long temps du fait de ces hautes barrières. L'émission de neutrons continue cependant à refroidir les noyaux ayant survécu à la fission, induisant une forte diminution des barrières de fission des noyaux fils. La probabilité de survie d'un résidu d'évaporation sera donc négligeable. Cette évaporation de neutrons devrait rapprocher le noyau $^{314}124$ (issu de la fusion $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$) de la fermeture de couche neutrons prédite à $N=184$ tandis qu'elle en éloignerait le noyau $^{308}124$ formé lors de la fusion du système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$.

Après la mise en place, en automne 2013, du dispositif expérimental détaillé dans le chapitre 3, la prise de données a eu lieu en mars 2014. Nous verrons dans les chapitres présentant les résultats que la situation s'est révélée plus complexe pour ce système que lors de l'étude du $Z=120$. Une contribution significative de transitions γ émises par les fragments de fission est venue contaminer les spectres dans la région en énergie où sont attendues les raies X_K de l'élément 124. Cette situation, que nous n'avions pas rencontrée lors de l'expérience sur le $Z=120$, nous a contraint à ne pouvoir extraire que des limites maximales de multiplicité compatibles avec nos spectres, ce qui s'avère une limitation sérieuse de cette méthode d'étude de la stabilité des noyaux superlourds.

La fluorescence X appliquée aux mesures des temps de fission

Sommaire

2.1	Principe de la mesure des temps de fission par fluorescence X	28
2.1.1	Création de lacunes électroniques en couche interne	28
2.1.2	Détermination des temps de fission	31
2.1.3	Sensibilité et limites de la méthode	33
2.2	Application au noyau superlourd de Z=124	35
2.2.1	Calcul des transitions atomiques avec le code MCDF	35
2.2.2	Forme attendue du spectre de fluorescence	40

L'identification d'un élément grâce à ses raies X caractéristiques a été réalisée pour la première fois en 1914 par Moseley [1913], et a été appliquée maintes fois depuis, sur des noyaux légers. Cette méthode a également été utilisée dans le domaine des noyaux superlourds, lors de la synthèse du nobélium ($Z=102$, [Dittner *et al.*, 1971]) et du rutherfordium ($Z=104$, [Bemis *et al.*, 1973]). Dans ces expériences, le noyau superlourd formé décroît par émission α , sur un noyau fils (de fermium ou de nobélium) excité, qui se désexcite principalement par conversion interne suivie d'une émission X caractéristique du noyau fils connu. La détection en coïncidence des raies X et des α permet alors d'identifier sans ambiguïté le noyau superlourd synthétisé. Cependant, la fluorescence X n'a été appliquée à la mesure des temps de vie nucléaires qu'à partir de 1962, avec les mesures de Gugelot [1962]. Depuis, cette méthode a été utilisée maintes fois, notamment pour l'étude des temps de vie de noyaux d'uranium ([Molitoris *et al.*, 1993],[Wilschut and Kravchuk, 2004]) et d'un noyau superlourd à $Z=120$ [Frégeau *et al.*, 2012]. Dans cette méthode, le temps de vie nucléaire est mesuré directement à l'aide d'une horloge atomique, basée sur le remplissage de lacunes des orbitales électroniques internes du noyau composé, créées lors de la collision.

Tout d'abord, dans la section 2.1, nous allons détailler le principe de la fluorescence X appliquée à la mesure des temps de fission : depuis les phénomènes responsables de la création des lacunes électroniques internes (Sec:2.1.1), jusqu'à leur décroissance qui s'accompagne de raies X à la base de notre méthode d'estimation des temps de fission (Sec:2.1.2), tout en précisant les limites de cette méthode (Sec:2.1.3). Nous finirons ensuite dans la section 2.2 par l'application au noyau superlourd de $Z=124$, depuis le calcul des énergies et des probabilités des transitions électroniques principales (Sec:2.2.1), jusqu'à la forme attendue du spectre X (Sec:2.2.2).

2.1 Principe de la mesure des temps de fission par fluorescence X

2.1.1 Création de lacunes électroniques en couche interne

Au niveau atomique, les collisions d'ions lourds peuvent être décrites par différentes approches, selon l'asymétrie du système et les énergies mises en jeu, et dont les domaines de validité sont indiqués sur la figure 2.1.

La collision pouvant naturellement être décrite dans n'importe quel référentiel, plaçons nous dans le cas où le projectile est le plus léger des deux partenaires. Pour un système très asymétrique ($Z_1/Z_2 < \sim 10^{-1}$) ou une collision très rapide (lorsque la vitesse du projectile est grande devant celle des électrons internes), l'effet du projectile est vu comme une faible perturbation sur le cortège électronique de la cible. Un traitement perturbatif peut alors être appliqué à partir des états électroniques de la cible. Plusieurs approches différentes peuvent être utilisées, qui se distinguent principalement par le fait de traiter la collision de manière semi-classique (SCA, Semi-Classical Approximation) ou quantique (PWBA, Plane Wave Born Approximation).

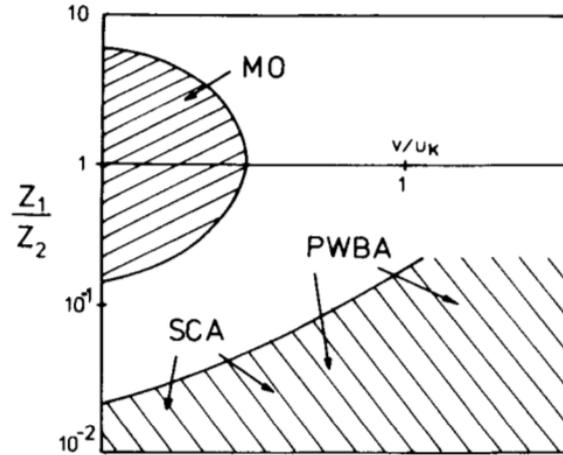


FIGURE 2.1 – Domaines de validité des régimes orbitales moléculaires (MO) et des atomes séparés (PWBA, SCA) selon l'asymétrie du système et la vitesse du système par rapport à celle des électrons internes. Extraite de [Hanle, 1978].

Pour des systèmes de numéro atomique Z comparable, ou à faible vitesse, le traitement perturbatif n'est plus valable. Les électrons atomiques de la cible ajustent leur trajectoire, plus ou moins adiabatiquement, sur le champ coulombien combiné des deux noyaux collisionnant, et une description moléculaire doit être utilisée. Le projectile, tout comme la cible, peut être excité durant la collision, et tous les états électroniques sont alors disponibles pour d'éventuelles promotions/transferts d'électrons. Les états électroniques sont décrits par les orbitales moléculaires (MO) de la quasi-molécule, composée des deux partenaires de la collision, en considérant des noyaux fixes (approximation de Born-Oppenheimer). Les niveaux d'énergies du système sont alors calculés en résolvant une équation de Schrödinger (ou de Dirac dans le cas relativiste) à deux centres, par des approches plus ou moins sophistiquées. La méthode la plus élaborée consiste à effectuer les calculs par une approche de champ moyen auto-consistante (Hartree-Fock ou Dirac-Fock par exemple), mais celle-ci est difficilement applicable aux systèmes lourds du fait des temps de calculs nécessaires. Pour de tels systèmes, on lui préfère souvent une approche statistique un

2.1. Principe de la mesure des temps de fission par fluorescence X

peu moins sophistiquée mais moins coûteuse en temps : le modèle de Thomas-Fermi. Mais la méthode la plus simple consiste à assimiler le système électronique à celui d'un électron (relativiste dans le cas d'un système lourd à haut Z) indépendant, se mouvant dans un potentiel purement coulombien à deux centres. Bien que cette dernière ne prenne pas en compte les effets d'écrantage du cortège électronique, elle offre une interprétation qualitative satisfaisante des processus d'excitation des orbitales électroniques internes.

Le système $^{238}\text{U} + ^{70,76}\text{Ge}$, étant modérément asymétrique ($Z_1/Z_2 \sim 0.35$) et à faible vitesse ($v_{proj} \sim 0.1c$) devant celle des électrons des couches internes du partenaire lourd ($v_K \sim 0.7c$), il est décrit par la théorie des orbitales moléculaires. Les phénomènes d'excitation sont interprétés en étudiant l'évolution des niveaux d'énergie moléculaires en fonction de la distance inter-nucléaire R , depuis une distance infinie où les atomes sont séparés (SA) jusqu'à une distance quasi-nulle où le système est similaire à celui d'un atome unifié (UA). Le diagramme illustrant cette évolution est appelé diagramme de corrélation (cf figures 2.2, 2.3 et 2.4). Ce genre de diagramme illustre le phénomène de « promotion », pour lequel une orbitale moléculaire est promue à un nombre quantique plus élevé lors de la transition des atomes séparés à l'atome unifié.

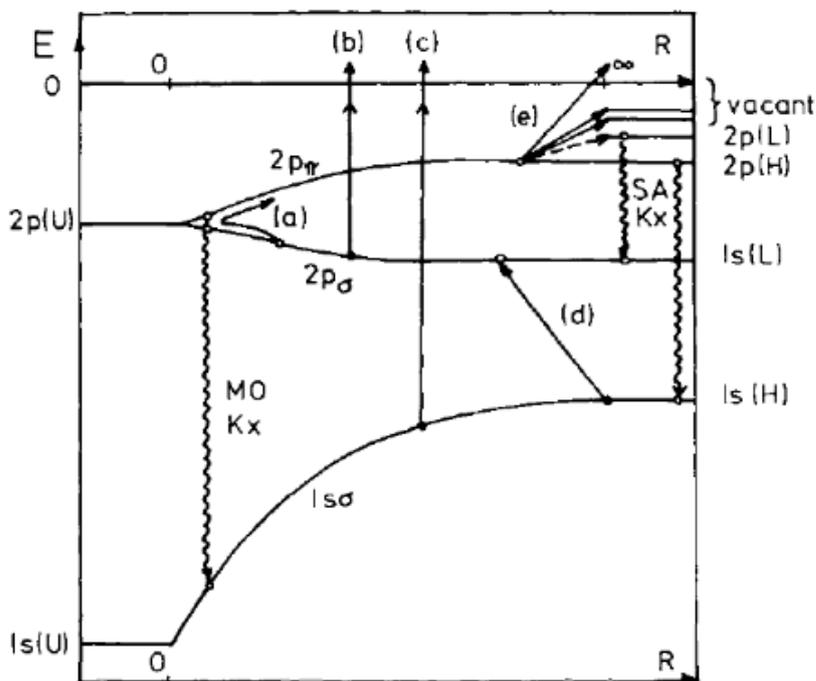


FIGURE 2.2 – Diagramme schématisé d'orbitales moléculaires des couches internes pour un système asymétrique où les indices L , H et U correspondent respectivement au partenaire léger, lourd et à l'atome unifié. L'abscisse représente la distance inter-nucléaire R , avec tout à gauche la région à $R = 0$ correspondant à l'atome unifié, et tout à droite la région correspondant aux atomes séparés. Les ordonnées représentent les énergies des orbitales électroniques. Les différents processus d'excitation indiqués sont : (a) couplage des orbitales $2p\pi$ - $2p\sigma$, (b), (c) et (e) ionisation directe vers des orbitales vacantes ou vers les états du continuum, et enfin (d) le partage de lacunes entre les couches les plus internes. Issue de [Hanle, 1978].

Pour une certaine distance inter-nucléaire, une orbitale promue peut approcher, voire croiser une orbitale plus élevée en énergie, résultant en un éventuel couplage (processus noté (a) sur la figure 2.2) et en un transfert d'électron, sous réserve que des lacunes soient disponibles. Des transitions directes vers une orbitale moléculaire distante présentant des lacunes (noté (e)), ou encore vers les états du continuum (ionisation directe, notés (b),(c) et (e)) peuvent également s'effectuer. Ce dernier mécanisme constitue le mode principal de création de lacunes dans les couches internes du partenaire lourd d'un système lourd et asymétrique. La création de lacunes en couche K lors de la collision atomique du système $^{238}\text{U} + ^{70,76}\text{Ge}$, menant à la formation d'un noyau composé à $Z=124$, est donc principalement causée par des transitions directes vers les états électroniques du continuum.

A l'échelle atomique, les processus nucléaires correspondent à des collisions à paramètre d'impact nul ou quasi nul. Il est donc important de considérer cette limite pour des processus atomiques dont la section efficace peut être largement dominée par les contributions à grand paramètre d'impact. Une réaction de fusion (et donc la création de lacunes dans les couches internes de l'atome unifié, correspondant au noyau composé) peut être vue comme la demi-trajectoire entrante sur ces diagrammes de corrélation. Les éventuels phénomènes de couplage en voie de sortie n'interviendront pas. Pour un système asymétrique (tel que le système Au-I ou U-Ge par exemple), les diagrammes de corrélation montrent une correspondance univoque entre les lacunes K du partenaire lourd et celles de l'atome unifié, comme on peut le voir sur les figures 2.2 et 2.4. Cette correspondance univoque permet de connaître le nombre de lacunes K du noyau de fusion à partir de celles observées sur le partenaire lourd, dans notre cas l'atome d'uranium diffusé élastiquement, comme on le verra dans la section suivante.

Pour de tels systèmes lourds, étudiés en cinématique inverse, la contribution des lacunes pré-existantes dans le projectile très ionisé peut également être significative, influençant notamment la répartition finale des lacunes entre couches L du lourd et K du léger via l'excitation des orbitales L de l'atome unifié. Dans le cas où l'asymétrie du système est telle que les orbitales 1s du partenaire léger sont moins profondes que les orbitales 2p du fragment lourd (« swapped system » selon la terminologie employée par Warczak *et al.* [1983]), une étude des différents processus d'excitation a été menée sur des systèmes très proches ou égaux au nôtre, à plus basse vitesse. Ces processus, numérotés de (i) à (iv) sur la figure 2.3, sont :

- (i) l'excitation directe des électrons de la couche $3d\sigma$ vers les états du continuum, à faible distance inter-nucléaire.
- (ii) le couplage des électrons de la couche $3d\sigma$ avec des orbitales moléculaire adjacentes présentant des lacunes. Ce processus permet ainsi de coupler les lacunes en couche M du projectile avec les orbitales moléculaires $3d\delta$, $3d\pi$ et $3d\sigma$ à faible distance inter-nucléaire.
- (iii) l'excitation des orbitales moléculaires L à faible distance inter-nucléaire, soit par un couplage direct aux états du continuum, soit via l'excitation vers des orbitales de plus haute énergie (essentiellement la $2p_{3/2}$) présentant des lacunes.
- (iv) le partage des lacunes L de l'atome unifié entre les orbitales K du partenaire léger et L du lourd, se déroulant en sortie de collision pour des systèmes lourds ($Z_{\text{lourd}} + Z_{\text{léger}} \sim 100-130$).

Si notre dispositif nous permet d'accéder expérimentalement aux probabilités d'ionisation en couche K de l'atome superlourd, il n'est pas adapté à la détection des transitions X_L . Ceci est dû notamment à la présence des absorbeurs de titane placés devant nos détecteurs pour diminuer le

2.1. Principe de la mesure des temps de fission par fluorescence X

bruit résultant de l'empilement des transitions de basse énergie (cf chapitre 3.2). Il nous faudra donc considérer, à partir de calculs, l'impact éventuel de la présence de ces lacunes L du noyau superlourd sur l'énergie et les probabilités des transitions X_K (cf section 2.2.1).

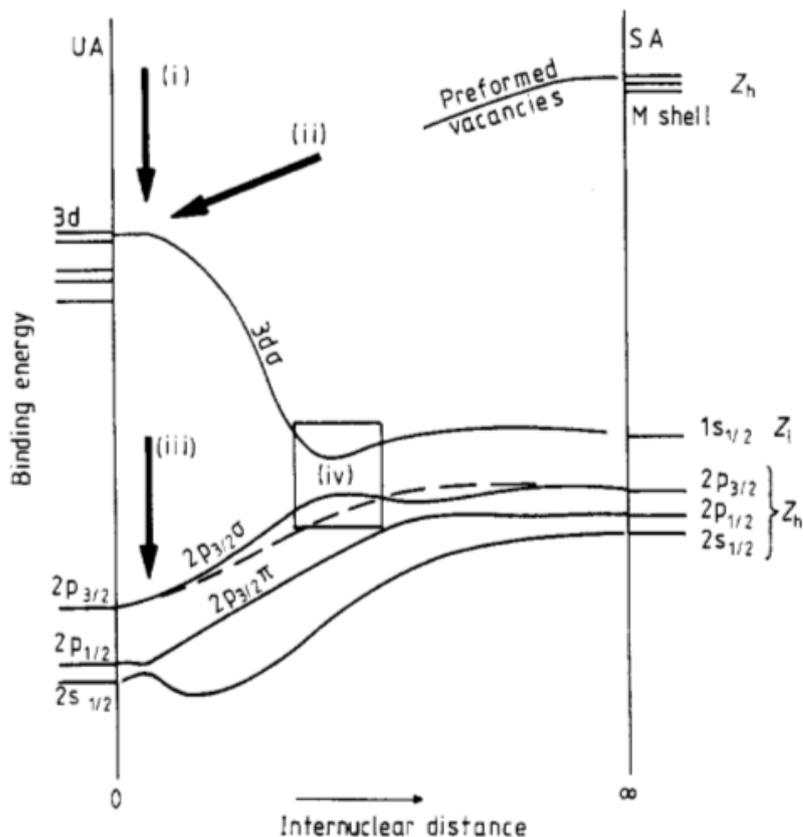


FIGURE 2.3 – Diagramme d'orbitales moléculaires pour un système lourd et asymétrique, où les orbitales L du partenaire sont plus profondes que les orbitales K du partenaire léger. Les différents processus d'excitation (i)-(iv) sont décrits dans le texte. Issue de [Warczak *et al.*, 1983].

2.1.2 Détermination des temps de fission

Dans le cas d'une réaction de fusion et si le temps de vie le permet, les lacunes en couche K de l'atome unifié du noyau composé seront comblées par des électrons provenant de couches supérieures. Ce réarrangement électronique est alors accompagné de rayons X_K dont l'énergie est égale à la différence des énergies de liaison des électrons dans leur état initial et final. Cette énergie de transition est caractéristique du noyau émetteur, et varie approximativement comme Z^2 pour les couches internes. Pour notre système, la contribution éventuelle de transitions X issues de l'orbitale moléculaire $1s\sigma$ durant la phase d'approche ou de séparation des deux noyaux ne contribuera pas à peupler un pic situé à cette énergie caractéristique. En effet, l'énergie de cette orbitale varie très rapidement au voisinage de l'atome unifié et le système reste très peu de temps dans le régime où l'énergie de la transition moléculaire est comparable à celle de l'atome unifié du noyau composé.

La décroissance atomique conduisant à l'émission de rayons X_K de l'atome unifié est en compétition avec un autre processus : la fission. En faisant l'hypothèse que les processus nucléaires et

atomiques sont gouvernés par des lois exponentielles décroissantes décorréées, on peut montrer que la probabilité d'émission de X_K avant la fission est reliée au temps de vie du noyau fissionnant par la relation suivante :

$$N_{X_K} = \frac{\Gamma_{X_K}}{\Gamma_f + \Gamma_{X_K}} P_K N_f \omega(E) \quad (2.1)$$

où N_{X_K} représente le nombre de rayons X_K émis pour une quantité N_f de fission, Γ_{X_K} et Γ_f les largeurs respectives des deux processus, P_K la probabilité de création de lacune électronique dans la couche K du noyau et enfin $\omega(E)$ le rendement de fluorescence de la transition. En remplaçant les largeurs par les temps de vie, on obtient la relation 2.2, où τ_K représente le temps de vie d'une lacune en couche K, τ_f le temps de fission du noyau émetteur et P_X la probabilité d'émettre un rayon X_K en coïncidence avec un événement de fission.

$$P_X = \frac{\tau_f}{\tau_K + \tau_f} P_K \omega(E) \quad (2.2)$$

Le temps de fission peut donc être déterminé pour une distribution de fission exponentielle à partir de la détection des rayons X_K caractéristiques du système fissionnant, en coïncidence avec les fragments de fission de celui-ci, sous réserve que la probabilité d'ionisation P_K et le temps de vie des lacunes τ_K soient connus. Il convient de noter que l'hypothèse effectuée sur la distribution des temps de fission est une hypothèse simplificatrice, en général non reproduite ni par les calculs dynamiques ni par les calculs statistiques (voir [Jacquet and Morjean, 2009a] pour une revue). La méthode de fluorescence X utilisant cette hypothèse ne donne donc accès qu'à des valeurs minimales de temps de fission moyen.

Le temps de vie des lacunes en couche K, τ_K , peut être calculé à partir de la somme des probabilités de transition, $P_i^{trans.}$, impliquées dans le comblement de ces lacunes, selon la formule suivante :

$$\tau_K = \sum_{i=\alpha 1, \alpha 2, \beta 1, \dots} \frac{1}{P_i^{trans.}} \quad (2.3)$$

Ces probabilités ont été mesurées et tabulées pour la plupart des éléments connus, mais ce n'est pas le cas pour les noyaux superlourds. Les temps de vie des lacunes K d'un élément à $Z=124$ ont donc été calculés avec une approche Dirac-Fock, dont les détails sont explicités dans la section 2.2.1.

Dans le cadre de l'interprétation moléculaire pour un système asymétrique, les lacunes en couche K de « l'atome unifié » proviennent uniquement des lacunes présentes chez le partenaire lourd, et leur transfert s'effectue de manière totale et adiabatique, comme nous l'avons vu dans la section 2.1.1. C'est le cas par exemple pour le système asymétrique Au-I, dont le diagramme de corrélation est présenté sur la figure 2.4. En effet, la transition entre le niveau 1s de l'atome le plus lourd et le niveau 1s de l'atome unifié est continue, et les niveaux 2s et 2p de l'atome unifié sont trop éloignés pour qu'il y ait un couplage entre ces deux niveaux. Un tel couplage est d'autant moins probable dans le cas du système U-Ge, du fait de l'asymétrie encore plus grande. La probabilité d'ionisation P_K de l'atome unifié est alors déterminée à partir de la probabilité d'ionisation du partenaire lourd diffusé élastiquement, mesurée à partir des X_K caractéristiques émis par ce partenaire lourd. On suppose que dans une diffusion élastique, les voies d'entrée et de sortie sont équivalentes, ce que l'absence de couplage autorise. Considérant alors la fusion comme une demi trajectoire de diffusion élastique, la probabilité d'ionisation pour les électrons K autour

2.1. Principe de la mesure des temps de fission par fluorescence X

du noyau composé est moitié moindre que celle du partenaire lourd après une diffusion élastique :

$$P_K(CN) = \frac{1}{2} P_K^{elast}(U) \quad (2.4)$$

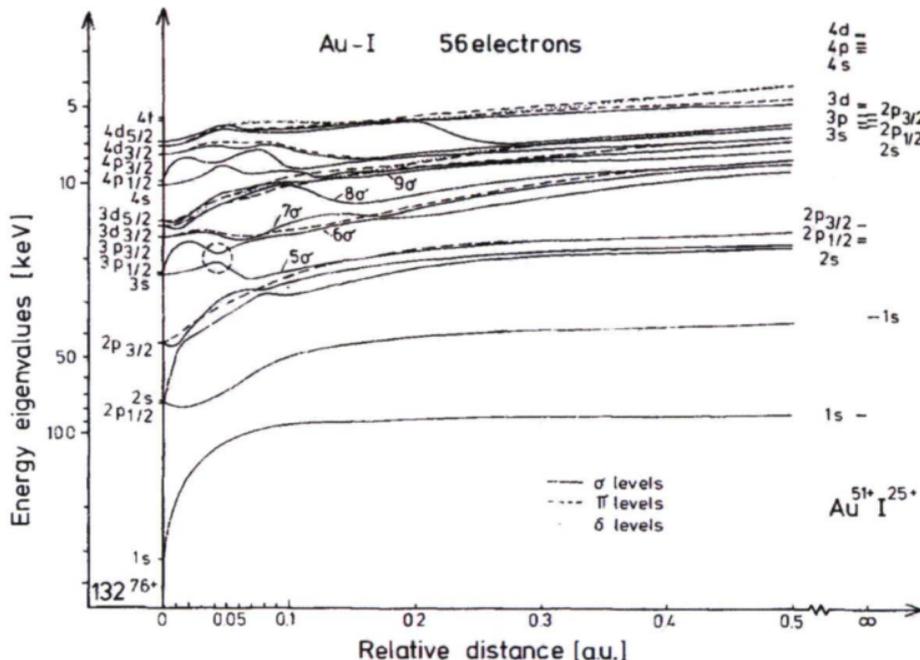


FIGURE 2.4 – Diagramme d'orbitales moléculaires pour un système asymétrique Au-I, calculé dans l'approche relativiste Dirac-Fock-Slater. Issu de [Fricke *et al.*, 1976]

2.1.3 Sensibilité et limites de la méthode

Dans le cadre de la description moléculaire, des rayons X peuvent être émis suite aux transitions entre les orbitales moléculaires du système. Leur énergie dépend de la distance inter-nucléaire entre les deux noyaux en collision, or celle-ci varie continuellement durant les phases d'approche et de séparation des deux noyaux, ce qui donne alors lieu à un fond continu de rayons X moléculaires. Ce n'est bien sûr pas le cas pour les rayons X issus de l'« atome unifié », pour lequel les énergies des raies X sont bien définies. Cependant, le temps de vie du noyau composé doit être suffisamment long pour pouvoir observer ces raies X. En effet, la forme du spectre X caractéristique est modifiée par le temps de vie fini du noyau émetteur, comme nous allons maintenant le voir.

On peut calculer l'amplitude d'émission d'une raie X (moléculaire ou atomique) d'énergie $\hbar\omega$ et correspondant à une transition $i \rightarrow f$, dans le cadre de la théorie décrite par Anholt [1985] à partir de la transformée de Fourier de l'élément de matrice de transition dipolaire $D_{if}[R(t)]$:

$$\sqrt{2\pi} D_{if}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt D_{if}[R(t)] \times \exp\left[-i\frac{\Gamma t}{2} + i \int_0^t dt' (\omega - \omega_{if}(t'))\right] \quad (2.5)$$

où $[R(t)]$ représente la distance inter-nucléaire et Γ représente la largeur naturelle de la raie considérée dans le cas d'un atome isolé.

On peut décrire le processus global comme un processus se déroulant en trois étapes successives : la phase d'approche des deux noyaux incidents menant à la formation d'un système di-nucléaire (et éventuellement d'un noyau composé), qualifié d'atome unifié, une phase correspondant au temps de vie T de ce système, et enfin la phase de séparation du système en deux noyaux. On peut alors réécrire cette intégrale comme la somme des trois contributions :

$$\sqrt{2\pi}D_{if}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \dots dt = \int_{-\infty}^0 \dots dt + \int_0^T \dots dt + \int_T^{\infty} \dots dt \quad (2.6)$$

Durant la phase d'approche, le système reste très peu de temps au voisinage de $R=0$ (environ 10^{-21} s à $R < 10^{-2}$ u.a.), c'est-à-dire dans la région où l'énergie de la transition moléculaire est comparable à celle de la transition atomique. La contribution de raies durant cette phase peut donc être négligée. Il en est de même pour la voie de sortie car une fois séparés, les fragments de fission atteignent très rapidement une distance de séparation à partir de laquelle l'énergie de transition correspond à celle des atomes séparés, qui diffère alors complètement de l'énergie de la transition atomique de l'atome unifié. L'émission de X durant ces phases ne contribue donc pas à modifier la forme des raies X_K de l'atome unifié. Les intégrales correspondant à ces deux phases sont alors considérées nulles :

$$\int_{-\infty}^0 \dots dt = \int_T^{\infty} \dots dt \approx 0 \quad (2.7)$$

Il ne reste donc plus que la contribution entre l'instant $t=0$ et le point de scission à $t=T$, pour laquelle $D_{if}[R(t)]$ et $\omega_{if}(t')$ sont constants, permettant alors d'obtenir la relation suivante :

$$\sqrt{2\pi}D_{if}(\omega, T) = \frac{D_{if}[R(0) = 0]}{i(\omega - \omega_{if}(t = 0)) - \Gamma T/2} \times \exp[\Delta(T) - 1] \quad (2.8)$$

$$\text{avec } \Delta(T) = i[\omega - \omega_{if}(t = 0)]T - \frac{\Gamma T}{2} \quad (2.9)$$

En réalité, il n'existe pas une seule valeur de temps de fission mais toute une distribution, sur laquelle l'amplitude d'émission doit être moyennée pour obtenir la probabilité de production de rayons X. En considérant la distribution des temps de fission comme une exponentielle décroissante caractérisée par un temps moyen τ , on obtient alors la probabilité de production de rayons X par la relation suivante :

$$\frac{dP}{d\omega} \sim \int_0^{+\infty} \frac{dT}{\tau} e^{-T/\tau} |D_{if}(\omega, T)|^2 \quad (2.10)$$

En calculant cette probabilité pour différents temps de vie τ du noyau composé, on peut ainsi déterminer le temps de vie minimal à partir duquel les raies X ont une probabilité d'émission suffisamment importante pour être observables.

La figure 2.5 illustre le résultat de ce type de calcul effectué par [Wilschut and Kravchuk \[2004\]](#) sur les principales raies X_K de l'uranium ($E_{K\alpha 1} = 98.4$ keV, $E_{K\alpha 2} = 94.6$ keV et $E_{K\beta 1} = 111.3$ keV). Sur cette figure, seule la modification de la forme spectrale due au temps de vie fini est prise en compte, mais en pratique il y a d'autres phénomènes, qui peuvent induire un élargissement conséquent des raies, comme nous le verrons dans la section 2.2.2.

2.2. Application au noyau superlourd de $Z=124$

En général la sensibilité au temps de vie du noyau émetteur n'est pas la principale limite de cette méthode. En effet, celle-ci réside plutôt dans l'identification des rayons X provenant du remplissage des lacunes créées lors de la collision. En général, l'émission de raies X caractéristiques peut être issue d'autres processus tels que la désintégration par capture électronique de noyaux déficitaires en neutrons, peu produits par fission, ou la désexcitation par conversion interne des noyaux formés lors de la collision. En pratique, ces processus étant caractérisés par un temps de réaction beaucoup plus longs que celui de la fission, ils ne posent pas de problème pour la mesure des temps de fission par fluorescence X. La difficulté majeure est cependant due au bruit de fond important, généré par les rayons γ issus de la relaxation des hauts moments angulaires mis en jeu par le noyau composé et par la désexcitation des fragments de fission.

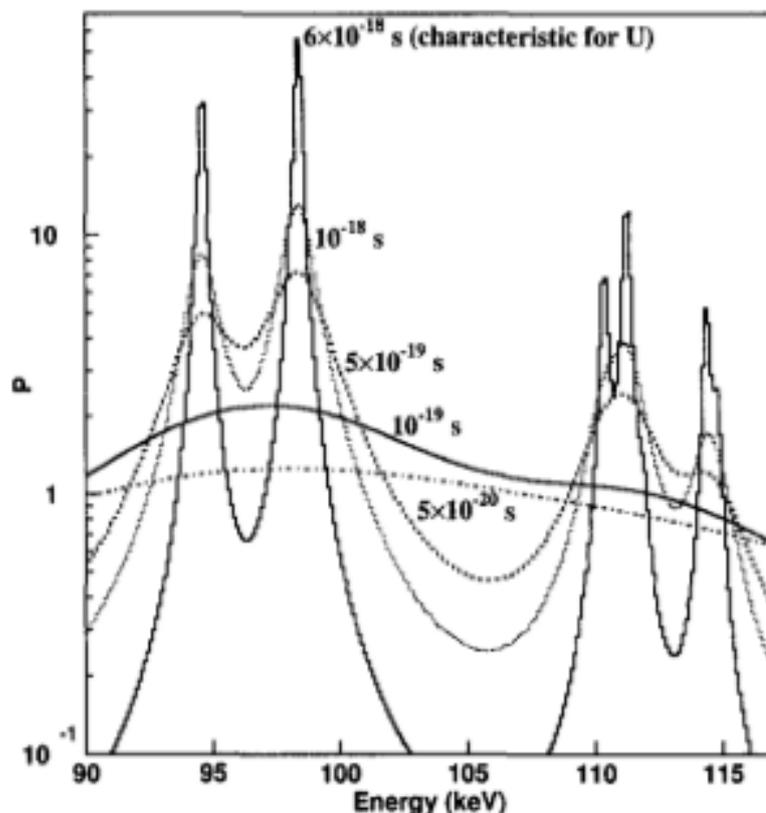


FIGURE 2.5 – Forme du spectre de fluorescence de l'uranium formé par réaction de transfert d' α selon le temps de vie du noyau. Issue de [Wilschut and Kravchuk, 2004].

2.2 Application au noyau superlourd de $Z=124$

2.2.1 Calcul des transitions atomiques avec le code MCDF

Pour calculer les énergies de liaisons des électrons internes, les probabilités de transitions correspondantes et les temps de vie des lacunes d'un noyau superlourd à $Z=124$, nous avons utilisé le programme MCDF (Multi-Configuration-Dirac-Fock), développé par J. Bruneau [1983]. Ce programme consiste à résoudre l'équation de Dirac stationnaire par une méthode auto-consistante de champ moyen afin de déterminer la structure atomique d'un ion isolé. Les prochains paragraphes décrivent les grandes lignes de la méthode avant de donner les résultats obtenus pour le noyau

superlourd à $Z=124$. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer aux thèses de [Patté \[2002\]](#) et [Denis-Petit \[2014\]](#) dont cette section s'est inspirée.

Réaliser un calcul précis de structure atomique pour des ions lourds nécessite de tenir compte des effets relativistes. Il s'agit de résoudre un problème à N corps relativistes, ce qui n'est pas possible de façon exacte à l'heure actuelle. Deux approches de calcul sont possibles : la théorie des perturbations ou un principe variationnel. La méthode Dirac-Fock s'inscrit dans ce deuxième cas. Le hamiltonien de Dirac d'un système à N électrons relativistes s'écrit en unités atomique de la façon suivante :

$$H_D = \sum_{i=1}^N (c \vec{\alpha} \cdot \vec{p}_i + \beta c^2 - \frac{Z}{r_i}) + \sum_{i < j} V_{ij} \quad (2.11)$$

où $\vec{\alpha}$ représente les matrices de Pauli, β les matrices Identité, \vec{p}_i l'opérateur impulsion d'un électron i et V_{ij} les interactions entre deux électrons. La résolution exacte de l'équation de Dirac avec cet hamiltonien étant impossible, il est nécessaire d'utiliser des approximations. L'approximation de base consiste à traiter les électrons comme des particules indépendantes, soumises au champ moyen créé par le noyau et tous les autres électrons. La fonction d'onde ϕ du système est alors définie par un déterminant de Slater, construit sur les fonctions d'onde $\psi_i(\vec{r}_i)$ à un électron :

$$\phi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \psi_1(\vec{r}_1) & \dots & \psi_1(\vec{r}_N) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \psi_N(\vec{r}_1) & \dots & \psi_N(\vec{r}_N) \end{vmatrix} \quad (2.12)$$

Cette fonction d'onde permet d'obtenir une bonne approximation des états atomiques d'un système à couche fermées, mais nécessite des améliorations pour étudier un atome à couches ouvertes. Une première amélioration consiste à réaliser une combinaison linéaire des déterminants de Slater correspondant à une même configuration électronique, c'est-à-dire les déterminants possédant les mêmes nombres quantiques n (nombre principal), j (moment cinétique total $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$) et κ (nombre quantique relativiste), mais avec des m (projection du j sur l'axe de quantification) différents. Une telle fonction d'onde est appelée fonction d'état de configuration (CSF « Configuration State Function »).

Mais pour tenir compte des corrélations entre électrons et ainsi obtenir des résultats encore plus précis, il faut aller au delà d'une approximation basée sur une seule configuration électronique et considérer une superposition de configurations différentes. C'est là que la méthode « Multi-Configuration » entre en jeu. Avec cette ultime amélioration, l'état du système atomique est représenté par une fonction d'état atomique (ASF « Atomic State Function »), défini comme une combinaison linéaire des CSF.

Plus le nombre de configurations considérées est élevé, plus la base des états propres du système est complète, et plus la précision des résultats est grande. Ainsi si l'on veut simuler une transition atomique pour générer un spectre X, il peut être intéressant de prendre en compte dans les calculs les configurations électroniques ne participant pas à cette transition. L'inconvénient principal réside dans les temps de calculs nécessaires, qui peuvent être très longs. En effet, pour une transition atomique donnée, plusieurs configurations électroniques initiales sont possibles, en faisant varier les occupations des orbitales spectatrices (mais sans changer l'état de charge de l'ion considéré), résultant alors en plusieurs configurations finales possibles. Plus l'état de charge

2.2. Application au noyau superlourd de Z=124

de l'ion considéré est petit, plus le nombre d'électrons spectateurs est grand, et plus le nombre de configurations possible est grand. Il s'agit donc de faire un compromis entre la précision voulue et les temps de calcul, en sélectionnant les configurations menant aux raies X les plus intenses.

La résolution des équations MCDF permet ainsi d'obtenir, entre autres, les énergies et les taux de transitions pour les transitions considérées. Le tableau 2.1 donne les résultats obtenus avec les calculs MCDF, pour les transitions atomiques K_α et K_β d'un atome superlourd de Z=124, ionisé une fois et dont la seule lacune est en couche K. Les résultats sont également comparés à des valeurs disponibles dans la littérature, obtenues avec une méthode Dirac-Fock, montrant ainsi un bon accord.

Raie	Niveau initial	Niveau final	E MCDF (keV)	Taux transition ($\times 10^{17} \text{s}^{-1}$)	E CN (keV)
$K_{\alpha 2}$	$2p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	201.13	1.41	200.89
$K_{\alpha 1}$	$2p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	221.19	1.76	220.84
$K_{\beta 3}$	$3p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	240.9	0.20	240.62
$K_{\beta 1}$	$3p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	245.85	0.46	245.55

TABLE 2.1 – Énergies et taux de transitions pour les principales raies X_K d'un atome de Z=124 ionisé une fois, calculées avec le programme de J.Bruneau (E MCDF : [Bruneau, 1983]) ou tabulées dans la littérature (E CN : [Carlson and Nestor, 1977]).

La connaissance des taux de transition est également nécessaire pour déterminer le temps de vie des lacunes τ_K . Le temps de vie des lacunes en couche K du noyau composé a donc été calculé à partir des probabilités des transitions principales (cf tableau 2.1) que sont, par ordre croissant en énergie, $K_{\alpha 2}$, $K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 3}$ et $K_{\beta 1}$. Le temps de vie des lacunes est donc prédit pour la configuration électronique considérée à $2.61 \times 10^{-18} \text{s}$ par la relation suivante :

$$\tau_K = \frac{1}{P(K_{\alpha 2}) + P(K_{\alpha 1}) + P(K_{\beta 3}) + P(K_{\beta 1})} = 2.61 \times 10^{-18} \text{s} \quad (2.13)$$

Afin d'estimer l'impact de la présence de lacunes sur les orbitales L du noyau composé, à la fois sur l'énergie des transitions X_K attendues et sur leur probabilité, ces calculs ont également été effectués en variant la configuration électronique initiale, c'est-à-dire en faisant varier les occupations des orbitales K, L et M. Ces calculs ont été faits pour différentes hypothèses de population des orbitales moins profondes. Seules les deux configurations « extrêmes » ont été considérées pour ces orbitales soit toutes occupées soit toutes vides.

La figure 2.6 illustre l'évolution de l'énergie de la raie $K_{\alpha 1}$ en fonction de la configuration de la couche L, et pour diverses occupations des orbitales K et M. La configuration L est notée sous la forme xyz avec x le nombre d'électrons sur la $2s_{1/2}$, y le nombre d'électrons sur la $2p_{1/2}$ et z celui sur la $2p_{3/2}$. La grandeur reportée sur l'axe des abscisses est le rapport entre l'énergie de la transition $K_{\alpha 1}$ calculée pour la configuration xyz reportée en ordonnée et l'énergie de la raie « diagramme », correspondant à un atome possédant une unique lacune en couche K ($xyz=224$). Le décalage en énergie de la raie $K_{\alpha 1}$ est de 4% au maximum entre les deux configurations les plus extrêmes : toutes les couches pleines, excepté la couche K qui présente une seule lacune, et toutes les couches vides, excepté la couche L, d'occupation variable. La probabilité d'ionisation

étant relativement faible dans notre cas, comme nous le verrons avec les mesures expérimentales de la section 5.2, les configurations de double ionisation K ne devraient que faiblement contribuer à l'émission de X_K du $Z=124$. Les autres configurations présentées sur la figure 2.6 montrent un décalage ne dépassant guère 2%, le décalage étant d'autant plus important que les orbitales 2s et 2p_{1/2} sont dépeuplées ($x=0, y=0$). L'écart pour une configuration xyz donnée entre les deux hypothèses extrêmes de population des orbitales supérieures est de l'ordre de 1%.

D'une façon générale, les variations dues aux différentes configurations de la couche M et L se traduiront donc par une dispersion des énergies de transitions de l'ordre de 2%. La situation en terme de décalage est tout à fait comparable pour les raies $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$ et $K_{\beta 3}$. Le rapport entre les probabilités de transition des différentes raies dépend également de la configuration. Cette variation de la forme des spectres calculés en fonction de la configuration contribue à un élargissement des spectres expérimentaux nettement plus important que la simple variation des énergies de transitions que l'on vient de voir. Ceci est illustré sur la figure 2.7 qui présente, dans l'hypothèse d'un temps de vie du noyau de 10^{-19} s les spectres d'émission calculés pour différentes configurations.

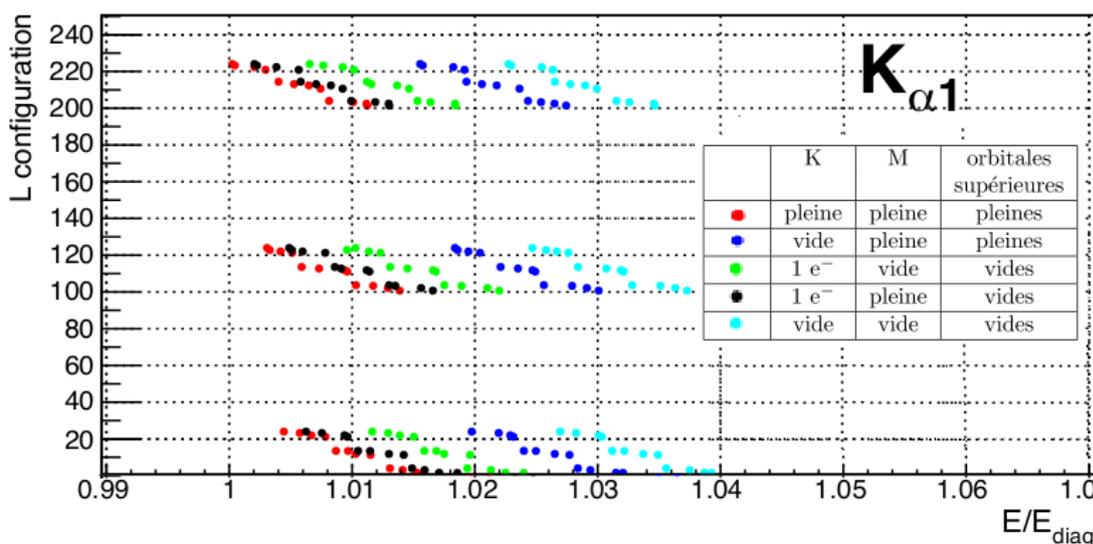


FIGURE 2.6 – Évolution de l'énergie de la raie $K_{\alpha 1}$, par rapport à l'énergie pour la configuration « diagramme », en fonction de la configuration de la couche L du noyau $Z=124$. L'occupation des orbitales L est notée xyz , correspondant respectivement aux nombres d'électrons dans les couches 2s_{1/2}, 2p_{1/2} et 2p_{3/2}. La configuration « diagramme » ne présentant qu'une seule lacune en couche K est notée 224. Les points de différentes couleurs correspondent aux différentes configurations considérées pour les couches K, M et les orbitales supérieures. Les points bleus correspondent aux configurations de double ionisation K (bleus foncé et bleus clairs). Les configurations les plus extrêmes sont représentées par les points rouges (une lacune en couche K et toutes les autres orbitales pleines) et les points bleus clairs (toutes les couches vides). Les points verts représentent les configurations où toutes les orbitales supérieures à la couche L sont vides. Enfin les points noirs correspondent aux configurations présentant une couche M pleine et toutes les orbitales supérieures vides.

2.2. Application au noyau superlourd de $Z=124$

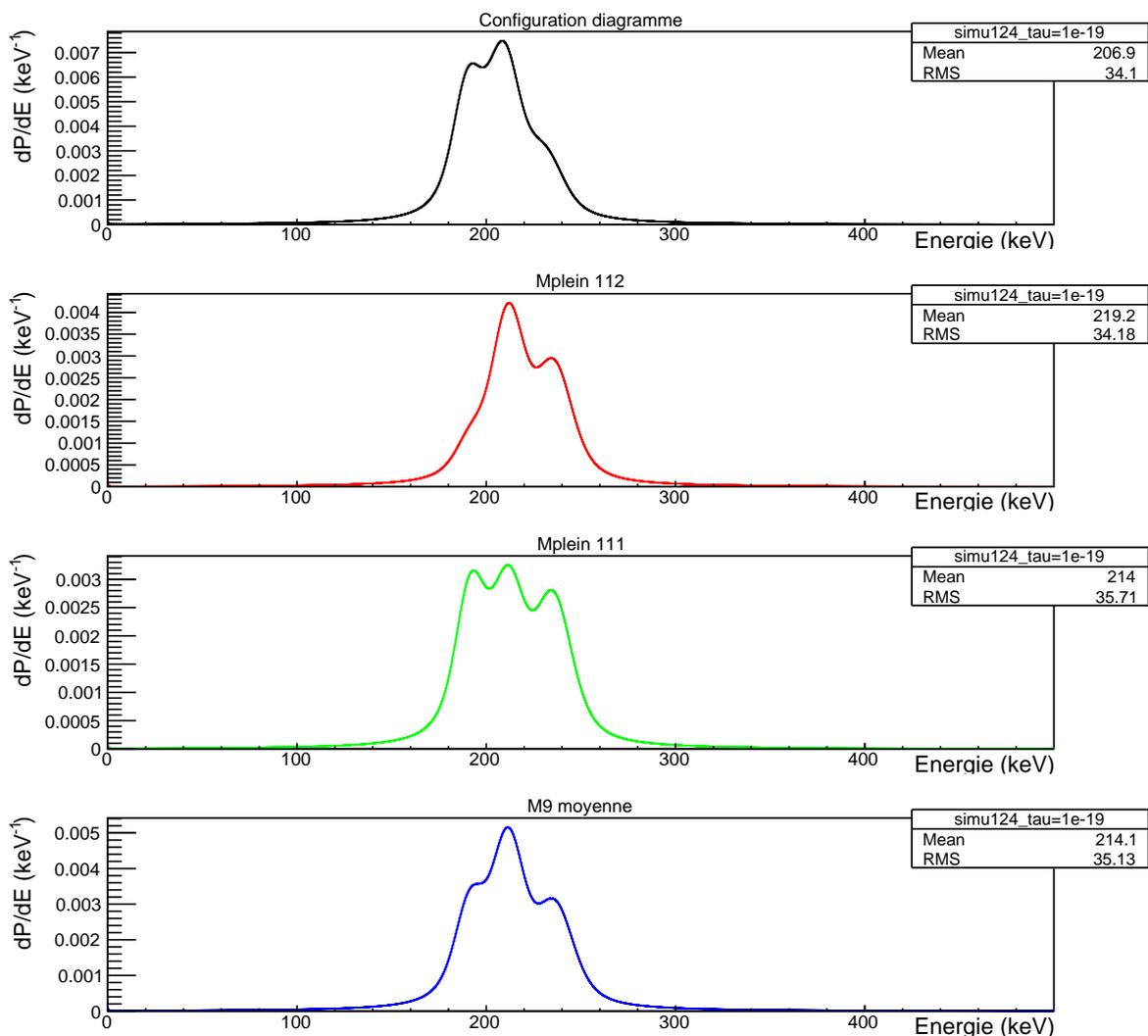


FIGURE 2.7 – Spectres de fluorescence X de l'élément $Z=124$, simulés pour un temps de vie de 10^{-19}s et pour différentes configurations électroniques des couches L et M. Toutes les orbitales supérieures sont vides, sauf dans la configuration « diagramme » où elles sont toutes pleines. Dans tous les cas, la couche K ne possède toujours qu'une seule lacune. Les configurations présentées sont respectivement (de haut en bas) : L et M pleines (« diagramme », $L_{xyz}=224$), M pleine et 4 électrons dans la couche L ($L_{xyz}=112$), M pleine et 1 électron dans chaque sous-couche de la couche L ($L_{xyz}=111$), $L_{xyz}=113$ et 9 électrons sur la couche M (« $M9_{moyenne}$ »).

De la même façon, l'impact des différentes configurations des couches L et M est plus important lorsqu'on regarde le temps de vie d'une lacune en couche K. Des temps très longs (de l'ordre de 2 à 5×10^{-17} s) sont notamment obtenus lorsque les couches M sont vides et la configuration L est de 100, 110 ou 210. Ces configurations correspondent à une sous-couche $2p_{3/2}$ de l'orbitale L vide, excluant alors la possibilité de la transition $K_{\alpha 1}$, qui est la plus probable, justifiant alors des temps de vie très longs. Il existe cependant des configurations sans électron dans la sous-couche $2p_{3/2}$ pour lesquelles les temps de vie ne deviennent pas aussi longs. En effet, si l'on met de côté les configurations précédemment mentionnées, les temps de vie varient approximativement pour les différentes configurations entre 10 et 100×10^{-19} s. Typiquement on gagne entre 0.5 et 1.10^{-18} s par lacune pour le temps de vie des lacunes K, comme le montre la figure 2.8. Cela aura nécessairement un impact sur la valeur du temps de fission moyen extrait par la relation 2.2. Nous verrons toutefois dans l'analyse des multiplicités d'X, présentées dans le chapitre 5, que compte tenu des résolutions expérimentales et de la statistique, nous sommes peu sensibles à la forme détaillée du spectre d'émission X_K du 124.

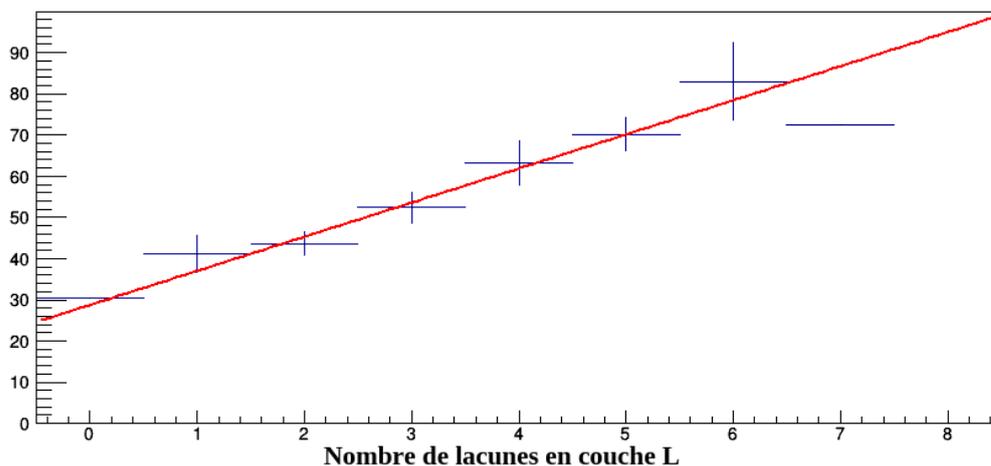


FIGURE 2.8 – Temps de vie d'une lacune K (en unité de 10^{-19} s) en fonction du nombre de lacunes dans la couche L.

2.2.2 Forme attendue du spectre de fluorescence

Nous venons de voir les deux premiers facteurs responsables d'une modification du spectre X attendu du $Z=124$: le temps de vie fini du noyau émetteur et les larges distributions de configuration électronique. Un élargissement significatif des raies X_K est ainsi attendu, auquel doit en réalité s'ajouter un élargissement provenant d'autres facteurs, qui sont décrits dans les prochains paragraphes.

Afin de maximiser la probabilité de détection de rayons X_K , les détecteurs germanium sont placés au plus proche de la cible, atteignant ainsi un angle solide d'environ 0.19 sr par détecteur (cf chapitre 3). La distribution angulaire des photons détectés au sein d'un même détecteur est donc relativement large et entraîne ainsi une certaine distribution en énergie due à l'effet Doppler. Cet élargissement Doppler peut être calculé en supposant une distribution isotrope des X_K et en pondérant ainsi chaque valeur d'angle relatif par la section efficace géométrique correspondante.

2.2. Application au noyau superlourd de $Z=124$

À ces causes principales se rajoutent ensuite des contributions diverses telles que la résolution des détecteurs (de l'ordre de 800 eV), l'empilement avec d'autres raies ou encore la distribution de vitesses du noyau composé, lors de sa formation due à l'épaisseur de cible ou lors de sa fission, et selon le nombre de neutrons évaporés. Ces effets divers, même s'ils restent limités par rapport aux causes précédentes peuvent être pris en compte par un élargissement gaussien.

Nous avons donc pris en compte l'ensemble de ces phénomènes en appliquant un élargissement gaussien de 6% au spectre calculé pour une configuration électronique « moyenne » après décalage et élargissement Doppler. La configuration choisie correspond à la configuration notée « $M9_{moyenne}$ » sur la figure 2.7. Elle est constituée en prenant comme énergie et probabilité de transition une configuration de lacunes L « moyenne » ($xyz=113$) et de 9 électrons sur la couche M, toutes les couches au dessus étant vides. Nous avons vérifié par ailleurs que dans l'extraction des multiplicités maximales d' X_K du 124 décrite dans la section 5, des valeurs tout à fait similaires étaient obtenues en partant d'une configuration « diagramme », ou de cette configuration « moyenne », l'écart étant de l'ordre de 3%.

La figure 2.9 présente les spectres simulés à partir des 4 raies X_K principales d'un atome de 124 protons, pour 4 valeurs supposées du temps de vie de cet atome, compte tenu des différents processus responsables de l'élargissement des raies explicités dans les paragraphes précédents. Lorsque l'on somme toutes ces contributions, on obtient quelle que soit l'hypothèse de temps de vie supérieur à 10^{-19} s choisie, un large pic d'allure plus ou moins structurée s'étalant sur une soixantaine de keV. C'est donc ce type de structure que nous chercherons à mettre en évidence dans nos spectres expérimentaux. Cette figure illustre clairement que les processus de fission rapide, pour lesquels la séparation du système en deux fragments intervient pour l'essentiel à des temps inférieurs ou de l'ordre de 10^{-20} s, contribueront seulement à créer un fond continu.

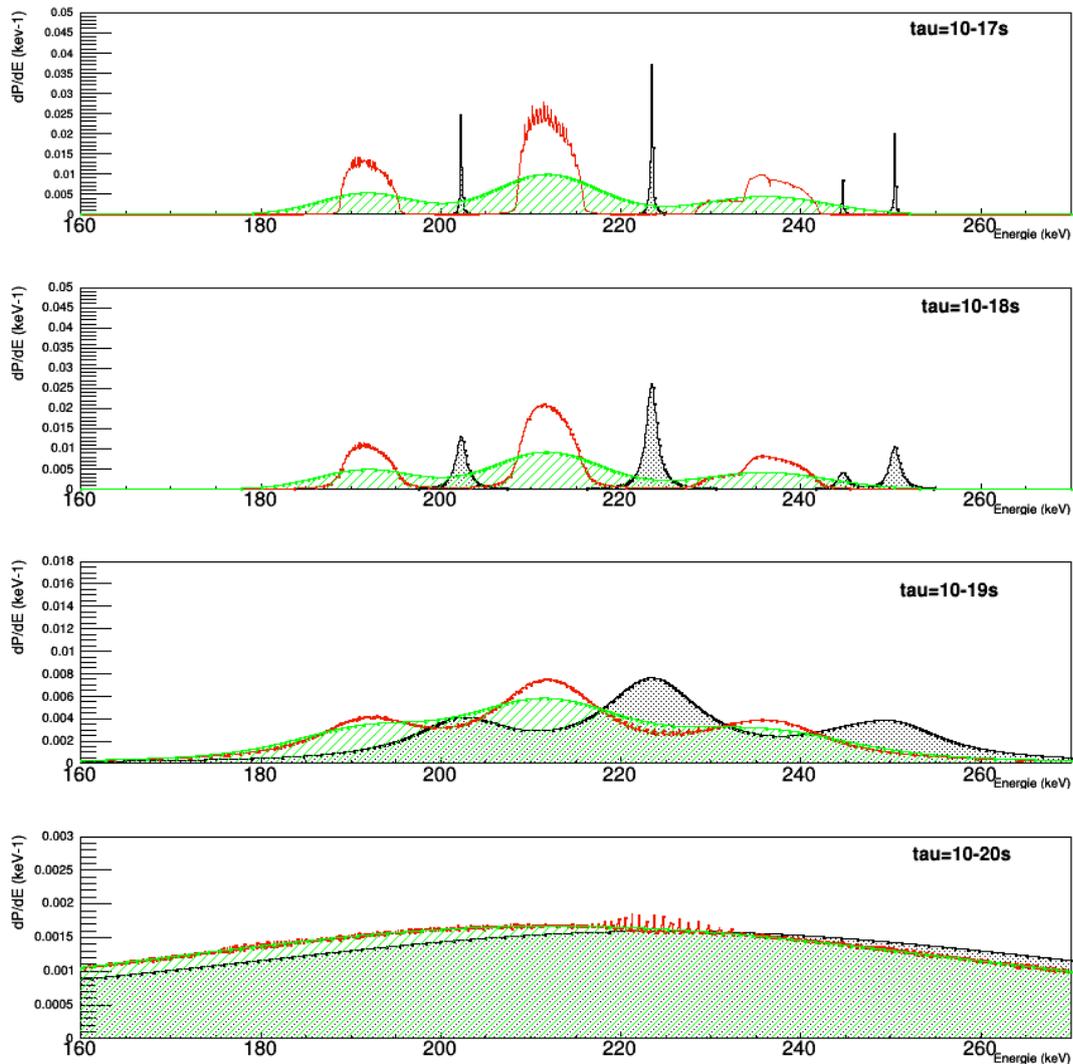


FIGURE 2.9 – Spectres de fluorescence X de l’élément $Z=124$ simulés pour la configuration notée « $M9_{moyenne}$ » selon quatre temps de vie considérés (de haut en bas) : 10^{-17} s, 10^{-18} s, 10^{-19} s et 10^{-20} s. Les trois histogrammes tracés pour chaque temps de vie correspondent aux différents élargissements mentionnés dans ce chapitre. Sur les histogrammes noirs, seul l’élargissement dû au temps de vie a été pris en compte. Les histogrammes rouges sont constitués des histogrammes noirs auxquels ont été rajoutés le décalage en énergie et l’élargissement des raies dus à l’effet Doppler. Enfin, sur les spectres verts hachurés, un élargissement gaussien de 6% a été rajouté, représentant l’élargissement attendu en considérant une large distribution de configurations électroniques ainsi que les autres effets divers mentionnés dans cette section.

2.2. Application au noyau superlourd de $Z=124$

À la lumière de ce chapitre, les objectifs principaux d'une mise en pratique expérimentale de la mesure des temps de fission du noyau superlourd de $Z=124$ par fluorescence X apparaissent clairement. Premièrement, la détection de photons doit être optimisée entre 80 et 250 keV, de manière à pouvoir observer les X_K de l'atome unifié et de l'uranium diffusé élastiquement. Par ailleurs, la méthode repose sur la détection des X_K de l'atome unifié en coïncidence avec les fragments de fission de ce dernier. Mais lors d'une collision entre ions lourds, plusieurs mécanismes de réaction autres que les réactions de capture (fusion-fission ou quasi-fission) interviennent tels que les diffusions élastiques, quasi-élastiques ou inélastiques. Le noyau superlourd étant formé dans notre cas par la réaction $^{238}\text{U} + ^{70,76}\text{Ge}$, la fission séquentielle de l'uranium intervient également. La sélection des réactions de capture parmi toutes ces réactions est donc cruciale, et requiert une identification précise du système fissionnant. Pour cela, il est nécessaire d'effectuer un bilan complet en charge Z des produits de réaction. Le dispositif expérimental doit donc permettre de détecter et identifier en Z et en énergie les produits de réaction (ions lourds et particules chargées) émis de part et d'autre du faisceau, sur la plus grande gamme de corrélations angulaires possibles. Le dispositif expérimental permettant d'atteindre ces objectifs de détection est décrit dans le chapitre suivant.

Dispositif expérimental dédié à l'étude des temps de fission du $Z=124$

Sommaire

3.1	Choix des conditions expérimentales	48
3.1.1	Le système $^{238}\text{U}+^{70,76}\text{Ge}$	48
3.1.2	Les cibles de germanium	49
3.2	Détection des transitions X_K : détecteurs Germanium	52
3.2.1	Principe de fonctionnement	52
3.2.2	Dispositif utilisé	53
3.2.3	Étalonnage en énergie	55
3.2.4	Étalonnage en efficacité	55
3.2.5	Montage électronique	61
3.3	Détection des fragments lourds : télescopes CHIO-Si	63
3.3.1	Chambre d'ionisation (CHIO)	63
3.3.1.1	Principe de fonctionnement	63
3.3.1.2	Dispositif utilisé	64
3.3.1.3	Optimisation des conditions de champ et choix du gaz	65
3.3.2	Détecteurs Silicium	68
3.3.3	Montage électronique des télescopes	70
3.4	Détection des particules légères chargées (PLC) : CsI d'INDRA	72
3.4.1	Multi-détecteur INDRA	73
3.4.2	Dispositif utilisé	73
3.4.3	Efficacité géométrique	75
3.4.4	Montage électronique	77
3.5	L'électronique de déclenchement et l'acquisition	79

L'expérience E651, visant à étudier les temps de fission du noyau superlourd à $Z=124$ par fluorescence X, s'est déroulé au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) à Caen en mars 2014. Le dispositif expérimental utilisé reprend les principes de celui de l'expérience E581 dont le but était de confirmer la présence de composantes à long temps de vie dans la fission de l'élément $Z=120$ par la technique de fluorescence X [Frégeau, 2011], et par là même de valider cette technique. En effet, le système $^{238}\text{U}+\text{Ni}$ à 6,6 MeV/u de l'expérience E581 avait déjà été étudié au préalable lors de l'expérience E416, par la méthode de blocage cristallin [Laget, 2007]. Cette dernière avait permis de mettre en évidence la formation d'un noyau composé de 120 protons et d'apporter des informations sur les mécanismes mis en jeu dans cette réaction. Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, toutes ces expériences de mesures directes de temps de fission reposent sur l'étude des propriétés des fragments de fission d'un noyau à long

temps de vie, que ce soit à travers la mesure de l'effet d'ombre qu'ils subissent dans une cible monocristalline ou dans les processus atomiques accompagnant leur production. Il s'agit donc de sélectionner les produits de réaction par la détection des fragments de fission, l'identification du système fissionnant étant assuré par un bilan complet de charges comprenant les fragments lourds et les particules légères.

Lors de la E581 (étude du système $^{238}\text{U}+\text{Ni}$ par Frégeau [2011]), la détection et l'identification en Z des fragments de fission était assurée par trois télescopes, chacun composé d'une chambre d'ionisation suivie d'un détecteur silicium à pistes, et couvrant une large plage angulaire d'un côté du faisceau. La détection du fragment partenaire ainsi que celle du projectile diffusé élastiquement, nécessaire afin d'obtenir la probabilité d'ionisation en couche K de l'atome unifié, était assurée par le spectromètre VAMOS (VARIABLE MODE Spectrometer, [Savajols *et al.*, 1999]). Celui-ci était situé du côté opposé au faisceau par rapport aux télescopes, et couvrait des angles inférieurs à l'angle d'effleurement du projectile. L'intérêt d'utiliser ce spectromètre était également de pouvoir détecter et identifier en Z et en A , pour certains états de charge, le fragment complémentaire. L'analyse de la E581 a montré que l'utilisation d'un tel spectromètre, outre la lourdeur d'analyse liée à l'analyse des trajectoires, est pénalisante pour l'efficacité de détection des coïncidences à deux fragments de fission. Nous avons donc choisi pour les expériences suivantes de détecter les deux fragments de fission par deux ensembles de télescopes, situés de part et d'autre du faisceau de manière à couvrir une grande gamme de corrélations angulaires.

Les faibles multiplicités de particules légères mesurées lors de la E416 avaient permis de s'affranchir lors de la E581 de la détection des particules légères chargées. L'application de la technique de fluorescence sur un nouveau système requiert naturellement d'inclure les particules légères dans le bilan de charges pour identifier correctement le noyau fissionnant dont on étudie le temps de fission. Des scintillateurs CsI d'INDRA [Pouthas *et al.*, 1995] ont donc été installés autour des télescopes, couvrant la quasi totalité de l'hémisphère avant, afin d'assurer une haute efficacité de détection des particules légères chargées. Pour détecter les diffusions élastiques du projectile à tout petit angle (5° et 10° dans le laboratoire), nous avons utilisé certains de ces modules situés à l'intérieur de l'angle d'effleurement du projectile.

Dans les deux expériences de fluorescence X, la mesure du spectre X est assurée par trois détecteurs germanium, choisis pour leur hautes performances en terme d'efficacité et de résolution aux énergies visées. L'ensemble du dispositif expérimental est résumé par une vue schématique sur la figure 3.1.

Pour intégrer ce nouveau dispositif expérimental, un gros travail de R&D a été effectué par le service R&D Détecteurs de l'IPN d'Orsay pour la création d'un nouveau porte-cible et d'une nouvelle chambre à réaction permettant une configuration extrêmement compacte qui maximise l'angle solide de détection :

- les détecteurs Germanium sont situés à 4.4 cm en arrière de la cible
- les fenêtres d'entrée des chambres d'ionisation à 12 cm, en avant de la cible
- les faces d'entrée des CSI à 23 cm, en avant de la cible

De nombreuses études et tests ont été effectués sur cette chambre qui devait être de taille à contenir tous les télescopes et les CsI d'INDRA, mais également être capable de supporter le poids des trois détecteurs germanium supportés sur une face de la chambre à réaction, tout en

assurant un bon vide. Des calculs détaillés de déformation des parois de la chambre sous vide ont notamment été entrepris en raison de la dimension transverse de la chambre, importante pour héberger les couronnes d'INDRA. La nécessité de pouvoir intervenir sur les télescopes, ou sur le porte cible, a impliqué le montage des couronnes sur un support pouvant coulisser parallèlement au faisceau.

Dans ce chapitre nous allons commencer par décrire brièvement le système menant à la formation de l'élément $Z=124$ (section 3.1), puis nous allons décrire chaque type de détecteur : les détecteurs germanium assurant la mesure du spectre X (section 3.2), les télescopes d'identification en Z des fragments de fission (section 3.3), et enfin les scintillateurs d'INDRA dédiés à la détection des particules légères chargées (section 3.4). Nous finirons ce chapitre par la description du circuit électronique global d'acquisition des données (section 3.5).

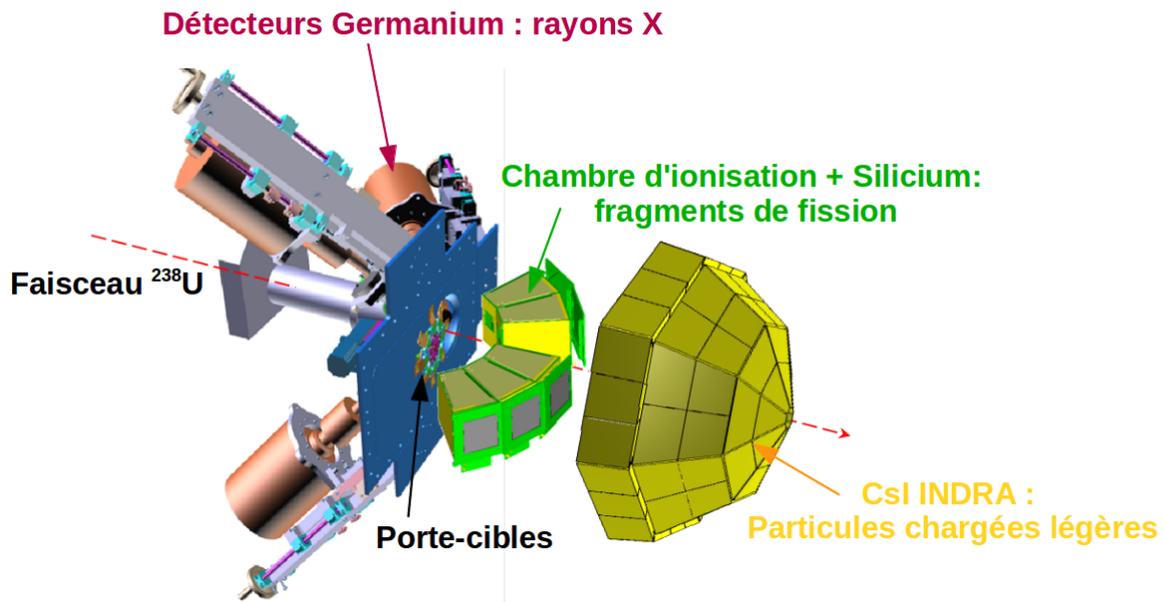


FIGURE 3.1 – Vue schématique du dispositif expérimental dans son ensemble.

3.1 Choix des conditions expérimentales

3.1.1 Le système $^{238}\text{U}+^{70,76}\text{Ge}$

Le noyau superlourd à Z=124 est susceptible d'être formé par la fusion des noyaux projectiles d'uranium avec les noyaux cibles de germanium 76 ou 70, conduisant à un noyau composé possédant respectivement 190 ou 184 neutrons. Lors d'une telle réaction de fusion, compte tenu des énergies d'excitation mises en jeu, et en considérant l'évaporation très probable de quelques neutrons, le noyau formé avec le ^{76}Ge devrait se rapprocher de la fermeture de couche en neutrons, prédite le plus souvent à N=184, tandis que le noyau formé avec le ^{70}Ge devrait s'en éloigner. La proximité du nombre magique de neutrons devrait augmenter la stabilité du noyau formé, rendant ainsi intéressante la comparaison des deux isotopes du 124.

Une formule semi-empirique [Lacroix, 2002], obtenue grâce à l'étude systématique des réactions de fusion pour tous types de systèmes [Vaz *et al.*, 1981] permet de calculer la barrière de fusion d'un système à partir des propriétés intrinsèques des noyaux. La barrière de fusion, donnée par la formule 3.1, suit le comportement de la barrière de Coulomb, avec un rayon effectif R_B correspondant à la somme des rayons des deux noyaux, augmentée d'un paramètre représentant approximativement la portée de l'interaction nucléaire.

$$V_B = e^2 \frac{Z_{proj} Z_{cible}}{R_B + 0.79} \text{ MeV} \quad (3.1)$$

$$R_B \simeq \sqrt{3/5} \times (1.2 \times A_{proj}^{1/3} + 1.2 \times A_{cible}^{1/3}) + 3.37 \text{ fm} \quad (3.2)$$

Pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$, on obtient ainsi une barrière de fusion d'environ 305 MeV, ce qui signifie que l'énergie cinétique du projectile doit être au minimum de 1260 MeV (correspondant à 5.3 MeV/A pour un faisceau d'uranium), pour atteindre la barrière. Compte tenu de l'augmentation rapide des sections efficaces de capture au-delà de la barrière, nous avons choisi une énergie incidente de 6.3 MeV/A, menant à une énergie d'excitation d'environ 70 MeV (calculée avec les défauts de masses du modèle de Moller *et al.* [1995a]), de manière à maximiser la probabilité de fusion. Cette énergie d'excitation est comparable à l'énergie d'excitation du noyau composé de Z=120 étudié lors de l'expérience précédente [Frégeau *et al.*, 2012].

Les angles d'effleurements et les énergies mises en jeu pour les deux systèmes étudiés sont donnés dans les tableaux 3.1 et 3.2.

Diffusion élastique	Angles d'effleurements	
	projectile	cible
$^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	18.6°	45.3°
$^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	17°	37°

TABLE 3.1 – Angles d'effleurements des projectiles et cibles pour les réactions de diffusion élastique des deux systèmes, en supposant une interaction à mi-cible.

3.1. Choix des conditions expérimentales

Système	Noyau composé	E_{CM}	E^*	B_{Bass}	E_{CM}/B_{Bass}
$^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	$^{314}124$	357 MeV	69 MeV	294 MeV	1.21 %
$^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	$^{308}124$	325 MeV	51 MeV	297 MeV	1.10 %

TABLE 3.2 – Énergies mises en jeu lors de la formation du noyau composé pour les deux systèmes $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$, en supposant une interaction à mi-cible avec : E^* l'énergie d'excitation calculée avec les défauts de masse de Moller *et al.* [1995a], E_{CM} l'énergie disponible dans le centre de masse et B_{Bass} la barrière de fusion calculée dans le modèle de Bass [1974].

3.1.2 Les cibles de germanium

Les cibles de germanium ont été fabriquées au service cibles de l'IPN d'Orsay par évaporation de germanium métallique sur un mince support de carbone ($29.7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Le germanium métallique utilisé étant de grande pureté ($>99.9\%$), le taux d'impuretés est considéré négligeable. Plusieurs cibles de ^{76}Ge ont été fabriquées, de $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$ d'épaisseur et de $2 \text{ mg}/\text{cm}^2$ d'épaisseur, ainsi qu'une cible de ^{70}Ge épaisse de $2 \text{ mg}/\text{cm}^2$. Les épaisseurs ont d'abord été vérifiées à l'IPN après fabrication par Alan Durnez, puis après la prise de données à l'aide d'une source radioactive $3-\alpha$ (Am-Pu-Cm), en mesurant la perte d'énergie des particules α traversant les cibles, en prenant en compte la perte d'énergie dans le support de carbone. Les mesures ont été effectuées en différents points pour vérifier également l'homogénéité des cibles. À l'issue de ces mesures, la cible de ^{70}Ge s'est révélée homogène, sauf sur les bords, c'est-à-dire loin de l'impact du faisceau. Au point d'impact, l'épaisseur mesurée est en moyenne de $2.3 \text{ mg}/\text{cm}^2$ (cf figure 3.2), en accord avec l'épaisseur annoncée de $2 \text{ mg}/\text{cm}^2$. La cible de ^{76}Ge la plus mince, utilisée au cours de l'expérience a été retrouvée trouée à l'ouverture de la chambre à réaction. Les mesures d'épaisseur réalisées sur cette cible, ont donné une épaisseur de $1.1 \text{ mg}/\text{cm}^2$ loin de l'impact, amincie à $0.95 \text{ mg}/\text{cm}^2$ au voisinage du trou. Les épaisseurs considérées, notamment pour les calculs de perte d'énergie ont donc été de $0.95 \text{ mg}/\text{cm}^2$ pour le ^{76}Ge et $2.3 \text{ mg}/\text{cm}^2$ pour le ^{70}Ge .

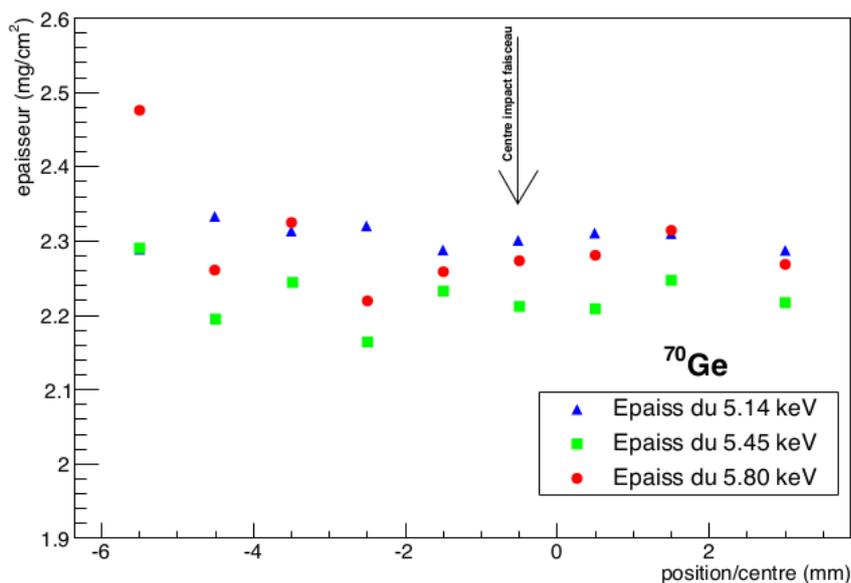


FIGURE 3.2 – Épaisseurs de la cible de $2 \text{ mg}/\text{cm}^2$ de ^{70}Ge mesurées en différents points à partir des pertes d'énergie de particules α traversant la cible.

Outre les cibles de germanium, sur le porte-cibles étaient disposées des cibles d'or et de carbone pour étalonner en énergie les télescopes FLUOX. Des collimateurs de différents diamètres étaient également placés sur le porte cible afin d'optimiser la focalisation du faisceau au point cible.

L'utilisation d'un faisceau d'uranium implique évidemment la présence d'une composante importante de fission séquentielle du projectile qui vient se superposer à la fission du noyau superlourd. La détection des deux fragments en coïncidence permet de séparer aisément les deux contributions, l'écart en Z_{total} (somme des Z des deux fragments) étant très supérieur à la résolution expérimentale. Toutefois, si une fraction même minime du faisceau interagit avec un matériau de Z proche de celui du germanium, une telle séparation serait difficile. C'est pourquoi, les cibles étaient installées sur des supports en plastique ne contenant que des éléments de Z légers afin de minimiser les réactions parasites pouvant survenir entre les halos de faisceau et les supports de cibles. Le plastique des supports (PolyEtherEtherKetone, ou PEEK) a été choisi pour sa thermostabilité et son excellente résistance mécanique. Ces supports en PEEK étaient fixés sur des pattes en aluminium, elles-mêmes vissées sur les bords d'une roue métallique tournante, visible sur la photo en figure 3.3, permettant d'assurer l'écoulement des charges incidentes. Un petit moteur, fonctionnant sous vide, permettait d'actionner la roue depuis la salle d'acquisition pour pouvoir aisément changer de cible. Chaque support de cible présentait à son extrémité un (ou deux) ergots permettant de faire un contact avec un boîtier relié au système de contrôle du porte-cible, assurant à la fois la bonne position des cibles et la lecture de la cible en position « faisceau ».

3.1. Choix des conditions expérimentales

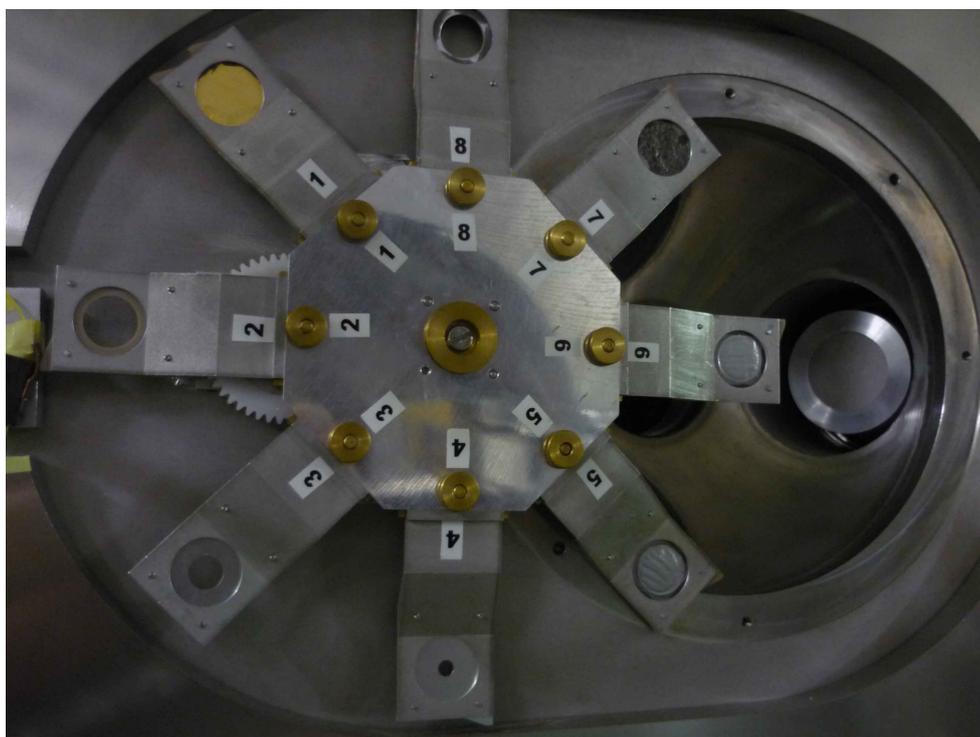


FIGURE 3.3 – Porte-cible : vue de l'intérieur de la chambre à réaction. La cible n° 6 est en position faisceau tandis que la cible opposée (n° 2) est en contact avec le boîtier relié au système de contrôle.

3.2 Détection des transitions X_K : détecteurs Germanium

La mesure des X_K caractéristiques du noyau composé à Z=124 et du projectile diffusé élastiquement est assurée par trois détecteurs germanium planaires situés à l'arrière de la cible. Les énergies des principales raies X_K caractéristiques de l'uranium sont $E_{K\alpha 1} = 98.4$ keV, $E_{K\alpha 2} = 94.6$ keV et $E_{K\beta 1} = 111.3$ keV [Xdata web], et d'après les calculs MCDF (cf sec 2.2.1) les X_K du 124 sont attendus entre 200 et 250 keV. De plus, du fait des faibles sections efficaces de capture et de création d'un noyau superlourd, la probabilité résultante d'émission de X_K du 124 est relativement faible. Les détecteurs germanium doivent donc être optimisés afin d'assurer une efficacité de détection maximale pour une gamme d'énergie située entre 80 keV et environ 300 keV. Dans cette section, nous allons commencer par décrire brièvement le fonctionnement d'un détecteur germanium, et ensuite décrire les dispositions techniques mises en œuvre pour réaliser les objectifs (d'efficacité) précédemment rappelés. L'étalonnage en énergie et en efficacité des détecteurs sera également décrit, et pour finir nous détaillerons le montage électronique réalisé pour traiter et récupérer les signaux.

3.2.1 Principe de fonctionnement

Les détecteurs germanium sont des semi-conducteurs réputés pour avoir une haute résolution, une haute efficacité ainsi qu'un temps de réponse rapide. La haute résolution est obtenue grâce à un faible potentiel d'ionisation (2.96 eV à 77K), valeur qui dépend du gap entre la bande de conduction et la bande de valence (0.66 eV pour le germanium) ainsi que du poids des différents processus survenant dans le cristal et qui ne contribuent pas à promouvoir les électrons vers la bande de conduction (piégeage, excitation thermique etc...). Les semi-conducteurs jouissent généralement d'un grand pouvoir d'arrêt grâce à une haute densité, mais qui est renforcé pour le germanium par sa charge Z élevée. Les détecteurs germanium sont en pratique des jonctions P-I-N, créés avec un cristal dopé avec des charges positives (type P), et pour lequel une surface a été soumise à l'évaporation de porteurs de charges négatives (type N). Les électrons de conduction migrent alors vers la zone peuplée majoritairement de charges positives (trous) où ils sont capturés, laissant ainsi derrière eux une zone peuplée de charges fixes positives. De même les charges positives (trous) introduites via le dopage migrent vers la surface où les électrons de conduction sont majoritaires, laissant une zone peuplée de charges négatives fixes. Un état d'équilibre est établi lorsque les phénomènes de diffusions des charges deviennent négligeables. Une zone de déplétion (vide de charge), apparaît alors, séparant les deux zones fixes P et N du cristal, et caractérisée par un potentiel électrique de l'ordre du gap en énergie du cristal. Le passage de photons incidents de basse énergie dans cette zone de déplétion induit la création de paires électrons-trous par effet photoélectrique ou Compton. Afin d'obtenir une zone de déplétion de taille maximale, et ainsi réduire les zones mortes, le cristal germanium peut être compensé par des ions donneurs (lithium), comme c'est le cas ici. Sous l'effet d'un champ électrique appliqué, les charges séparées sont accélérées vers leurs électrodes respectives pour être ensuite collectées. La charge totale déposée est proportionnelle à l'énergie du photon incident, et doit ensuite être amplifiée par un préamplificateur de charge.

3.2. Détection des transitions X_K : détecteurs Germanium

3.2.2 Dispositif utilisé

Les trois détecteurs sont positionnés symétriquement autour de l'axe faisceau, faisant un angle $\theta = 127^\circ$ avec celui-ci. Ainsi les photons émis par le noyau composé avançant dans la direction du faisceau auront le même décalage d'énergie Doppler et les raies seront donc alignées à la même énergie pour les trois détecteurs. Cela permet de les distinguer des photons issus des fragments de fission excités, qui sont émis avec un angle d'émission non nul. Les détecteurs sont placés à des angles $\varphi = 30, 150$ et 270° , comme on peut le voir sur la photo 3.4. On notera Germanium 2 celui situé à $\varphi = 270^\circ$, c'est-à-dire dans le plan horizontal, où sont également situés les télescopes assurant la détection des fragments de fission (voir section 3.3), et on notera respectivement Germanium 1 et 3 ceux situés à $\varphi = 30$ et 150° . Les angles relatifs entre les télescopes et les détecteurs Ge1 et Ge3 sont les mêmes mais ils sont différents pour le détecteur Ge2 : des transitions gamma émises par des fragments détectés dans un des télescopes subiront donc un décalage Doppler différent sur le germanium 2.

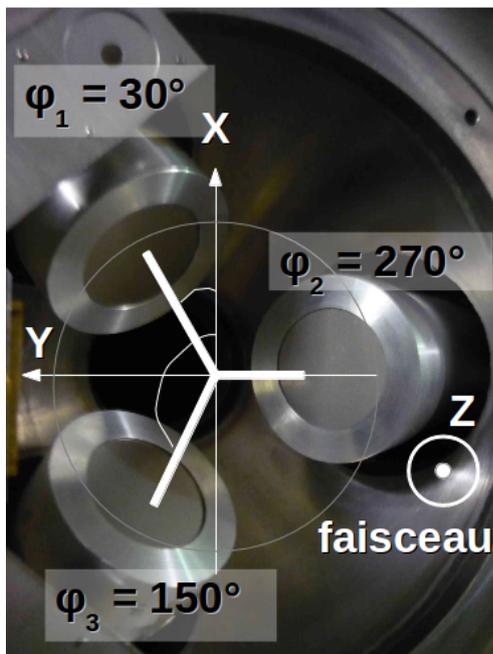


FIGURE 3.4 – Les 3 détecteurs germanium, vue de l'intérieur de la chambre à réaction. Les indices 1, 2 et 3 correspondent respectivement aux germanium 1, germanium 2 et germanium 3.

Afin de maximiser l'efficacité géométrique de détection, les trois détecteurs sont situés le plus près possible de la cible, c'est-à-dire à l'intérieur de la chambre à réaction. Ils ont donc été conçus pour fonctionner sous vide. Les détecteurs sont maintenus à basse température par un système de remplissage automatique en azote liquide des réservoirs Dewar, qui eux sont maintenus en dehors de la chambre. Des rails coulissants permettent d'ajuster précisément la distance du détecteur à la cible. Ainsi la plus petite distance atteignable est de 4.4 cm entre le point cible et le capot des détecteurs, ce qui équivaut à une distance de 5.3 cm entre la cible et le cristal. L'angle solide correspondant est alors de 0.19 sr par détecteur germanium. Les distances et les dimensions exactes des différents constituants des détecteurs germanium sont listées dans le tableau 3.3. Certaines de ces valeurs ont été ajustées au préalable, lors de l'expérience E581 grâce à des simulations GÉANT 4 (on pourra se référer à la thèse de MO Frégeau pour plus de détails

concernant ces ajustements [Frégeau, 2011]).

	Germanium 1	Germanium 2	Germanium 3
Angle θ avec le faisceau (degrés)	127	127	127
Angle φ (degrés)	30	270	150
Épaisseur cristal (mm)	9.6	9.6	9.0
Distance capot (mm)	6	7.8	8
Épaisseur zone morte (μm)	0.5	0.5	0.5
Longueur aluminium (mm)	93	93	93
Épaisseur capot (mm)	2	2	2
Épaisseur fenêtre d'entrée de carbone (mm)	0.6	0.6	0.6
Épaisseur absorbeur en titane (mm)	0.964	0.964	1.446

TABLE 3.3 – Épaisseurs et dimensions des différentes zones des détecteurs germanium.

La faible épaisseur de cristal (environ 10 mm, cf tableau 3.3) des détecteurs germanium permet d'assurer une bonne efficacité intrinsèque à basse énergie, entre 80 et 300 keV, tout en laissant passer les γ de plus haute énergie. Les fenêtres d'entrées des détecteurs sont des feuilles minces de carbone (0.6 mm) afin de minimiser l'absorption des photons de basse énergie. Cependant, pour nos expériences, des absorbeurs en titane, de 1 ou 1.5 mm d'épaisseur, ont été placés devant les détecteurs afin d'arrêter les photons de très basse énergie. En effet lorsque les taux de comptages sont importants, des empilements peuvent avoir lieu, c'est-à-dire des coïncidences entre deux rayons γ qui sont alors détectés comme un seul γ dont l'énergie est égale à la somme des deux rayons incidents. Dans notre cas ce sont des photons issus du rayonnement X provenant de couches périphériques, de rayonnement Bremsstrahlung ou encore du fond Compton qui peuvent donner lieu à un fort taux d'empilements. Ces empilements peuvent générer un fond continu dans les spectres s'étendant sur une large gamme d'énergie et susceptibles de noyer le signal recherché. La figure 3.5 montre le taux de transmission des photons dans le Titane pour une épaisseur de 1 mm en fonction de l'énergie incidente. De tels absorbeurs assurent ainsi une haute transmission à partir de 80 keV (80%), et un taux de transmission inférieur à 10% pour les photons d'énergie inférieure à 30 keV.

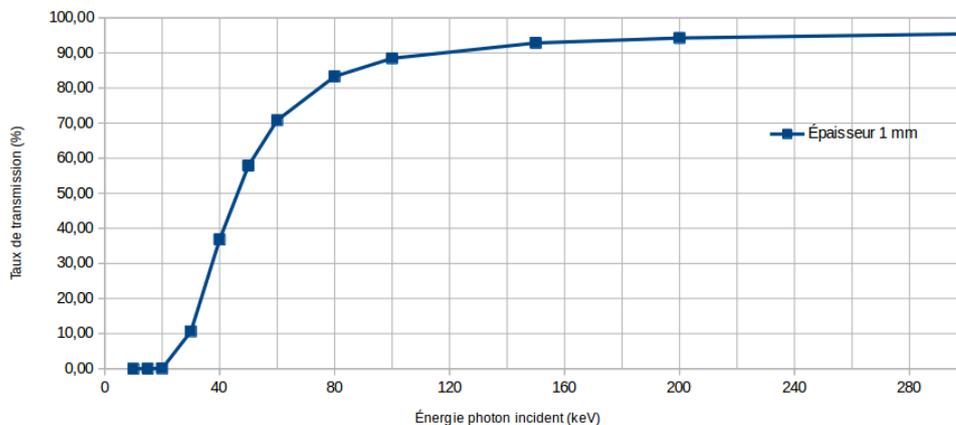


FIGURE 3.5 – Courbe de transmission des photons dans une feuille de Titane d'épaisseur 1 mm. Les coefficients d'atténuation massique utilisés sont issus de [Physics.nist.gov].

3.2.3 Étalonnage en énergie

Les détecteurs ont été étalonnés en énergie au GANIL par Quentin Fable juste avant la prise de données avec trois sources radioactives : ^{133}Ba , ^{166m}Ho et ^{152}Eu , choisies pour optimiser l'étalonnage entre 80 et 400 keV. L'utilisation de la source d'holmium 166m permet notamment d'avoir de nombreux points d'étalonnage autour de 200 keV, c'est-à-dire dans la zone d'énergie où les X_K du 124 sont attendus. Les différentes raies utilisées pour la calibration sont précisées dans le tableau 3.4. Un polynôme du second degré a été utilisé pour convertir les canaux en keV, dont les coefficients sont donnés dans le tableau 3.5. La figure 3.7 montre la courbe de calibration du germanium 2, et la figure 3.6 montre les spectres des trois détecteurs germanium enregistrés avec la source d'holmium 166m . A 122 keV (raie dominante de l'euporium 152), la largeur à mi-hauteur (FWHM) est de 0.84 keV pour le germanium 1, 0.9 keV pour germanium 2, et 0.82 keV pour germanium 3, ce qui est similaire à la résolution annoncée des constructeurs de 0.6 keV à 122 keV.

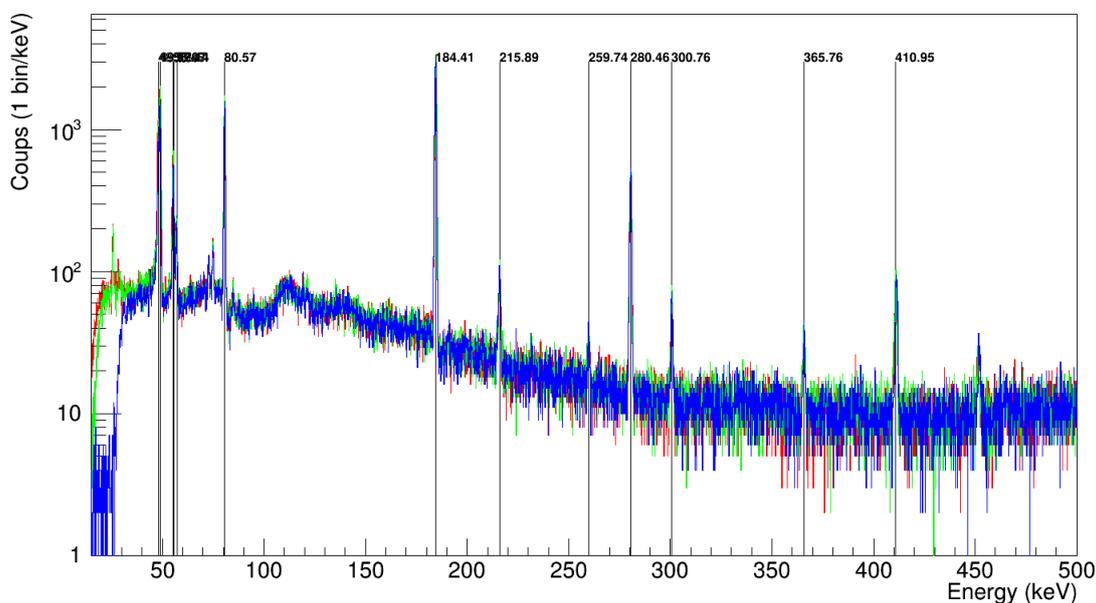


FIGURE 3.6 – Spectre d'holmium 166m pour les trois détecteurs germanium. En rouge : germanium 1, en vert germanium 2 et en bleu germanium 3

3.2.4 Étalonnage en efficacité

L'efficacité absolue d'un détecteur, est égale au rapport entre le nombre de photons détectés et le nombre de photons correspondant émis dans tout l'espace. Pour une raie donnée, le nombre de photons émis est déterminé à partir de l'activité de la source et de l'intensité relative de la transition considérée, connue, tandis que le nombre de photons détectés est donné par l'intégrale du pic mesuré correspondant, après soustraction du bruit de fond.

Sur les trois sources radioactives utilisées lors de la calibration en énergie, seules les sources d'holmium 166m et d'euporium 152 ont servi aux mesures d'efficacité. Encore une fois, le choix

Source	Énergie (keV)	Intensité (%)
^{133}Ba	53.16	2.14
	79.61	2.65
	81	32.9
	276.4	7.16
	302.85	18.34
	356.01	62.05
	383.85	8.94
^{166m}Ho	48.22	10.5
	49.13	18.5
	55.48	1.97
	55.67	3.81
	80.57	11.97
	184.41	72
	215.89	2.57
	259.74	1.057
	280.46	29.36
	300.76	3.69
	365.76	2.45
	410.95	11.2
	464.83	1.2
	529.81	9.46
	570.98	5.41
	611.555	1.368
	670.516	5.39
	691.251	1.333
711.681	54.1	
752.313	12.10	
778.839	3.00	
810.293	56.9	
830.585	9.43	
^{152}Eu	121.78	28.53
	244.7	7.55
	344.28	26.59
	411.12	2.24
	443.96	2.83
	778.9	12.93

TABLE 3.4 – Énergies de transitions X et γ utilisées pour la calibration en énergie des détecteurs germanium. Valeurs issues de [NNDC].

	paramètre d'ordre 0 (keV)	paramètre d'ordre 1 (keV/canal)	paramètre d'ordre 2 (keV/canal ²)
Germanium 1	$-4.165 \pm 1.117 \cdot 10^{-3}$	$5.531 \cdot 10^{-2} \pm 6.709 \cdot 10^{-7}$	$3.290 \cdot 10^{-8} \pm 6.709 \cdot 10^{-11}$
Germanium 2	$-4.121 \pm 1.123 \cdot 10^{-3}$	$5.243 \cdot 10^{-2} \pm 6.205 \cdot 10^{-7}$	$3.229 \cdot 10^{-8} \pm 6.173 \cdot 10^{-11}$
Germanium 3	$-3.481 \pm 1.744 \cdot 10^{-3}$	$5.033 \cdot 10^{-2} \pm 1.138 \cdot 10^{-6}$	$4.943 \cdot 10^{-8} \pm 1.370 \cdot 10^{-10}$

TABLE 3.5 – Coefficients obtenus pour l'étalonnage en énergie des détecteurs germanium avec un polynôme d'ordre deux.

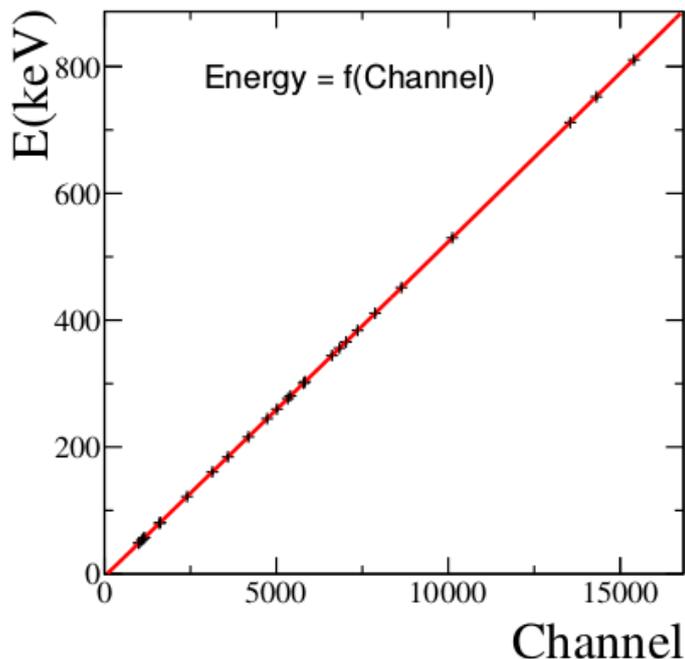


FIGURE 3.7 – Courbe d’étalonnage en énergie du détecteur germanium 2. Les points d’étalonnage ont été obtenus avec les sources radioactives suivantes ^{133}Ba , ^{166m}Ho et ^{152}Eu , dont les raies sont listées dans le tableau 3.4.

de la source d’holmium 166m se justifie par son grand nombre de raies autour de 200 keV, là où l’efficacité intrinsèque possède une forte variation selon l’énergie des photons incidents. Les différents points d’étalonnages autour des 200 keV permettent d’obtenir une mesure plus fiable de l’efficacité de détection des X_K , et ainsi de réduire l’incertitude finale sur la multiplicité des X_K du 124. Les mesures ont été effectuées avec les détecteurs placés d’abord à une distance correspondant à la distance détecteur-cible utilisée lors de la prise de données, c’est-à-dire à 4.4 cm des sources radioactives (positionnées au point cible par un support spécifique), puis à une distance de 12 cm.

Afin d’obtenir les valeurs d’efficacité interpolées entre les points mesurés, des simulations ont été réalisées avec les codes MCNPX [MCNPX, 2002] et GÉANT 4 [GÉANT 4]. Le code MCNPX est un code de calcul Monte-Carlo développé par le laboratoire Los Alamos aux États-Unis. Il permet de simuler le transport de radiations et de particules de toutes énergies, ainsi que les interactions rayonnement-matière. Le code GÉANT 4 a été développé au CERN et permet de simuler des collisions entre particules ainsi que leurs interactions avec la matière des détecteurs, également par des méthodes de calcul Monte-Carlo. Dans ces codes de simulation, la géométrie détaillée des détecteurs à l’intérieur des cryostats a été ajustée pour chaque détecteur en partant des données fournies par le constructeur.

Tout d’abord on vérifie qu’un bon accord est obtenu entre les mesures et les simulations. La figure 3.8 montre la comparaison des mesures d’efficacité du détecteur germanium 2 avec les simulations MCNPX réalisées pour une source ponctuelle placée à une distance de 4.4 cm. Des figures similaires sont obtenues pour les simulations GÉANT 4 et pour chaque détecteur germanium. L’accord est très bon, notamment pour des énergies supérieures à 150 keV. Cependant un léger écart apparaît pour les basses énergies : 2% au maximum de la courbe d’efficacité,

c'est-à-dire à 80 keV. Pour une source placée à 12 cm, on obtient les mêmes résultats. Pour tenter d'expliquer les écarts observés, nous avons donc réalisé des simulations en faisant varier les épaisseurs des absorbeurs en titane et la position des sources.

On observe alors qu'une variation de 20% sur l'épaisseur des absorbeurs en titane entraîne un écart d'environ 4% sur l'efficacité à 80 keV. Cependant les épaisseurs des feuilles de titane ont été mesurées par pesée, et les incertitudes ne suffisent pas à justifier les écarts d'efficacité observés. Par ailleurs, un décalage de 1 mm sur la position de la source suffit à modifier l'efficacité de quelques pourcents à 80 keV, comme on peut le voir avec les simulations GÉANT 4 visibles sur la figure 3.9. Un tel décalage est compatible avec l'incertitude sur la position exacte du dépôt radioactif dans l'épaisseur de la source, difficile à mesurer.

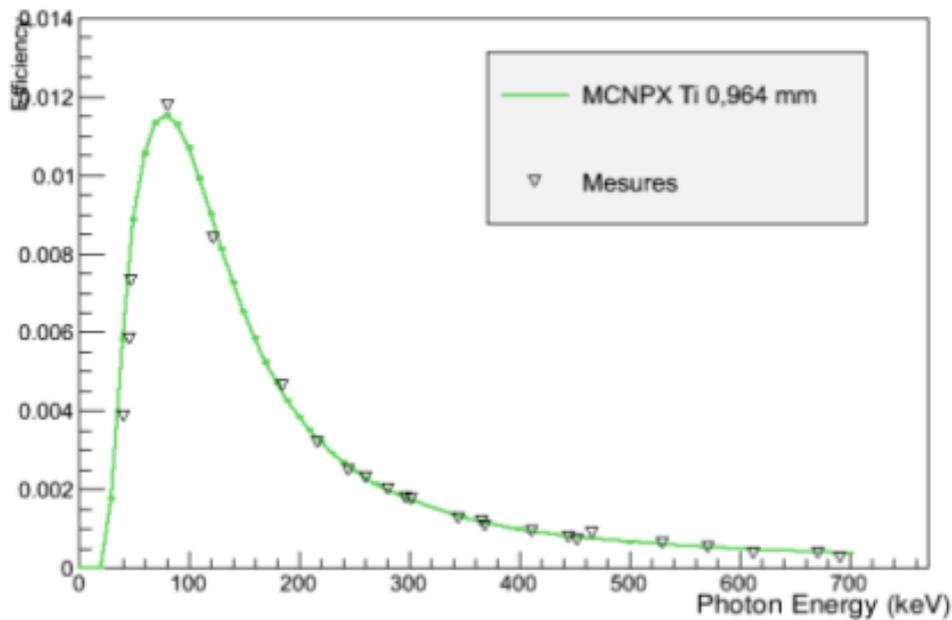


FIGURE 3.8 – Courbe d'efficacité du germanium 2 : comparaison des mesures (triangle) aux simulations (courbe verte) faites avec MNCPX, pour une source ponctuelle placée à 4.4 cm du détecteur.

3.2. Détection des transitions X_K : détecteurs Germanium

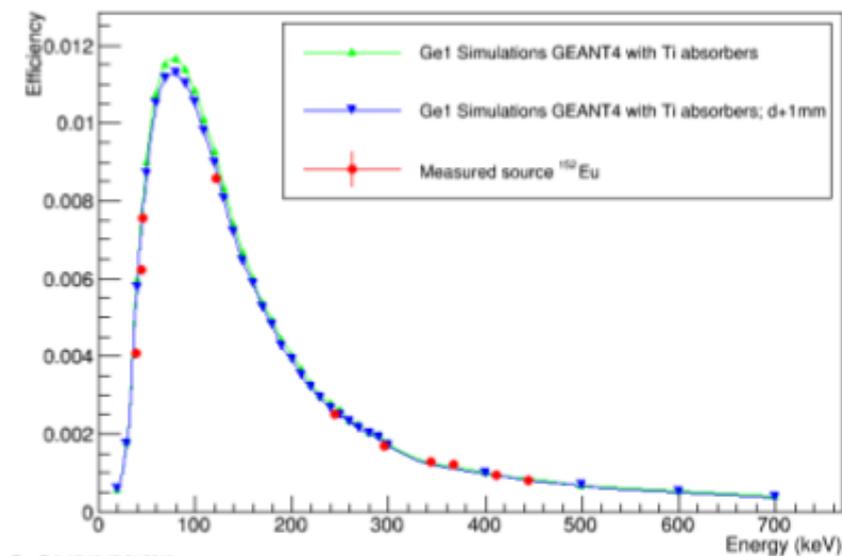


FIGURE 3.9 – Courbe d'efficacité du germanium 1 simulée avec GÉANT 4 pour une distance source-détecteur variable.

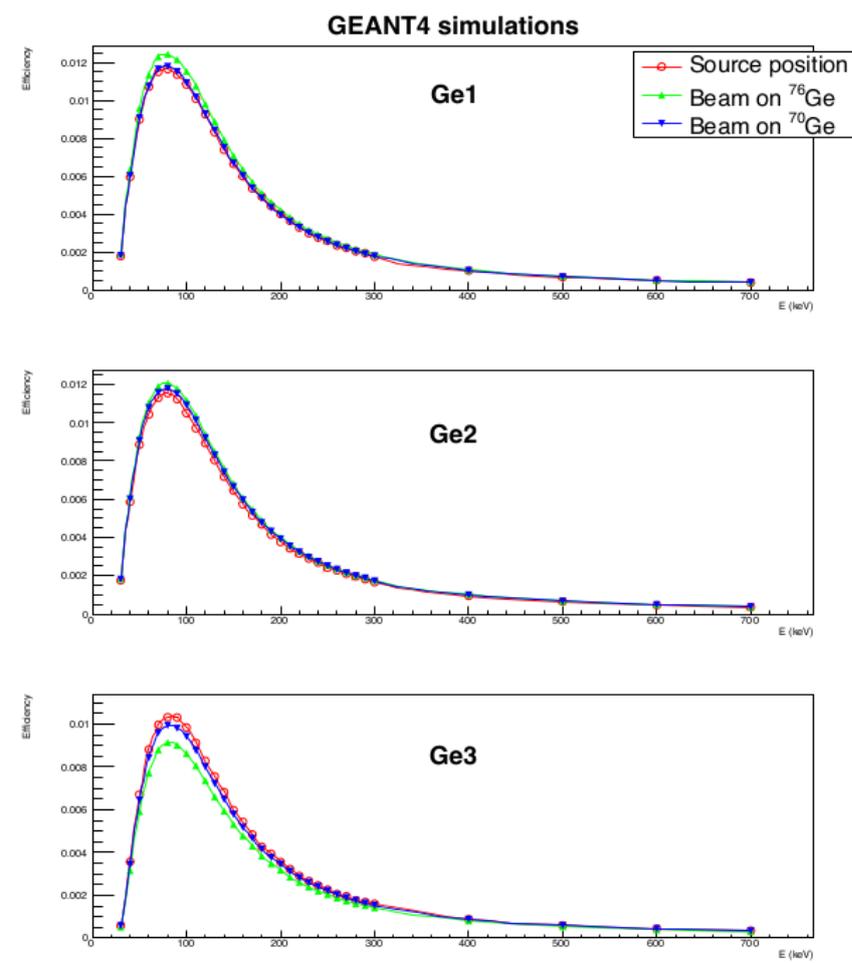


FIGURE 3.10 – Courbes d'efficacités pour chaque détecteur, simulées avec GÉANT 4 pour trois différentes configurations de source.

Chapitre 3. Dispositif expérimental dédié à l'étude des temps de fission du Z=124

Par ailleurs, l'état des cibles à la fin de l'expérience nous amène à penser que le point d'impact faisceau n'était pas tout à fait centré dans nos conditions expérimentales, comme on peut le voir sur la figure 3.11. À partir de ces observations, des simulations ont été réalisées en prenant cette fois une source étendue et décalée, pour estimer l'influence de la position du faisceau sur l'efficacité. Des sources de 1 mm de diamètre, et décalées de 1 mm en X et 1 mm en Y (configuration type ^{70}Ge) ou décalées de 2 mm en X et 4 mm en Y (configuration type ^{76}Ge) ont donc été utilisées, comme on peut le voir sur la figure 3.12, pour simuler la position réelle du point d'impact faisceau.

Les courbes d'efficacité correspondant aux trois différentes situations : source ponctuelle au point centre, source étendue et peu décalée (configuration type ^{70}Ge), source étendue et beaucoup décalée (configuration type ^{76}Ge) sont visibles sur la figure 3.10. Pour des photons dont l'énergie est inférieure à 150 keV, on observe des différences significatives sur les trois détecteurs. Pour calculer la probabilité d'ionisation, qui nécessite de connaître le nombre de X_K caractéristiques de l'uranium diffusé élastiquement, il faudra donc utiliser les valeurs d'efficacité simulées en source étendue et décalée. Pour les photons à plus haute énergie, les différences entre les différentes configurations ne sont significatives que sur le détecteur 3, dont la seule différence réside dans l'épaisseur des absorbeurs. Ainsi pour calculer la multiplicité des X_K émis par le noyau composé à Z=124, l'utilisation de ces valeurs d'efficacité n'est justifiée que pour le détecteur 3.

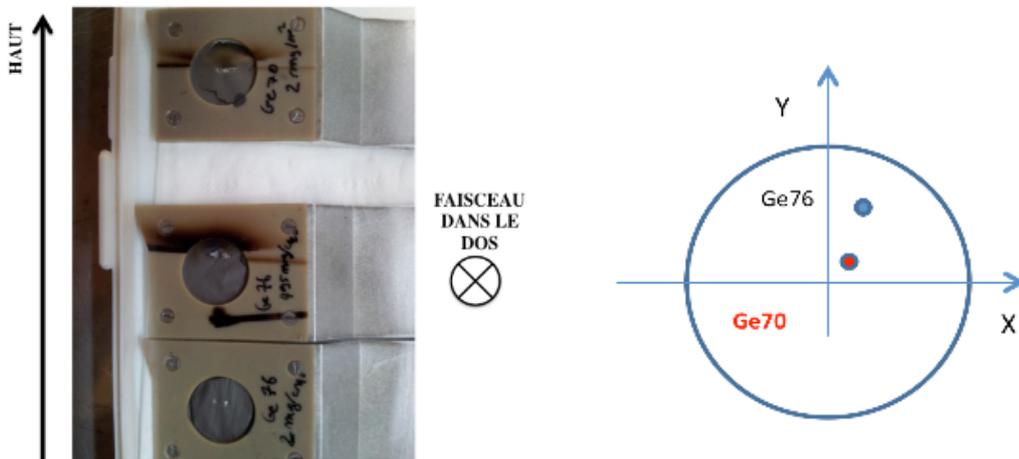


FIGURE 3.11 – Photo des cibles à la fin de l'expérience

FIGURE 3.12 – Position des sources utilisées pour simuler la position de l'impact faisceau sur les cibles de ^{76}Ge et ^{70}Ge .

3.2.5 Montage électronique

Une tension de -2kV est appliquée pour polariser les détecteurs germanium. Les signaux de sortie en énergie sont d'abord amplifiés par un préamplificateur de charge et ensuite mis en forme par des amplificateurs de spectroscopie CANBERRA 2024 ou ORTEC 671 selon le détecteur. Les signaux en sortie de l'amplificateur sont ensuite enregistrés via des codeurs (ADC). La sortie rapide des détecteurs est utilisée pour le marquage en temps des différents événements (germanium seul ou coïncidences avec les autres détecteurs), et est traitée via un discriminateur à fraction constante. Son signal de sortie est ensuite envoyée sur le module GMT de déclenchement de l'acquisition (voir 3.5) selon plusieurs voies : une pour marquer la coïncidence avec les fragments de fission, une pour marquer la coïncidence avec les particules légères chargées, une pour marquer le déclenchement seul du germanium, et une autre pour faire le « STOP » d'un module convertisseur amplitude-temps (TDC). Le montage électronique concernant les détecteurs germanium est donné en figure 3.13. Tous les détails concernant la logique d'acquisition globale seront expliqués dans une partie dédiée (section 3.5).

Les forts taux de coïncidences fortuites induits par les grands taux de comptages lors de l'expérience précédente nous ont amenés à mettre en place un numériseur en parallèle à la sortie des préamplificateurs de charge afin de pouvoir faire une analyse de la forme des impulsions. Le signal est alors mis en forme hors ligne par des algorithmes de filtrage pour récupérer un spectre d'énergie. Cependant compte tenu du temps nécessaire à l'acquisition des données numérisées, cette analyse n'a pu être conduite que sur une fraction des événements. La statistique disponible réduite et le taux de coïncidences fortuites relativement faible rencontré lors de cette expérience n'ont pas justifié de présenter ces analyses dans ce travail de thèse.

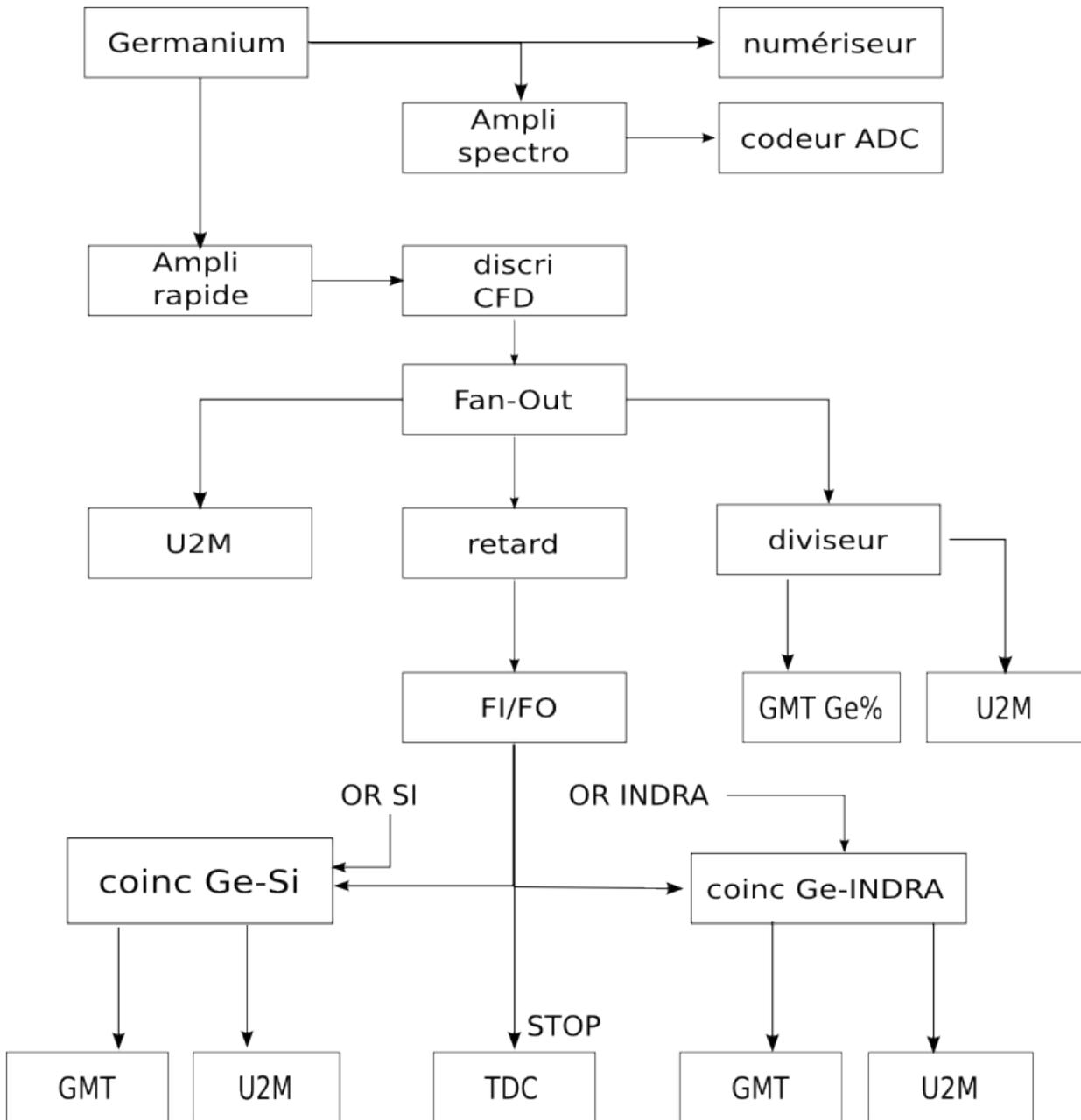


FIGURE 3.13 – Montage électronique des détecteurs germanium.

3.3 Détection des fragments lourds : télescopes CHIO-Si

La détection et l'identification en Z et en énergie des fragments de fission, permettant de sélectionner les réactions de capture, sont assurées par 5 télescopes. Ils possèdent une très grande couverture spatiale, et sont capables d'arrêter les ions lourds sur une grande gamme en énergie tout en laissant passer les particules légères (protons et α).

Chaque télescope est composée d'une chambre d'ionisation (dite « ChIo ») à isobutane basse pression et champ transverse, suivie d'un détecteur silicium double face à pistes. Les télescopes sont situés de part et d'autre du faisceau afin d'assurer la détection en coïncidence des deux fragments de fission du noyau composé. Les détecteurs couvrent dans le plan horizontal, les angles θ allant de 14.4 à 60° d'un côté du faisceau, et allant de 14.4 à 42.9° de l'autre côté, comme on peut le voir sur la figure 3.14. L'angle d'effleurement du projectile étant à environ 18°, les télescopes centraux (3 et 4) peuvent être soumis à de fortes intensités d'ions lourds énergétiques diffusés élastiquement. Ainsi pour éviter l'endommagement des détecteurs, des volets métalliques, rétractables à l'aide d'un moteur, ont été installés devant ces télescopes. De même, les anodes des chambres d'ionisation correspondantes sont segmentées. Les cinq télescopes sont rassemblés sur deux enceintes, d'une part pour réduire au maximum les zones mortes et ainsi couvrir la plus grande gamme angulaire possible, et d'autre part pour faciliter la circulation du gaz qui est commune pour les chambres d'ionisation d'une même enceinte. Dans cette section, nous allons commencer par décrire brièvement le principe permettant l'identification en Z des produits de réaction chargés avant de décrire les détails techniques des détecteurs.

La perte d'énergie d'un ion lourd, interagissant avec les électrons atomiques d'un matériau, le long de sa trajectoire est donnée par la formule de Bethe-Bloch [Knoll, 2010]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} B \quad (3.3)$$

où Z et v représentent la charge et la vitesse de l'ion incident, et m_e la masse de l'électron. La grandeur B dépend de la vitesse v^2 et des paramètres du milieu traversé tels que le potentiel d'ionisation, la densité et le numéro atomique. Cette grandeur varie peu avec l'énergie initiale de l'ion incident et on déduit ainsi la dépendance au premier ordre de la perte d'énergie ΔE de l'ion incident : $\Delta E_{ion} \propto Z_{ion}^2 A_{ion} / E_{ion}$. Les mesures de la perte d'énergie d'un fragment de fission dans la chambre d'ionisation et de son énergie résiduelle dans le silicium permettent donc de retrouver la charge atomique Z du fragment, via la matrice de corrélation $\Delta E_{ChIo} - E_{Si}$, pour une masse A donnée.

3.3.1 Chambre d'ionisation (CHIO)

3.3.1.1 Principe de fonctionnement

Le passage d'un ion incident à travers la zone active de la chambre d'ionisation, va ioniser les atomes du gaz. Le nombre d'électrons ainsi libérés est donné par le rapport entre la perte d'énergie de l'ion incident dans le gaz et l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-ion. Cette énergie moyenne de création de paire dépend de la nature du gaz, et doit être faible pour obtenir une haute résolution et une haute efficacité. Pour éviter la recombinaison des paires électron-ion, un champ électrostatique est appliqué, ce qui entraîne la migration des charges vers les électrodes. Le champ électrique réduit E/P est assez élevé pour éviter la recombinaison, et les électrons créés

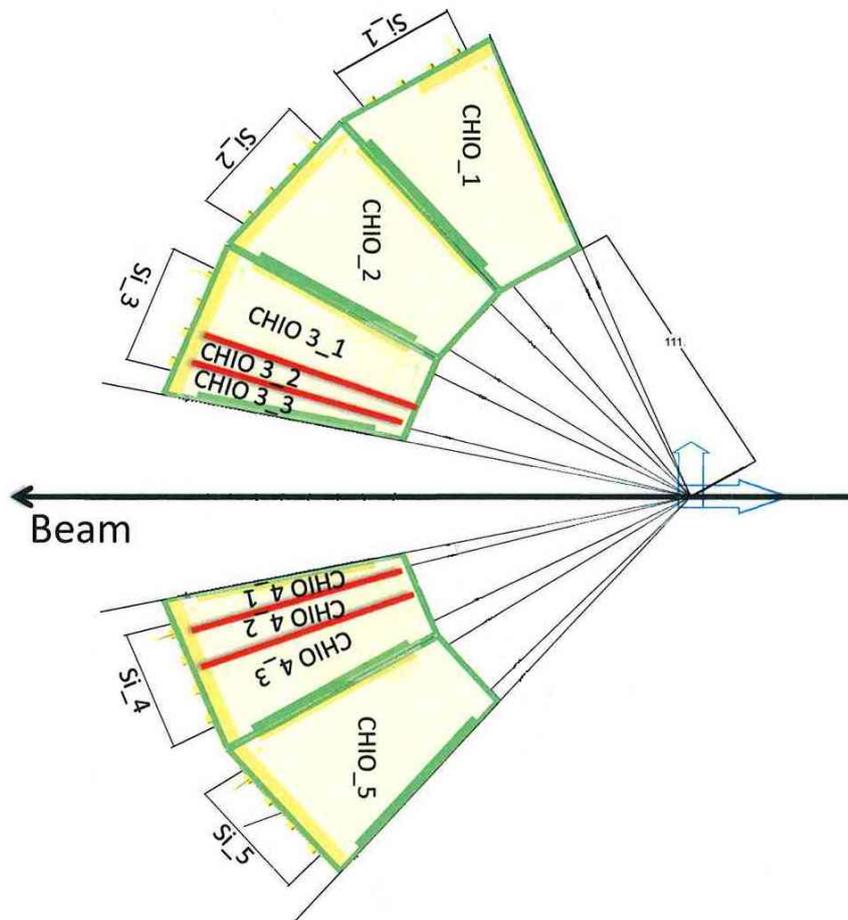


FIGURE 3.14 – Angles couverts par les télescopes dans le plan horizontal. Vue du dessus.

sont tous collectés, sans être amplifiés par des processus d'avalanche électronique ou d'ionisations secondaires, qui apparaissent dans les régimes de champ plus élevé. C'est le « régime de dérive ».

3.3.1.2 Dispositif utilisé

Les chambres d'ionisations utilisées lors de cette expérience ont été construites au GANIL par Charles Spitaels et Georges Frémont. La partie active d'une chambre mesure 50 mm de long et est entourée de deux zones mortes, faisant chacune 10 mm de long. Les chambres sont fermées par des fenêtres de Mylar[®] dont l'épaisseur est suffisamment faible pour laisser passer les ions lourds qui doivent atteindre les détecteurs silicium afin d'être identifiés en Z. Ces fenêtres d'entrée et de sortie ont des surfaces respectives de $25 \times 25 \text{ mm}^2$ et $50 \times 50 \text{ mm}^2$, et une épaisseur de $1.5 \mu\text{m}$. La zone active est séparée des zones mortes par des feuilles internes de Mylar dont l'épaisseur est de $0.9 \mu\text{m}$. Les différentes zones et leurs dimensions sont résumées sur la figure 3.15.

Un potentiel de 65 V est appliqué à l'anode et de -165 V à la cathode, qui sont espacées de 6 cm. Une grille de Frish, placée entre les électrodes à 1 cm de l'anode et portée à la masse, permet d'éviter la montée d'un signal induit par les ions positifs et d'obtenir une forme d'impulsion

3.3. Détection des fragments lourds : télescopes CHIO-Si

indépendante de la position verticale de passage de la particule ionisante. Des bandes conductrices d'aluminium ont été évaporées sur les feuilles internes de Mylar afin d'obtenir le champ électrique le plus uniforme possible aux extrémités. Des bandes conductrices horizontales sont également déposées dans les circuits imprimés composant les parois afin de rétablir le champ transverse dans ces zones. Malgré toutes ces précautions, le champ n'est pas parfaitement uniforme aux extrémités et les électrons ne sont donc pas collectés sur le premier et le dernier centimètre de l'anode.

Aux plus petits angles couverts par les chambres d'ionisations (14.4° à 25.3° pour les télescopes 3 et 4 impliquant des angles situés à l'intérieur de l'angle d'effleurement du projectile), les sections efficaces de diffusion élastique et inélastique sont relativement fortes et peuvent ainsi entraîner un fort taux d'empilements. Pour minimiser ce phénomène, les anodes des chambres centrales (numérotées 3 et 4 sur la figure 3.14) sont divisées en trois sections. Pour compenser les effets de partage entre les trois secteurs, la perte d'énergie d'un fragment traversant une chambre sectorisée est ensuite récupérée en sommant les signaux issus de chaque secteur.

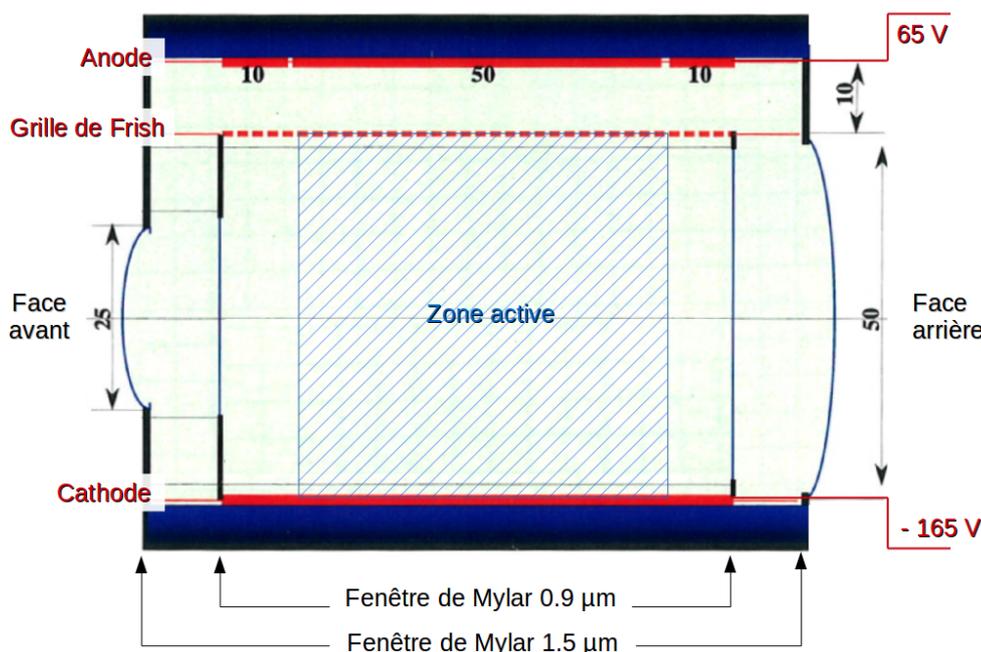


FIGURE 3.15 – Structure schématique d'une chambre d'ionisation. La zone active (hachurée) est séparée des zones mortes par des feuilles internes de Mylar de $0.9\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les feuilles de Mylar d'entrée et de sortie ont une épaisseur de $1.5\ \mu\text{m}$. Pour éviter les distorsions de champ aux extrémités, les charges ne sont pas collectées sur le premier et de le dernier centimètre de l'anode. Pour une pression de 15 mbar, un potentiel de 65V est appliqué à l'anode et de -165 V à la cathode. La grille de Frish est portée à la masse.

3.3.1.3 Optimisation des conditions de champ et choix du gaz

A l'issue de tests menés au tandem d'Orsay sur les prototypes des CHIO de la E651, nous avons choisi de travailler en isobutane (C_4H_{10}), à un champ réduit de 3 V/cm/Torr sur la zone active et de 6 V/cm/Torr entre la grille de Frish et l'anode. En effet, ces tests indiquaient que l'isobutane était le meilleur choix de gaz, par rapport au CF_4 et au C_3F_8 , et permettait notamment

d'avoir la meilleure résolution en énergie et la plus faible dépendance du signal en fonction de la position verticale. Malgré les précautions prises pour reproduire durant l'expérience les conditions optimales de fonctionnement obtenues lors des tests, un effet très important de l'atténuation du signal en fonction de la position verticale a été observé. La figure 3.16 montre la dépendance de l'amplitude du signal avec la distance à l'anode pour les cinq chambres d'ionisation, pour les réactions de diffusion élastique $^{238}\text{U}+\text{Au}$. La dépendance est linéaire et on observe une variation d'environ 10-12% entre les pistes les plus extrêmes sauf pour la chambre 1, pour laquelle la variation est plus importante. La circulation du gaz dans ce bloc de trois chambres ne permettait peut-être pas un renouvellement suffisant du gaz dans la première chambre. Par contre, les données de la chambre 1, présentées sur la figure 3.16, montrent que la réduction du signal, en fonction de la position, est indépendante du numéro atomique, et indiquent une amplitude de l'effet un peu plus importante. Pour corriger les défauts de collection, des coefficients multiplicatifs ont été extraits des courbes de la figure 3.16, pour chaque position verticale, et sont ensuite appliqués sur la perte d'énergie et ce, indépendamment de l'ion détecté. La figure 3.17 montre le résultat des corrections en prenant l'exemple des réactions de diffusion élastique de l'uranium 238 sur la cible d'or. Typiquement la résolution ainsi obtenue n'est que de l'ordre de 2.5% pour les CHIO non sectorisées et de l'ordre de 3% pour les CHIO sectorisées. Lors des tests les résolutions mesurées en isobutane pour des ions d'iode à 200 MeV étaient de 1.5%. Ces données expérimentales montrent sans ambiguïté que nous n'avons pas pu reproduire lors de la E651, les conditions obtenues pendant les tests auprès d'ALTO, bien que nous nous soyons placés dans les mêmes conditions de champ réduit et que nous ayons pris soin d'utiliser le même gaz (mais pas la même bouteille) chez le même fournisseur, avec les mêmes puretés extrêmes. Par ailleurs, la pression optimale initialement choisie, de 25 mbar a due être réduite à 15 mbar en raison de la porosité des feuilles de Mylar utilisées, ce qui a certainement également contribué à dégrader la résolution.

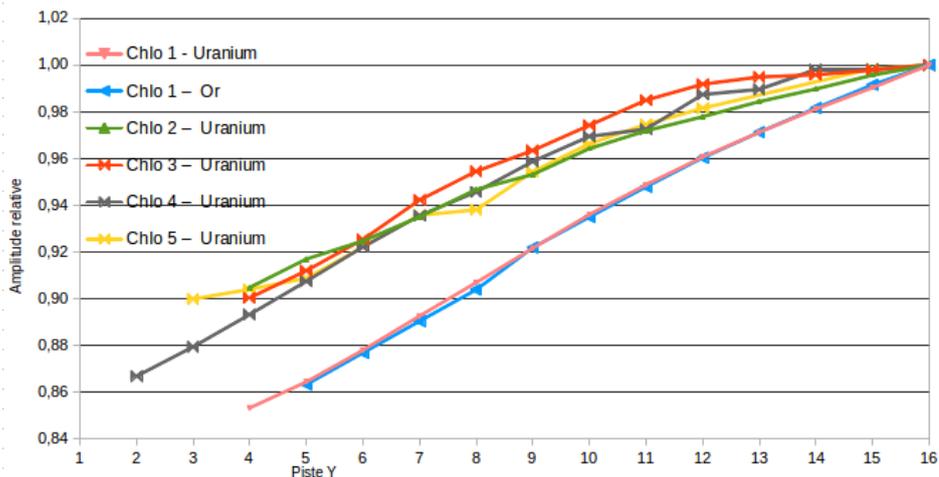


FIGURE 3.16 – Amplitude relative de la réponse des chambres d'ionisation en fonction de la distance à la grille de Frisch (numéro de la piste Y). La piste 16 est la plus proche de la grille de Frisch, et la piste 1 est la plus éloignée. L'amplitude relative est prise par rapport à la réponse pour un ion détecté en piste 16.

3.3. Détection des fragments lourds : télescopes CHIO-Si

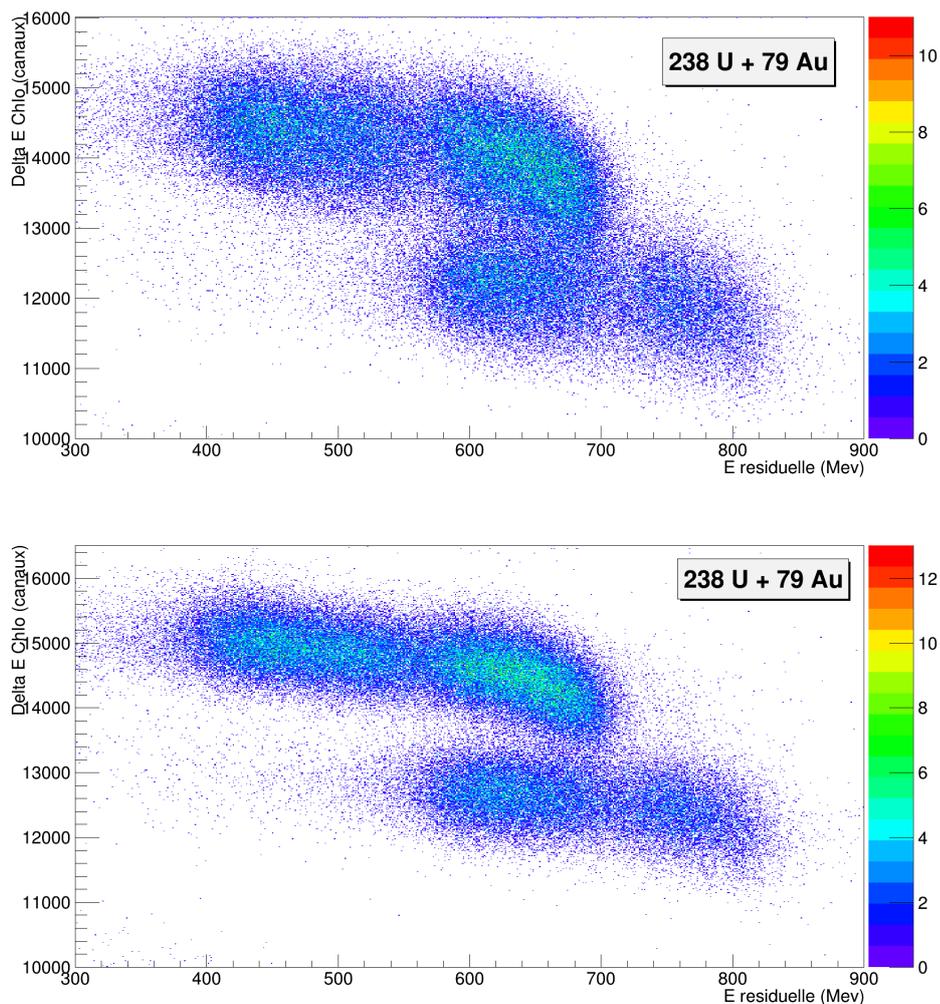


FIGURE 3.17 – Spectre $\Delta E_{CHIO-E_{SI}}$ du télescope 2 intégré sur toute la couverture angulaire du télescope, avec (figure du bas) et sans (figure du haut) correction de la perte d'énergie en fonction de la position verticale de l'ion détecté. Les deux composantes visibles pour chaque ion sont dues à une piste silicium manquante, introduisant ainsi un « trou » dans les distributions.

3.3.2 Détecteurs Silicium

Un détecteur silicium double face à pistes est positionné derrière chaque chambre d'ionisation de manière à couvrir tout l'angle solide couvert par les chambres d'ionisation. La position (θ, φ) des ions arrêtés dans le silicium est mesurée grâce à la configuration en pistes du détecteur : 16 pistes verticales en X et 16 pistes horizontales en Y, couvrant chacune un angle d'environ 0.8° . Les pistes X situées sur la face avant des détecteurs, au plus près des chambres d'ionisation, étaient à la masse tandis que les tensions de polarisation étant amenées sur la face arrière avec les pistes Y. La surface d'un détecteur est de $50 \times 50 \text{ mm}^2$. L'épaisseur des détecteurs silicium (environ $300 \mu\text{m}$) est suffisamment élevée pour stopper dans nos conditions cinématiques les ions lourds. En effet, les ions d'uranium susceptibles d'être détectés dans les silicium possèdent une énergie cinétique pouvant aller de 300 à 1400 MeV, ce qui correspond à un parcours maximal de $70 \mu\text{m}$. Pour des ions de germanium, à des énergies légèrement inférieures, ce parcours maximal est de $150 \mu\text{m}$. Seuls les ions plus légers, tels que le carbone traversent les silicium, pour une énergie supérieure à 140 MeV. Pour les particules légères chargées (cf sec 3.4), l'épaisseur des silicium est suffisamment faible pour laisser passer des particules α d'énergie supérieure à 25 MeV et des protons d'énergie supérieure à 11 MeV. Les épaisseurs des 5 détecteurs silicium sont listées dans le tableau 3.6, ainsi que les angles moyen θ des pistes X les plus extrêmes.

Silicium	1	2	3	4	5
Épaisseur (μm)	291	296	310	302	305
Couverture angulaire ($^\circ$)	49.5 \rightarrow 60.9	31.9 \rightarrow 43.1	14.4 \rightarrow 25.3	-14.4 \rightarrow -25.5	-31.8 \rightarrow -42.9

TABLE 3.6 – Épaisseurs et angles des détecteurs silicium

De manière générale, les pistes placées aux extrémités des silicium sont partiellement masquées par les supports des chambres d'ionisation. De plus, durant la prise de données, certaines pistes n'ont pas fonctionné correctement, voire pas du tout pour certaines. La figure 3.18 montre une carte des pistes sur laquelle sont représentées en bleu les pistes Y fonctionnelles, en vert les pistes X fonctionnelles et en d'autres couleurs les pistes absentes. Sur le détecteur 4, toutes les pistes X numérotées de 4 à 12 sont absentes, car le câble de transfert des signaux des pistes X n'était pas correctement soudé sur le détecteur dans sa partie centrale. Toutes ces pistes n'étaient ainsi pas mises à la masse et malheureusement les tests effectués sous air ne permettaient pas de déceler ce défaut, qui n'apparaissait que sous vide. Du fait du potentiel flottant de ces pistes, les pistes à l'interface (en blancs sur la figure) entre cette zone non active et les pistes fonctionnelles, eurent en conséquence un comportement étrange.

3.3. Détection des fragments lourds : télescopes CHIO-Si

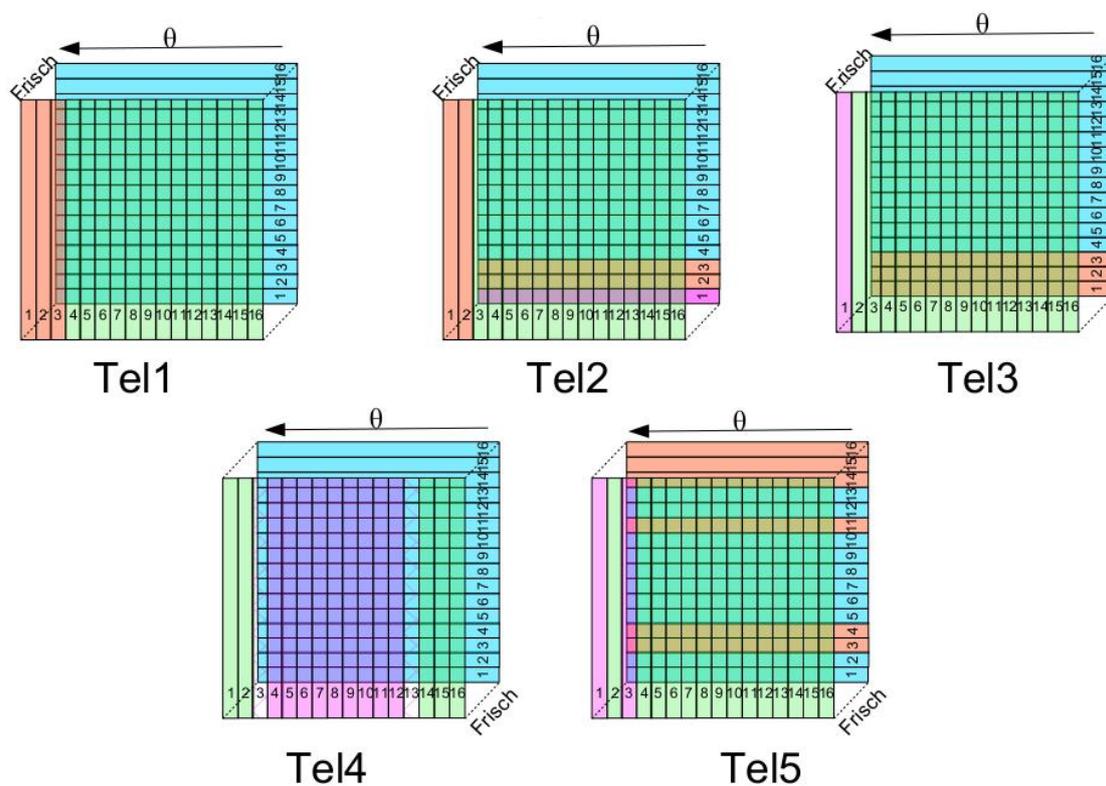


FIGURE 3.18 – Schéma des pistes fonctionnelles sur les 5 détecteurs silicium. Les pistes fonctionnelles sont en bleu (Y) ou vert (X), et les autres couleurs correspondent à des pistes absentes.

3.3.3 Montage électronique des télescopes

Pour déterminer si un des télescopes a été touché, ce sont les pistes X des détecteurs silicium qui sont utilisées, sauf pour le télescope 4, pour lequel ce sont les signaux des pistes Y qui servent, du fait du peu de pistes X fonctionnelles.

Les 9 signaux provenant des anodes des chambres d'ionisation sont traités par des préamplificateurs de charge fonctionnant sous vide, avant d'être mis en forme par des amplificateurs ORTEC 571/572. Les signaux en sortie des amplificateurs sont ensuite envoyés sur les codeurs ADC 3214 [[Wiki GANIL - Hardware/VXI](#)] afin d'enregistrer la perte d'énergie des ions dans les CHIO.

Les signaux issus de chaque piste silicium X et Y passent par des préamplificateurs de charge avant d'être amplifiés et mis en forme par des modules MESYTEC 16 voies, intégrant les fonctions d'amplificateur et discriminateur. Les sorties analogiques X et Y sont ensuite envoyées sur les codeurs (ADC 3214), afin d'enregistrer les énergies résiduelles des ions lourds. Un signal « OU » est généré pour chaque silicium à partir des 16 signaux issus des discriminateurs de chaque piste des silicium. Les détecteurs avant (3 et 4) étant soumis à des taux de comptage plus intenses, et étant ceux capables de détecter les fragments lourds dans une fission asymétrique du 124, des modules MESYTEC 16 voies à discriminateurs à fraction constante ont été utilisés. Le signal « OU » de chaque silicium est ensuite envoyé après échantillonnage sur le module de déclenchement de l'acquisition (GMT, voir 3.5) et sans échantillonnage sur le « STOP » d'un module convertisseur temps-amplitude (TDC). Un signal « OU » des 5 détecteurs silicium sert ensuite à faire la coïncidence avec les détecteurs germanium, et avec les CsI d'INDRA. Les coïncidences sont envoyées sur le GMT et déclenchent systématiquement l'acquisition. Ce montage permet d'enregistrer tous les événements de coïncidence sans saturer l'acquisition grâce à l'échantillonnage des événements en simple. La partie du montage électronique concernant les détecteurs silicium est schématisé sur la figure 3.19.

3.3. Détection des fragments lourds : télescopes CHIO-Si

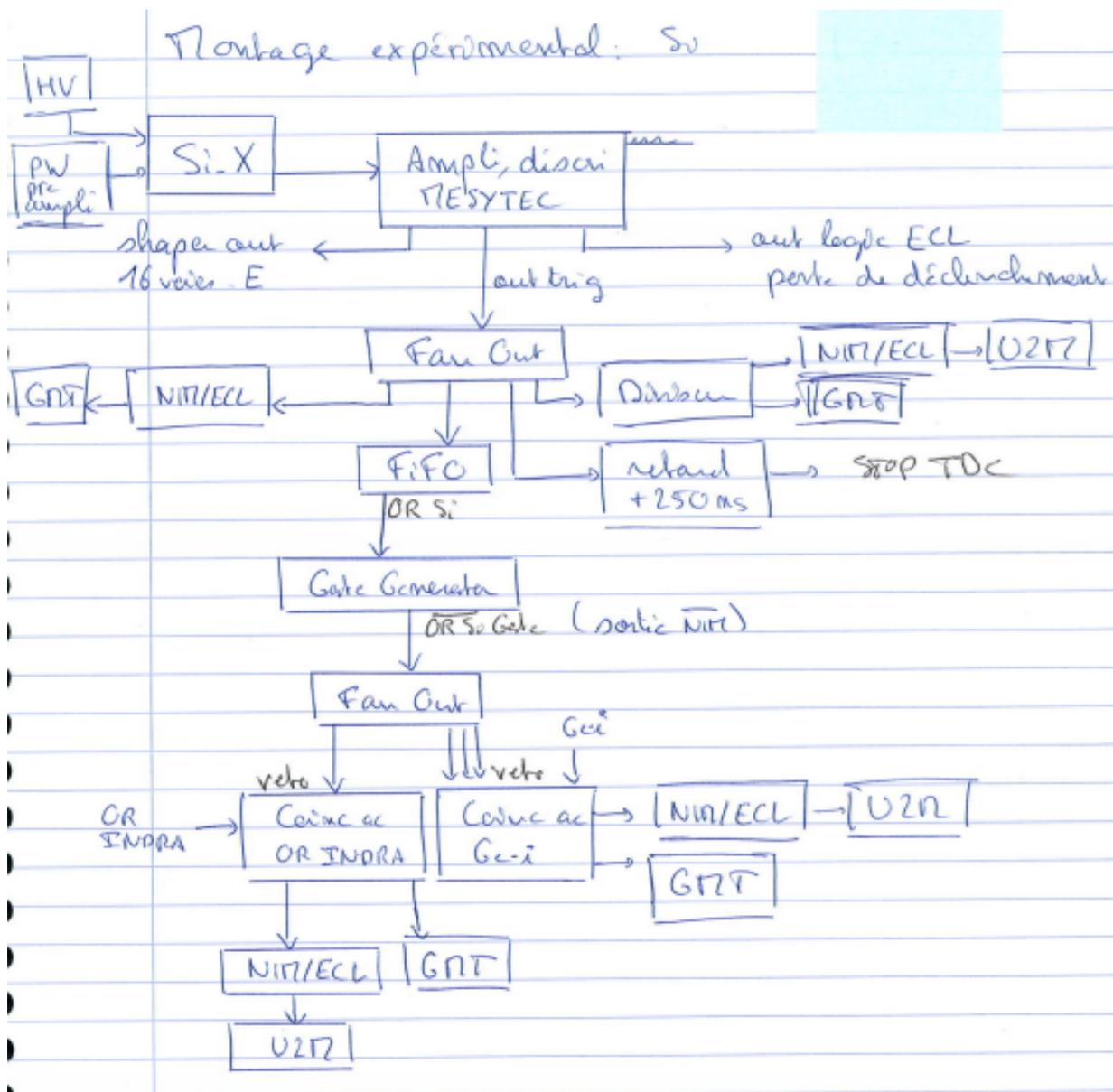


FIGURE 3.19 – Montage électronique des silicium.

3.4 Détection des particules légères chargées (PLC) : CsI d'INDRA

La détection de particules légères chargées (protons et α) permet d'assurer dans l'éventualité d'une composante à long temps de fission observée que celle-ci provient bien d'un système fissionnant composé de 124 protons, et non pas d'un système dont la charge totale serait diminuée par l'évaporation de particules ($Z_{tot} = Z_1 + Z_2 + Z_{PLC} = 124$). La résolution en Z accessible par ce type de télescope pour des ions très lourds ($Z \sim 80$) ne permet pas une identification non-ambiguë du système fissionnant. L'utilisation d'un multi-détecteur de grand angle solide pour la détection des PLC permet d'apporter une contrainte supplémentaire en mesurant la charge émise sous forme de particules et de comparer les résultats obtenus avec et sans condition sur cette charge Z_{PLC} .

Pour estimer l'énergie d'une particule légère chargée évaporée (proton ou α) lors du refroidissement du noyau composé, une simulation a été faite avec l'hypothèse simplificatrice qu'aucun neutron n'est évaporé au préalable. Le noyau composé a été supposé formé par fusion complète de ^{238}U à 6.6 MeV/A sur une cible de ^{70}Ge , avec une énergie d'excitation de 84 MeV, correspondant aux conditions initialement requises lors de la proposition d'expérience. L'énergie cinétique des particules évaporées est ensuite obtenue par tirage aléatoire dans une distribution de Maxwell-Boltzmann, et avec une barrière Coulombienne calculée à 21 MeV pour les protons et 43 MeV pour les α . Les particules évaporées sont alors attendues à des énergies allant de 15 à 45 MeV pour les protons, et de 20 à 110 MeV pour les α (cf figure 3.20), sur une large distribution angulaire portée sur tout l'hémisphère avant. Les scintillateurs CsI(Tl) du multi-détecteur- 4π INDRA, ayant une haute efficacité (intrinsèque et géométrique) de détection des particules légères rapides, ont donc été installés sur toute la partie avant du dispositif expérimental.

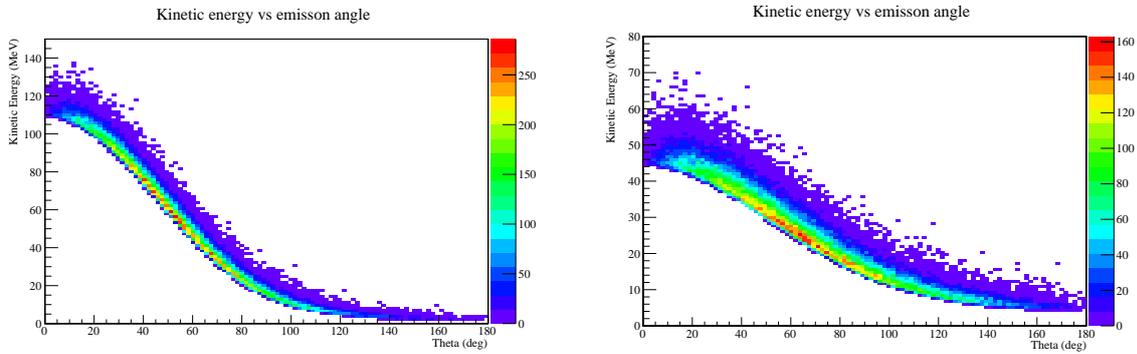


FIGURE 3.20 – Énergie cinétique des particules (gauche : α ; droite : proton) en fonction de l'angle d'émission dans le laboratoire, simulée par un processus d'évaporation statistique.

3.4.1 Multi-détecteur INDRA

INDRA (« Identification de Noyaux et Détections à Résolutions Accrues », [Pouthas *et al.*, 1995]) est un multi-détecteur 4π dédié à la détection de produits de réaction chargés. Une description complète de ce multidétecteur étant disponible dans la littérature [Pouthas *et al.*, 1995] ainsi que dans de nombreuses thèses ([Frankland, 1998],[Ademard, 2011]...), nous nous contenterons ici d'une brève description. Le multi-détecteur INDRA possède initialement un grand nombre de détecteurs (336) ce qui lui permet d'avoir une très grande couverture spatiale (90% de 4π) et lui assure une haute granularité. Il est constitué d'un ensemble de modules organisés en 17 couronnes, à géométrie cylindrique centrée sur l'axe faisceau, et qui sont composées de plusieurs types de détecteurs (scintillateurs, chambres d'ionisations, semi-conducteurs) pour assurer une grande dynamique de détection et d'identification. Sur notre dispositif, sont placées les couronnes 13 à 17 (selon la numérotation INDRA) qui sont normalement composées de chambre d'ionisation, suivies de scintillateurs CsI(Tl) couplés à des photomultiplicateurs. Le couplage ChIo-CsI(Tl) permet d'effectuer une identification en Z des fragments lourds par la mesure ($\Delta E_{ChIo} - E_{CsI}$), et les CsI(Tl) fournissent une identification isotopique des fragments rapides (jusqu'au ^8Be). Puisque dans notre cas, notre objectif est d'assurer la détection des particules légères, seuls les scintillateurs ont été installés.

Le mécanisme de scintillation des scintillateurs inorganiques dépend de la structure en bandes du cristal. L'addition d'impuretés, comme le thallium, se traduit par la création de sites spécifiques dans le réseau, pour lesquels la structure en bande d'énergie est modifiée, avec l'apparition d'états d'énergie dans la bande interdite. Lorsqu'une particule chargée traverse le cristal CsI(Tl), l'énergie absorbée va conduire à des ionisations et des excitations, par la promotion d'électrons dans la bande de conduction. Ces électrons vont ensuite décroître sur les niveaux intermédiaires du dopant Thallium, constituant des centres de luminescence où les électrons ayant migré vers ces sites pourront décroître. Ces transitions s'accompagnent d'un rayonnement dans le visible, bien adapté aux longueurs d'ondes d'absorption du photomultiplicateur. Le spectre de fluorescence associé est caractérisé par deux constantes de temps, dites : « rapide » (0.4-0.7 μs) et « lente » (7 μs). La composante rapide dépend de la particule incidente (charge, masse atomique, et énergie incidente) notamment de sa densité d'ionisation tandis que la composante lente est liée au temps de désexcitation et dépend uniquement du cristal. Le poids relatif des deux composantes dépend de la nature de la particule incidente. Une analyse en forme des signaux issus du photomultiplicateur intégrés sur les deux différentes constantes de temps permet ainsi l'identification isotopique des particules chargées jusqu'à $Z=4$.

3.4.2 Dispositif utilisé

Les couronnes 13 à 17 possèdent initialement 72 modules CsI(Tl) et assurent une large couverture angulaire allant des angles $\theta = 4.3^\circ$ à $\theta = 88.3^\circ$. Ces scintillateurs CsI(Tl) constituant normalement le dernier étage du multi-détecteur INDRA, leur longueur est suffisamment élevée (50-60 mm) pour arrêter des protons de 130 MeV et des alphas de 350 MeV, bien supérieures aux énergies attendues des particules légères. Les positions angulaires et les longueurs des modules des différentes couronnes sont listées dans le tableau 3.7. Pour optimiser la collection de lumière, les scintillateurs CsI sont collés optiquement aux photomultiplicateurs par la face arrière. De plus ils sont entourés de teflon et de Mylar aluminisé pour éviter toute transmission entre les détecteurs voisins. Les tubes photomultiplicateurs sont également placés dans des cylindres métalliques reliés à la masse, pour éviter toute interférence électromagnétique.

Chapitre 3. Dispositif expérimental dédié à l'étude des temps de fission du Z=124

Les CsI des couronnes centrales (16 et 17) sont soumis à des flux intenses d'ions lourds très énergétiques, du fait de leur position à petit angle, largement à l'intérieur de l'angle d'effleurement. Ces modules ont donc été protégés par une feuille d'aluminium de 100 μm d'épaisseur, tandis que les modules des autres couronnes sont simplement recouverts d'une feuille d'aluminium de 20 μm .

Couronne	Nombre modules	θ min ($^\circ$)	θ max ($^\circ$)	$\Delta\varphi$ ($^\circ$)	φ_0 ($^\circ$)	longueur détecteur
13	24	70.35	88.28	14.64	30.00	60 mm
14	16	53.97	69.56	22.08	33.75	50 mm
15	16	38.31	53.88	21.98	33.75	50 mm
16	8	22.92	37.5	43.65	45	50 mm
17	8	4.3	22.83	39.99	45	50 mm

TABLE 3.7 – Caractéristiques géométriques d'Indra : $\Delta\varphi$ correspond à la couverture angulaire moyenne d'un module CsI et φ_0 est l'angle moyen du premier module dans chaque couronne. Le nombre de modules correspond à la configuration initiale.

Par ailleurs, nous avons également utilisé les modules CsI situés à des angles inférieurs à l'angle d'effleurement du projectile, pour détecter les noyaux projectiles diffusés élastiquement, en vue d'obtenir la probabilité P_K de création des lacunes chez le noyau composé. On pourrait également obtenir cette probabilité P_K , en détectant simplement les noyaux cibles diffusés élastiquement dans les télescopes. Dans ce cas là, on risque cependant de sous-estimer la probabilité P_K , puisque rien ne garantit que le noyau d'uranium partenaire n'a pas fissionné avant que les lacunes soient comblées. Afin de détecter les noyaux projectiles diffusés élastiquement avec des taux de comptages suffisamment faibles pour ne pas endommager les détecteurs, des trous ont été effectués sur les feuilles d'aluminium recouvrant les modules situés sous l'angle d'effleurement. Des trous de 1 mm de diamètre ont donc été réalisés à 5° , sur les feuilles recouvrant les modules 17_1 et 17_8, ainsi que des trous de 6 mm de diamètre à 10° , sur les feuilles recouvrant les modules 17_4 et 17_5, couvrant ainsi des angles solides différents. Les tailles des trous ont été choisies de manière à avoir des taux de comptages équivalents dans chacun de ces quatre modules.

L'installation des couronnes 13 à 17 d'INDRA dans notre chambre à réaction a nécessité le retrait et le recul de certains de leur modules, notamment pour laisser passer les supports des chambres d'ionisation. La liste des modules reculés ou absents par rapport à la configuration initiale est donnée dans le tableau 3.8. Nous allons donc maintenant vérifier que l'efficacité géométrique de détection est toujours élevée malgré ces ajustements.

Couronne	Modules absents	Modules reculés
13	10 à 15	4 à 21
14	5	3 à 14
15		3 à 14
16		2 à 7
17		2 à 7

TABLE 3.8 – Liste des modules absents et reculés pour la mise en place d'INDRA dans le système de détection FluoX.

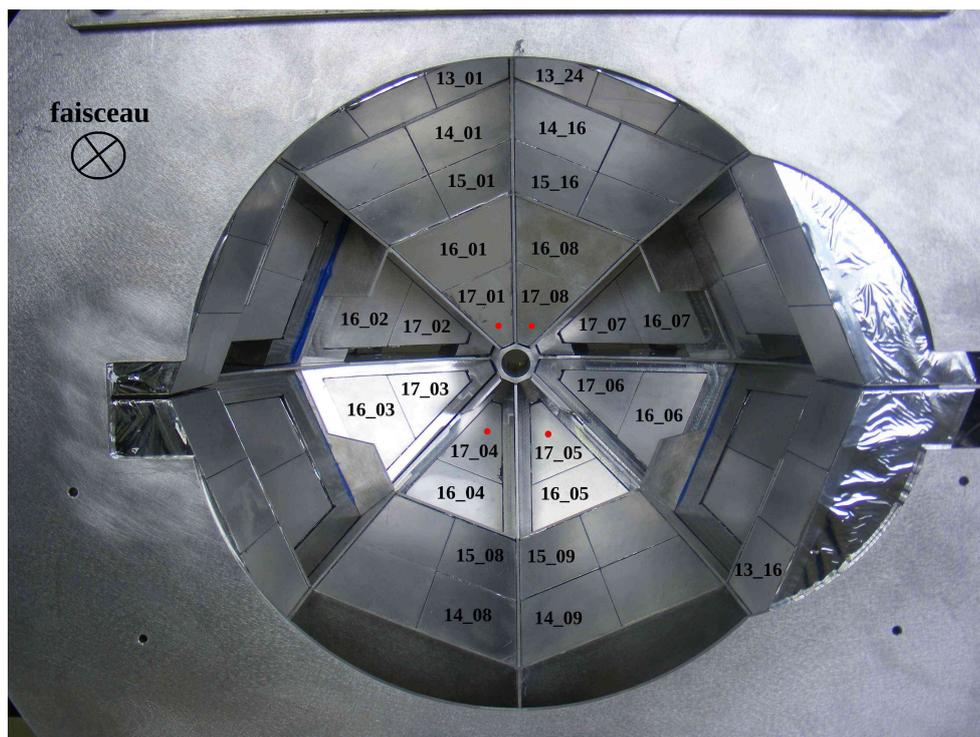


FIGURE 3.21 – Les couronnes 13 à 17 d'INDRA, pas encore recouvertes d'aluminium. En rouge : les emplacements des trous pour le calcul des P_K . Les modules proches du plan horizontal sont reculés pour installer le support des chambres d'ionisation.

3.4.3 Efficacité géométrique

L'efficacité géométrique de détection des particules chargées a été calculée en simulant l'évaporation de protons et de particules alpha lors du refroidissement du noyau composé. Les hypothèses utilisées pour calculer l'énergie cinétique, et l'angle d'émission des particules évaporées ont déjà été décrites au début de ce chapitre. La figure 3.22 montre la projection, sur le plan de la cible, de la couverture angulaire des CsI dans leur configuration actuelle, pour une population simulée de 100 000 particules alpha évaporées. Les zones blanches représentent les zones masquées par les chambres d'ionisation ainsi que les angles solides non couverts par les CsI du fait de leur position reculée. On déduit ensuite la distribution angulaire par unité d'angle solide des particules évaporées, en sortie de cible et touchant un CsI, sur la figure 3.23. La perte d'énergie des particules chargées dans les différentes épaisseurs à traverser avant de pouvoir toucher un CsI n'est pas considérée ici. Les creux visibles entre 55° et 70° dans la distribution angulaire sont dûs à la position reculée des modules 3 à 14 de la couronne 14. En supposant une efficacité intrinsèque de 100% (l'effet de coupure, lié aux différentes épaisseurs traversées, est négligé car il est faible aux énergies considérées). Une simulation identique est réalisée pour les protons : on obtient ainsi une efficacité géométrique de 55% pour les particules alpha, et de 46% pour les protons.

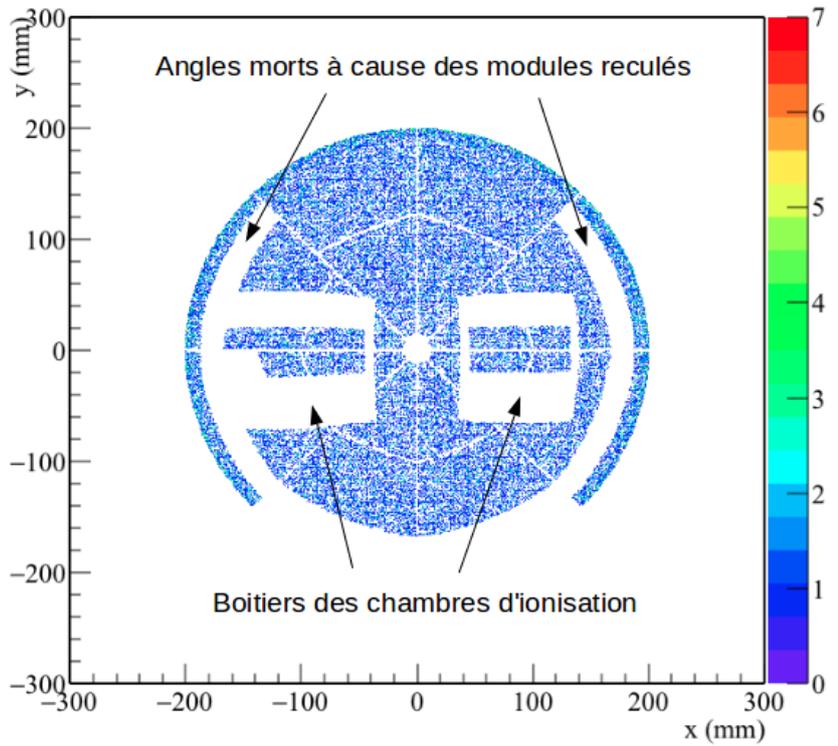


FIGURE 3.22 – Simulation de l'impact des particules (alphas) sur les détecteurs CsI avec l'ombre portée par les Chios. Les zones blanches représentent les zones masquées par les chambres d'ionisation et les angles solides non couverts par les CsI. Le cercle blanc du centre correspond au passage du faisceau.

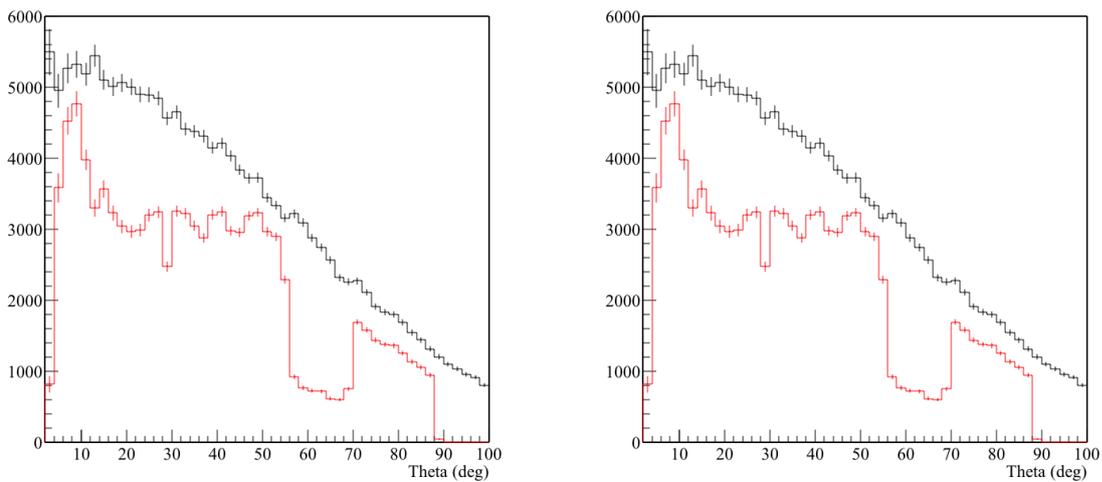


FIGURE 3.23 – Simulation des distributions angulaires, par unité d'angle solide, des particules alphas (gauche) et protons (droite) en sortie de cible (courbes noires) et touchant un CsI (courbes rouges).

3.4.4 Montage électronique

Le grand nombre de voies analogiques du multi-détecteur INDRA requiert une installation particulière de la chaîne électronique, dont la description complète est disponible dans la littérature [Pouthas *et al.*, 1996]. Une brève explication du fonctionnement suffit pour ce travail. Le déclenchement est en mode asynchrone, c'est-à-dire que toutes les voies fonctionnent indépendamment les unes des autres. Les 72 voies sont envoyées par groupe de 24 sur des modules VXI qui regroupent les fonctions de discriminateur, intégrateur et codeur. La validation d'un événement est faite par le module « sélecteur », après réception d'une décision d'acceptation globale fournie par le GMT (la FAG). La connexion entre le sélecteur, le VXI et les modules d'acquisition VME est assurée par un « corrélateur ». Un « OU » des 72 voies est généré par les modules dits « regroupueur » et est envoyé en parallèle : sur le module GMT après échantillonnage, sur les modules de coïncidence avec les détecteurs germanium et les télescopes, et enfin sur le « STOP » d'un module convertisseur temps-amplitude (TDC). Le schéma du montage électronique des détecteurs CsI(Tl) d'INDRA est visible sur la figure 3.24.

INDRA: CsI detectors (72 detectors)

26/7/13

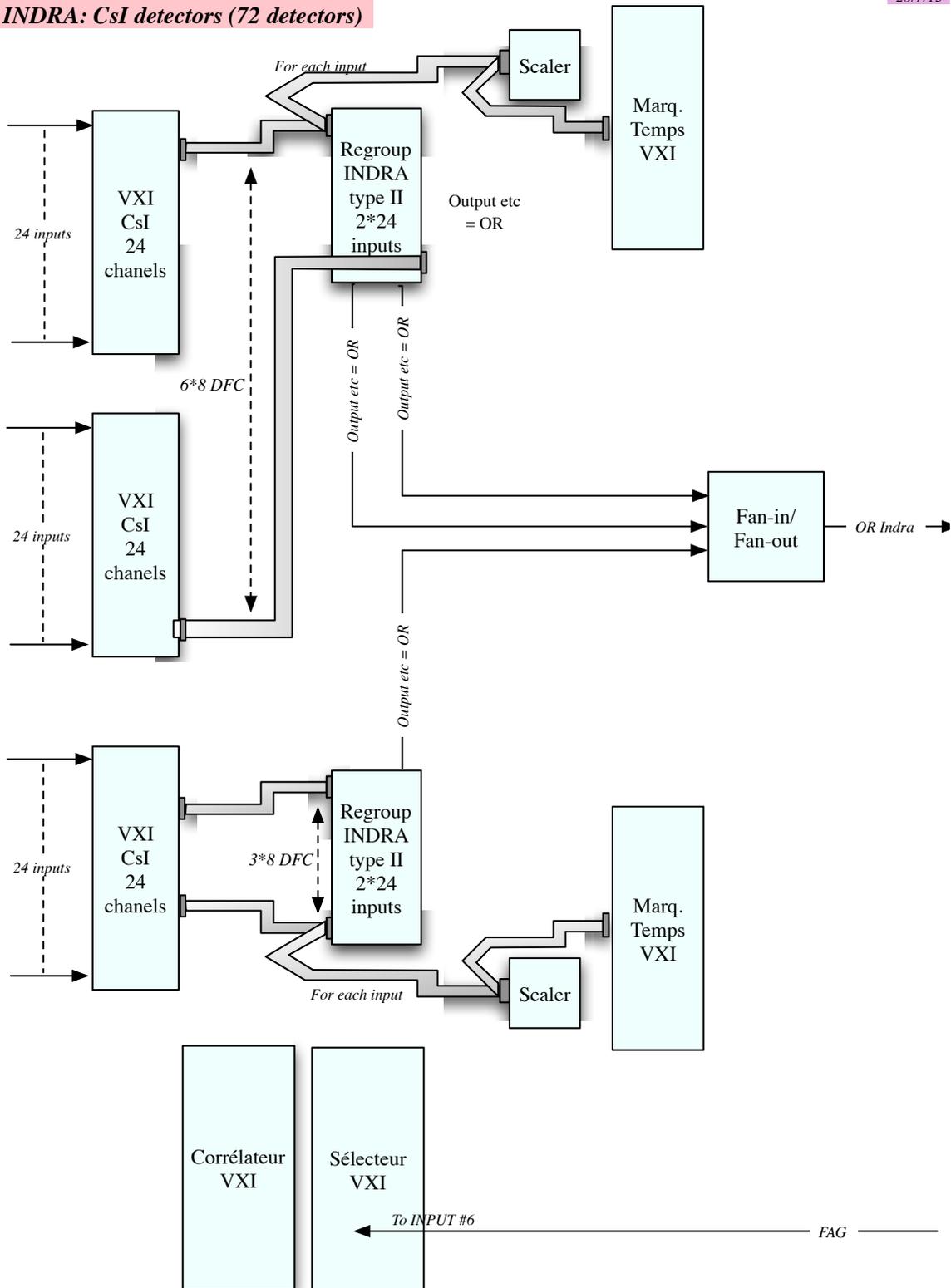


FIGURE 3.24 – Montage électronique pour les scintillateurs d'INDRA

3.5 L'électronique de déclenchement et l'acquisition

L'enregistrement des signaux issus des différents détecteurs est déclenché par un signal logique appelé FAG (Fast Acceptation Gate), issu du module de décision GMT (Ganil Master Trigger). Il s'agit d'une porte d'acceptation de 600 ns de largeur qui gouverne l'ouverture de tous les codeurs (ADC 3214) et valide l'acquisition asynchrone d'INDRA. L'acquisition est déclenchée par l'un des événements suivants :

1. coïncidence entre un produit de réaction chargé détecté dans un télescope et un photon détecté dans un détecteur germanium.
2. coïncidence entre un produit de réaction chargé détecté dans un télescope et un produit de réaction chargé détecté dans les CsI d'INDRA, échantillonné à 1/10.
3. coïncidence entre un photon détecté dans un détecteur germanium et un produit de réaction chargé détecté dans les CsI d'INDRA, échantillonné à 1/3.
4. un produit de réaction chargé détecté dans un silicium, échantillonné à 1/10.
5. un photon détecté dans un détecteur germanium, échantillonné à 1/100.
6. un produit de réaction chargé détecté dans les CsI d'INDRA, échantillonné à 1/1000.

Les 16 voies d'entrées du GMT correspondant aux événements précédemment listés sont détaillées dans la figure. Pour chaque événement accepté, la configuration des voies ayant déclenché l'acquisition est sauvegardée dans un registre du GMT. Le montage électronique global concernant la partie logique de décision est visible sur la figure 3.25.

Pour ne pas saturer l'acquisition, les voies à haut taux de comptage, c'est-à-dire les voies 4, 5 et 6, liées à la détection d'un événement « en simple » (où un seul détecteur est touché), ou bien liées à la détection des particules chargées, sont échantillonnées. Les taux d'échantillonnages étaient de 10% pour chaque silicium, de 1% pour chaque détecteur germanium et de 0.1% pour le « OU » des CsI d'INDRA. Les taux de comptage de chaque détecteur étaient vérifiés en continu durant l'expérience grâce à deux échelles (module U2M du GANIL). La première échelle compte le nombre d'événements réels (échantillonnés) susceptibles d'être acquis, et permet de vérifier le bon fonctionnement du détecteur. La deuxième échelle compte le nombre d'événements (échantillonnés) lorsque l'acquisition n'est pas en temps mort, grâce au signal d'inhibition du GMT (sortie « INH »), utilisé pour bloquer l'échelle durant le temps de traitement des événements. L'utilisation combinée des deux échelles permet ainsi de contrôler le temps mort de l'acquisition. Pour régler la mise en temps des coïncidences et sélectionner les vraies coïncidences lors de l'analyse, chaque voie de détecteur possède sa propre mesure de temps (voie TDC), comme on peut le voir sur le montage global. Pour les détecteurs à voies multiples (silicium et CsI), ce sont les signaux « OU » des différentes voies qui sont envoyés sur le « STOP » du TDC. Le « START » du TDC est toujours déclenché par la porte d'acceptation du GMT (FAG).

Trigger - Logic

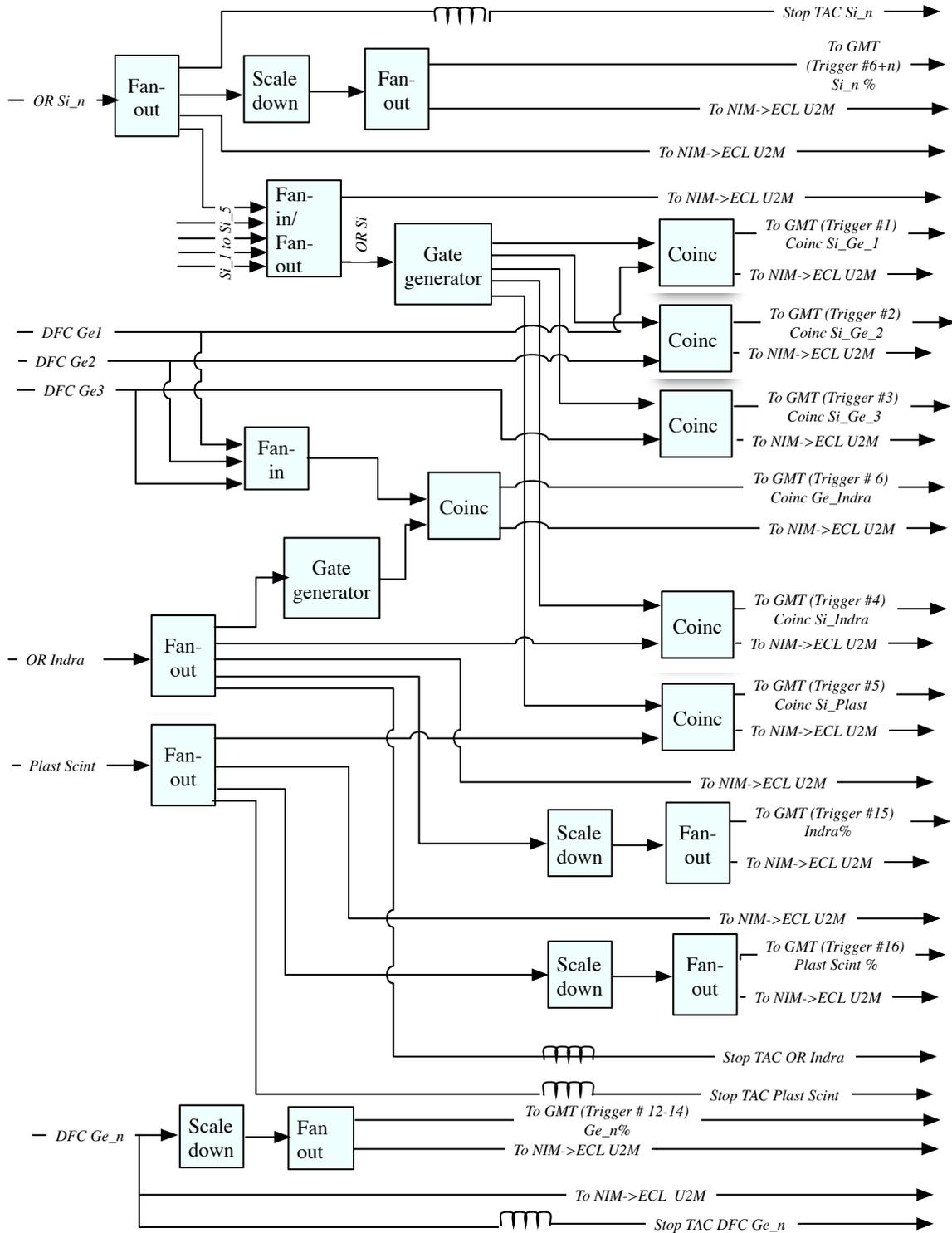


FIGURE 3.25 – Montage électronique global.

Analyse expérimentale : identification des produits chargés

Sommaire

4.1	Identification des produits détectés dans les télescopes	82
4.1.1	Étalonnage en énergie	82
4.1.1.1	Méthode	82
4.1.1.2	Corrections sur l'énergie Silicium	83
4.1.1.3	Corrections sur la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation . . .	84
4.1.1.4	Résolution en énergie	86
4.1.2	Identification en Z	86
4.1.2.1	Méthode	86
4.1.2.2	Choix des masses	87
4.1.2.3	Correction des grilles	89
4.1.2.4	Identification et résolution en Z	90
4.1.3	Reconstruction de l'énergie à mi-cible	94
4.1.4	Identification des produits de réaction lourds	95
4.2	Analyse des CsI d'INDRA	103
4.2.1	Identification des différents produits de réaction	103
4.2.2	Multiplicité de particules légères chargées	105

La première tâche de l'analyse des données consiste à distinguer les réactions de capture (quasi-fission et fusion-fission) des autres réactions que sont la diffusion élastique et inélastique du projectile sur la cible et la fission séquentielle de l'uranium. Il est pour cela nécessaire de réaliser un bilan en charge Z des deux produits lourds de réaction détectés, afin d'identifier le système fissionnant. Ce chapitre est donc dédié à l'identification des produits de réaction chargés détectés dans les télescopes (fragments de fission, diffusion inélastique et élastique). Compte-tenu de la résolution en Z accessible pour les fragments les plus lourds, l'identification des particules légères chargées par les CsI d'INDRA sert à assurer que la sélection d'un système fissionnant de charge $Z_{tot} \approx 124$ correspond bien au noyau composé (ou à un système di-nucléaire de même charge). Dans tout le chapitre on notera « fragments de (quasi-)fission » les fragments issus d'une réaction de fission ou de quasi-fission.

Tout d'abord l'identification en Z des ions détectés dans les télescopes nécessite la mesure des énergies déposées dans les deux étages constituant le télescope : chambre d'ionisation et détecteur silicium. L'étalonnage en énergie des télescopes (section 4.1.1) réalisé via la diffusion élastique de l'uranium sur des cibles d'or, de carbone et de germanium, sera donc détaillé ainsi que les diverses corrections appliquées, telles que le défaut d'ionisation pour les ions lourds dans le silicium.

L'identification en Z (section 4.1.2) est ensuite obtenue par comparaison de la matrice expérimentale $\Delta E_{chio} - E_{si}$ avec une « grille d'identification », dont nous détaillerons la constitution ainsi que le choix des masses atomiques, dont dépendent les calculs de perte d'énergie. Nous verrons ensuite comment les informations sur la charge Z des ions ainsi que les dépôts d'énergies, mesurés dans les télescopes, permettent de reconstruire leur énergie cinétique lors de l'émission (section 4.1.3). Par la suite, nous décrirons la méthode d'identification des produits détectés dans les scintillateurs CsI d'INDRA (section 4.2), c'est-à-dire soit des particules légères chargées soit des noyaux projectiles diffusés élastiquement. Enfin nous finirons ce chapitre en présentant quelques résultats sur les différents mécanismes de réaction identifiés (section 4.1.4).

4.1 Identification des produits détectés dans les télescopes

4.1.1 Étalonnage en énergie

4.1.1.1 Méthode

La première étape de la calibration en énergie des détecteurs silicium et des chambres d'ionisation consiste à uniformiser la réponse des détecteurs, de manière à ce que la réponse de chaque voie électronique soit identique, pour une même charge injectée. Pour cela, on injecte à l'aide d'un générateur une série d'impulsions aux amplitudes variables de manière à couvrir toute la gamme de codage des détecteurs. Les signaux en canaux sont ensuite convertis en une grandeur appelée « unité générateur (UG) », qui est directement proportionnelle à la charge injectée. L'électronique des détecteurs silicium n'étant pas linéaire aux extrémités de la gamme, cette conversion a été effectuée via un polynôme de degré 3. Pour les chambres d'ionisation, dans la mesure où la gamme couverte par les fragments d'intérêt se situait dans une région linéaire, des polynômes de degré 1 ont été utilisés.

Lorsque l'on utilise des détecteurs à pistes comme c'est le cas ici avec les silicium, il est courant que la charge déposée par un ion s'implantant dans le détecteur soit partagée entre deux pistes consécutives. Bien que les taux de partage entre les pistes soient faibles sur la plupart des détecteurs silicium (cf tableau 4.1), il est nécessaire de reconstruire les événements partagés afin de ne pas sous-estimer l'énergie résiduelle mesurée, sur laquelle repose l'identification en Z des ions détectés dans les télescopes. La perte d'énergie totale, en unité générateur, est donc reconstruite en sommant les charges mesurées sur deux pistes adjacentes lorsque celles-ci dépassent toutes les deux un seuil suffisamment élevé pour éviter de sommer du bruit. Pour la détermination de l'angle d'émission des ions, la piste considérée est celle pour laquelle le signal mesuré est le plus grand.

	Si 1	Si 2	Si 3	Si 4	Si 5
taux moyen d'interpiste X (%)	1	1.5	1.5		1.5
taux moyen d'interpiste Y (%)	3	4	5	6	4

TABLE 4.1 – Taux d'interpistes mesuré pour la diffusion de l'uranium sur cible d'or, pour les pistes X et Y des détecteurs silicium

Les données des chambres d'ionisation et des silicium sont ensuite ramenées en unité d'énergie par des droites d'étalonnage, obtenues via la diffusion élastique du faisceau d'uranium à 6.3

4.1. Identification des produits détectés dans les télescopes

MeV/A sur des cibles d'or, de carbone et de ^{70}Ge , choisies afin de couvrir la large gamme en Z et en énergie des ions susceptibles d'être détectés dans les télescopes. Les différents systèmes utilisés pour étalonner chaque détecteur sont indiqués dans le tableau 4.2 avec les angles d'effeulements correspondant de la cible ou du projectile. La figure 4.1 montre l'énergie cinétique de ces ions selon leur angle de diffusion, avant d'entrer dans les télescopes, en considérant une interaction à mi-cible. Dans le cas du système $^{238}\text{U}+\text{C}$, la couverture angulaire des télescopes 3 et 4 explorant une région située en deçà de l'angle d'effeulement de la cible, les ions carbonés détectés seront essentiellement issus de diffusions quasi-élastiques. On suppose néanmoins que l'énergie perdue par le carbone quasi-élastique ne diffère que très peu de celle du carbone diffusé élastiquement à ces angles. C'est donc l'énergie de diffusion élastique qui a été prise comme référence pour tous les systèmes. Cette énergie est calculée selon l'angle d'émission θ , et tient compte de la perte d'énergie dans la cible, en considérant une interaction à mi-cible ainsi que des pertes d'énergies dans toutes les épaisseurs traversées : feuilles de Mylar, zones mortes et actives des chambres d'ionisation.

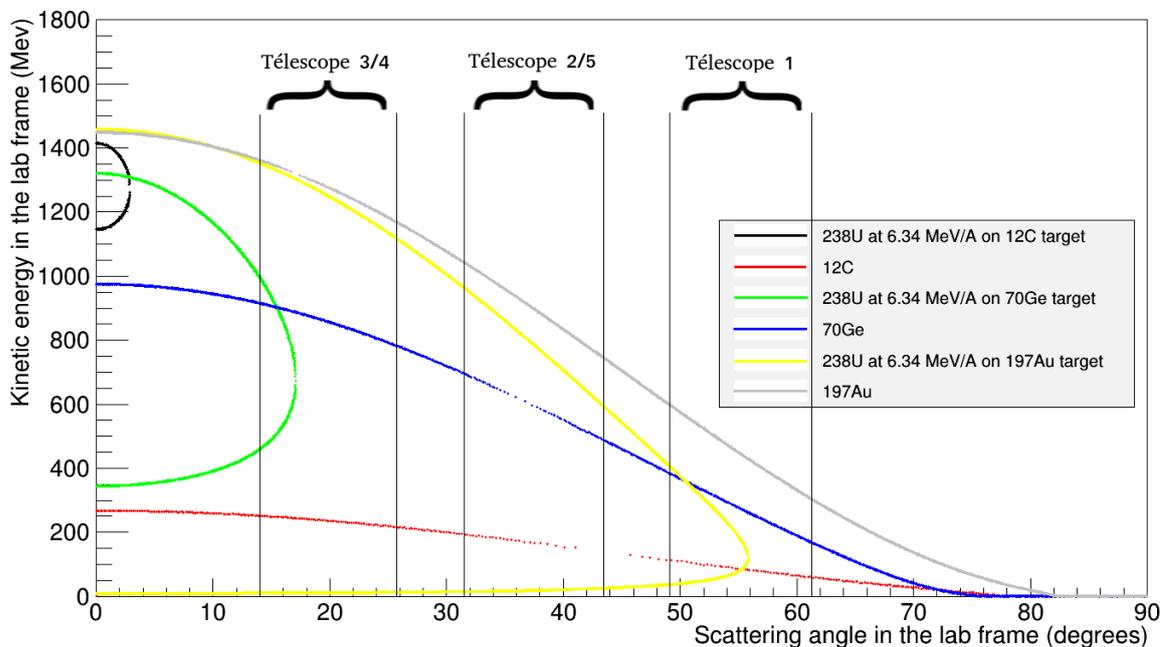


FIGURE 4.1 – Énergie cinétique des différents ions diffusés élastiquement en fonction de leur angle d'émission. Les pertes d'énergie dans la cible sont prises en compte en considérant une interaction à mi-cible.

4.1.1.2 Corrections sur l'énergie Silicium

L'énergie déposée par un ion lourd qui s'implante dans un silicium ne correspond pas à la totalité de son énergie résiduelle et doit donc être corrigée du défaut d'ionisation (PHD « Pulse Height Defect »). Ce défaut d'ionisation est causé principalement par trois phénomènes :

- la recombinaison des électrons libres le long de la trajectoire de l'ion incident, dans les zones de haute densité d'ionisation où le champ électrique est écranté (effet plasma). Ce phénomène devient d'autant plus important que la charge Z de l'ion incident et son énergie cinétique augmentent.

Diffusion élastique	ion détecté	Angle d'effleurement	Tél. 1	Tél. 2/5	Tél. 3/4
$^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$	^{12}C	27.5°	✓	✓	✓
$^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$	^{70}Ge	31.1°	✓		
$^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$	^{76}Ge	45.31°			
$^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	^{197}Au	21.4°	✓	✓	✓(pistes arrières)
$^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	^{238}U	55.1°		✓	✓

TABLE 4.2 – Systèmes utilisés pour étalonner les télescopes en énergie. Les angles d'effleurements donnés sont ceux des noyaux cibles diffusés élastiquement lors de la réaction $^{238}\text{U} + ^A\text{X}_{cible}$ et du projectile pour la réaction $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$. Les ions de diffusion élastique dont les cases sont cochées représentent les points d'étalonnage utilisés pour chaque détecteur.

- les collisions à basse énergie menant à l'excitation des phonons du cristal, et ne contribuant donc pas à la création de paires électrons-trous
- le piégeage des électrons libres dans les impuretés du cristal

Au premier ordre, le défaut d'ionisation PHD d'un ion dépend de sa charge Z et son énergie incidente E_d , et peut être calculé par la formule empirique développée par Moulton *et al.* [1978] :

$$PHD = 10^{b(Z)} E_d^{a(Z)} \quad (4.1)$$

$$a(Z) = 0.02230 \times (Z^2/10^3) + 0.5682 \quad (4.2)$$

$$b(Z) = -0.1425 \times (100/Z) + 0.0825 \quad (4.3)$$

Il faut toutefois noter que ces paramètres ont été déterminés pour des détecteurs Silicium à barrière de surface. Idéalement, il faudrait ajuster les paramètres afin d'obtenir une meilleure estimation du défaut d'ionisation, et ainsi prendre en compte les spécificités des détecteurs planaires utilisés (qualité du cristal, épaisseur des zones mortes, champ électrique...), mais nous ne disposons pas suffisamment de points d'étalonnage dans chaque télescope pour assurer une paramétrisation fiable. Nous avons donc utilisé dans toutes nos calibrations les paramètres précédemment donnés.

En suivant l'évolution au cours du temps des ions diffusés élastiquement dans les silicium, nous avons observé une variation de l'énergie moyenne collectée. Cette variation étant maximale aux petits angles d'émission, c'est-à-dire là où le flux d'ions lourds est le plus intense, elle est probablement causée par l'endommagement des détecteurs. En effet, les énergies mesurées sur les ions d'uranium diffusés élastiquement dans les pistes les plus à l'avant des télescopes 3 et 4 présentent des variations de l'ordre de quelques pourcents. C'est également le cas sur les pistes du télescope arrière (télescope 1) pour la diffusion élastique de la cible. Les énergies mesurées dans les silicium soumis à un fort flux d'ions ont donc été normalisées par un facteur multiplicatif dépendant de la piste et du run considéré, extrait à partir de l'évolution des énergies des produits de diffusion élastique. Cette correction qui reste mineure a été jugée suffisante dans notre analyse dans la mesure où elle affecte de façon négligeable l'identification, essentiellement gouvernée par la perte d'énergie dans les chambres d'ionisation.

4.1.1.3 Corrections sur la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation

En plus des corrections déjà appliquées sur la perte d'énergie des ions dans les chambres d'ionisation pour corriger l'atténuation dépendant de la position verticale (cf sec 3.3.1.3), nous

4.1. Identification des produits détectés dans les télescopes

avons observé une dépendance avec la position horizontale X des ions issus de la diffusion élastique $^{238}\text{U}+\text{Au}$. En effet, bien que le dépôt d'énergie soit pratiquement constant sur toute l'ouverture angulaire des chambres d'ionisation, l'énergie mesurée dans les CHIO peut être plus petite de 6% sur les bords, comme le montre la figure 4.2. Des coefficients moyens pour chaque piste X ont été extraits et moyennés sur les différents ions, et ont ensuite été appliqués aux pertes d'énergies, indépendamment de l'ion détecté. Le résultat de cette correction pour le télescope 5 est visible sur la figure 4.3.

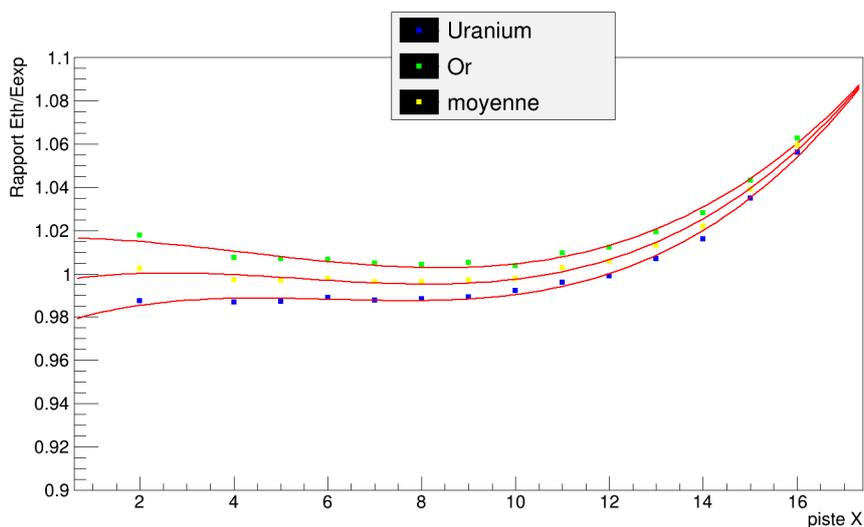


FIGURE 4.2 – Dépendance en X de la perte d'énergie des ions issus de la diffusion élastique $^{238}\text{U}+\text{Au}$ pour le télescope 5. La piste 1 correspond aux grand angles et la piste 16 aux petits.

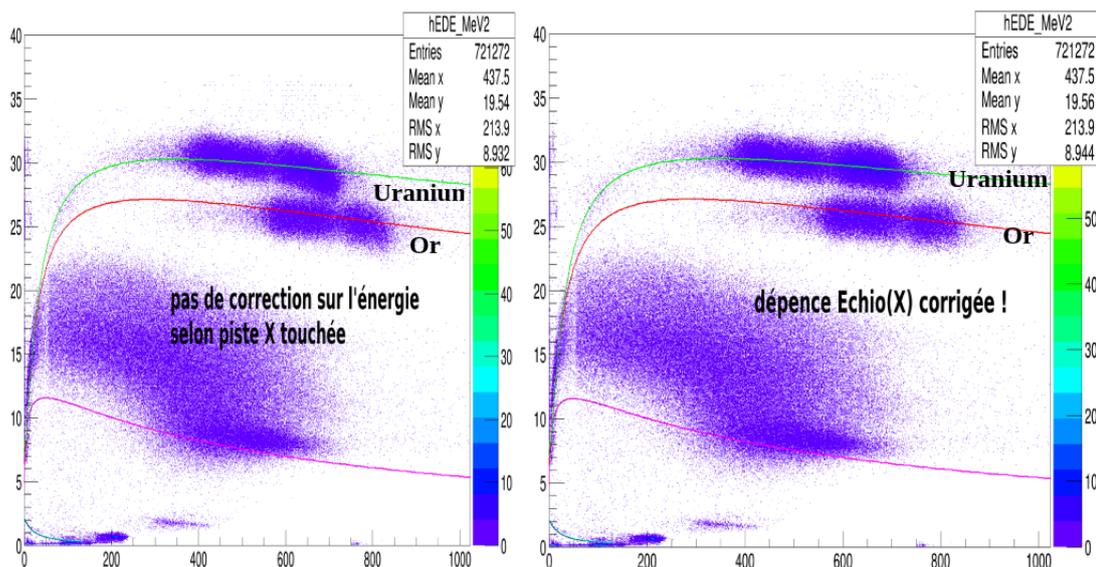


FIGURE 4.3 – Spectre $\Delta E_{chio} - E_{si}$ en énergie du télescope 5 avant (à gauche) et après (à droite) correction de l'atténuation du signal sur les bords, pour les deux systèmes $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+\text{Au}$. Les deux composantes visibles dans chaque distribution sont dues à une piste silicium manquante, introduisant ainsi un « trou » dans les distributions. Des lignes de Z correspondant (de haut en bas) à Z=92 (uranium), Z=79 (or) et Z=32 (germanium) ont été tracées pour indication.

4.1.1.4 Résolution en énergie

Les résolutions en énergies des silicium et des chambres d'ionisation ont été estimées à partir de l'uranium diffusé élastiquement lors la réaction $^{238}\text{U}+\text{Au}$ et sont illustrées sur la figure 4.4.

La partie gauche de cette figure montre le spectre en énergie du silicium 3, pour un noyau d'uranium détecté dans le pixel central : pistes X8 et Y8. Compte-tenu de l'ouverture angulaire des pistes ($\sim 0.8^\circ$) et de l'épaisseur de cible, une dispersion des énergies de diffusion d'au moins 1.2% est attendue. Une demi-largeur à mi-hauteur d'environ 1.6% est ainsi obtenue pour les ions diffusés élastiquement.

La partie droite de la figure montre le spectre de perte d'énergie de ces mêmes ions dans la chambre d'ionisation correspondante. La demi-largeur à mi-hauteur est de 4% pour cette chambre d'ionisation, qui est sectorisée. Pour les chambres d'ionisation non sectorisées, la demi-largeur à mi-hauteur typique est de l'ordre de 3%. Bien que très inférieures aux résolutions obtenues lors des tests effectués à Orsay, ces performances permettent d'assurer sans ambiguïté la séparation entre la fission séquentielle de l'uranium et la (quasi-)fission du noyau de $Z=124$, comme nous le verrons dans la section 4.1.4.

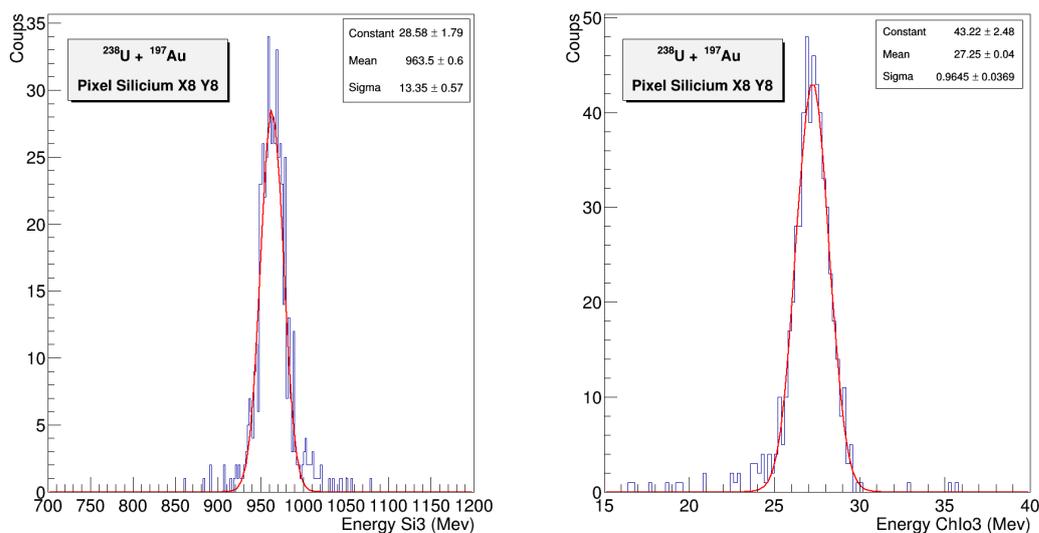


FIGURE 4.4 – Résolution en énergie de la chambre d'ionisation 3 (à droite) et du silicium 3 (à gauche), pour une sélection du pic élastique de l'uranium diffusé sur cible d'or, et détecté dans les pistes X8 et Y8 du silicium.

4.1.2 Identification en Z

4.1.2.1 Méthode

L'équation de Bethe-Bloch (cf eq 3.3 du chapitre 3.3) permettant de calculer la perte d'énergie d'un ion (Z,A) par interaction électromagnétique avec les électrons d'un matériau montre que la perte d'énergie ΔE varie approximativement comme $Z^2 A/E_{inc}$ pour des énergies non relativistes. Ainsi si on trace la perte d'énergie ΔE_{chio} dans la chambre d'ionisation d'un télescope en fonction

4.1. Identification des produits détectés dans les télescopes

de l'énergie résiduelle E_{si} dans le silicium correspondant, on obtient des hyperboles $\Delta E_{chio} \sim 1/E_{si}$, distinctes pour des ions de Z_{ion} différent. On appelle communément ces hyperboles des « lignes de Z ».

Pour pouvoir identifier en Z les produits chargés, on crée donc un jeu de lignes de Z calculées (que l'on nommera grille d'identification par la suite) pour chaque télescope. Pour cela, on calcule pour tous les ions de charge $Z=1$ jusqu'à $Z=100$, et de masse A_Z (la détermination de la masse sera explicitée dans la section 4.1.2.2) l'énergie cinétique minimale nécessaire pour traverser la chambre d'ionisation et atteindre le silicium avec une énergie supérieure à 0.10 MeV, ainsi que l'énergie cinétique maximale, correspondant à l'énergie suffisante pour traverser le télescope sans s'arrêter. On simule ensuite pour chaque ion, son passage dans chacune des épaisseurs à traverser pour être détecté dans un télescope, en faisant varier son énergie cinétique entre les deux énergies limites calculées. La perte d'énergie des ions dans la cible est calculée en supposant une interaction à mi-cible, et la perte d'énergie dans le silicium tient compte du défaut d'ionisation, calculé avec les paramètres de Moulton (cf sec 4.1.1.2). On obtient ainsi des lignes calculées $\Delta E_{chio}^{cal} - E_{si}^{cal}$ pour chaque Z. En superposant cette grille au spectre expérimental $\Delta E_{chio} - E_{si}$, on attribue à un événement donné le Z correspondant à la ligne de Z la plus proche du point expérimental.

L'attribution d'une ligne de Z à un ion (Z,A) n'est cependant pas réalisable dans les zones de très basse et de très haute énergie, où toutes les lignes de Z se confondent, comme on peut le voir sur la figure 4.5. A très basse énergie, la perte d'énergie chute très rapidement avec l'énergie incidente, principalement à cause des phénomènes de capture électronique par l'ion incident, qui deviennent importants lorsque la vitesse de l'ion incident est comparable à la vitesse des électrons en couche K du matériau. Ce domaine est communément appelé « montée de Bragg ». Un seuil minimal est donc fixé sur l'énergie résiduelle, à partir duquel il est possible d'identifier correctement en Z les ions.

Pour un ion dont l'énergie est suffisamment élevée pour traverser le télescope sans s'arrêter, la perte d'énergie dans le silicium diminue, ce qui provoque un « rebroussement » de la ligne de Z vers l'origine. Dans cette région toutes les lignes de Z finissent également par être confondues, empêchant ainsi une identification correcte en Z. C'est notamment le cas pour des ions légers, tels que le carbone, qui peuvent être diffusés élastiquement avec une énergie suffisante pour traverser les silicium situés aux petits angles. Cependant l'épaisseur des silicium est suffisamment élevée pour stopper tous les ions lourds d'intérêt, c'est-à-dire les ions lourds compris en Z entre 32 (germanium) et 92 (uranium). Il n'est donc pas nécessaire d'imposer une limite supérieure en énergie.

4.1.2.2 Choix des masses

Les grilles d'identification étant créées à partir des calculs de perte d'énergie des ions de charge Z variable, elles dépendent des masses atomiques A_Z attribuées à ces ions. Nous avons choisi d'attribuer une masse basée sur la fission du noyau composé à $Z=124$, supposé formé par la réaction $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$ et avec une énergie d'excitation d'environ 70 MeV.

On considère pour cela deux hypothèses concernant la fission, qui supposent soit une réaction très rapide, correspondant à un processus de quasi-fission, soit une réaction très lente, correspondant à la fission suivant une fusion complète. Dans le cas d'une fission très lente, la quasi totalité

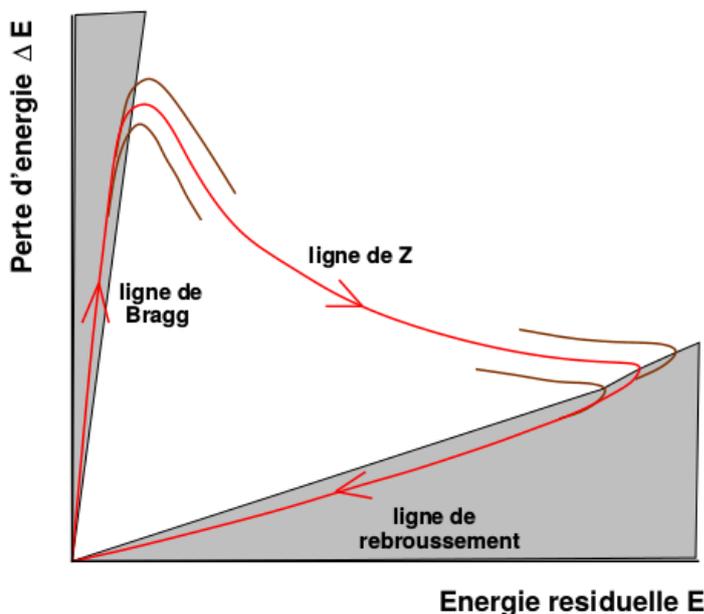


FIGURE 4.5 – Schéma d’une grille d’identification en Z , issue de [Frankland, 1998]. Chaque ligne correspond à un ion (Z,A) et représente la perte d’énergie ΔE dans une chambre d’ionisation en fonction de l’énergie résiduelle de l’ion. Les lignes de Bragg et les lignes de rebroussement se confondant pour tous les ions, il n’est pas possible d’effectuer une identification correcte dans ces zones, coloriées en gris sur le schéma.

de l’énergie d’excitation du noyau composé est évaporée sous forme de neutrons. Le nombre de neutrons évaporé est alors donné par le rapport entre l’énergie d’excitation du noyau composite (calculée avec les tables de masses de P. Moller [Moller *et al.*, 1995b]) et l’énergie emportée par chaque neutron, estimée à partir de son énergie cinétique et de son énergie de liaison moyenne. L’énergie cinétique de chaque neutron est prise comme étant égale à l’énergie moyenne d’une distribution maxwellienne ($1.8T$), avec une température nucléaire donnée par $E^* = aT^2$, avec $a = A/10$ le paramètre de densité de niveaux dans le modèle d’un gaz de Fermi [Bethe, 1936]. Pour l’énergie de liaison, on prend la moyenne sur les dix isotopes de N inférieur à celui du noyau composé. On obtient ainsi dans le cas d’une fission très lente, un noyau composé à $Z=124$ et $A=307$, ayant évaporé 7 neutrons. Dans le cas d’une fission très rapide, le système n’a pas le temps d’évaporer des neutrons avant la scission du noyau composé.

Ensuite il faut encore considérer l’évaporation des neutrons post-scission, pour évacuer l’énergie d’excitation des fragments de fission. La masse A des fragments au moment de la scission est prise en considérant un rapport A/Z constant, à partir du noyau composé ayant évaporé soit 0 neutrons, soit 7 neutrons. L’énergie d’excitation totale est calculée à partir du bilan énergétique de la fission (tables de masses de P. Moller [Moller *et al.*, 1995b]), de l’énergie d’excitation résiduelle du noyau composé (après l’évaporation éventuelle des neutrons pré-scission), et de l’énergie cinétique totale, calculée avec la systématique de Viola [Viola *et al.*, 1985]. Cette énergie est ensuite répartie entre les deux fragments de fission selon deux hypothèses de répartition : équipartition entre les deux fragments, ou bien répartition proportionnelle selon la masse du fragment considéré. A partir de toutes ces hypothèses, un jeu de 4 masses potentielles est obtenu par fragment de charge Z , qui ne diffèrent au maximum que de 2 neutrons, et qui ont été moyennées pour obtenir les masses finales. La figure 4.6 montre la masse finale choisie pour tous les ions entre $Z=20$ et $Z=95$, avec les masses correspondantes à la β -stabilité pour indication. Au-delà des limites en Z , les masses

4.1. Identification des produits détectés dans les télescopes

ont été extrapolées par un simple ajustement linéaire.

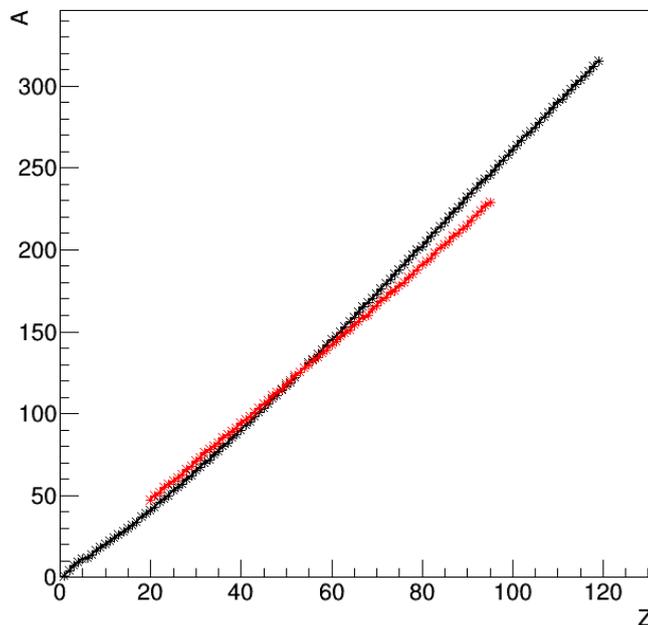


FIGURE 4.6 – Les masses calculées (en rouge) en fonction de la charge Z des ions, et utilisées pour constituer les grilles d'identification. En noir sont indiquées les masses correspondant à la β -stabilité pour comparaison.

4.1.2.3 Correction des grilles

Les figures 4.7 présentent la superposition d'un spectre $\Delta E_{chio} - E_{si}$ du télescope 3 étalonné en énergie avec quelques lignes de Z de la grille d'identification correspondante pour les réactions avec les deux cibles ^{76}Ge (figure du haut) et ^{70}Ge (figure du bas). Pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$, la ligne noire $Z=92$ passe légèrement en dessous du pic de diffusion de l'uranium, ce qui va conduire à une surestimation du Z identifié ($Z \approx 95$ au lieu de 92). Un tel écart est justifié par la masse utilisée pour constituer la grille, qui donne $A_{92} = 221$ au lieu de $A_{92} = 238$ pour l'uranium. A l'inverse, la masse utilisée pour le germanium $A_{32} = 76$ étant trop élevée, cela conduit à une sous estimation de la charge Z du germanium élastique ($Z \approx 30$ au lieu de 32). Il a donc fallu modifier les grilles pour obtenir une identification en Z correcte. Les lignes ont alors été ajustées sur les points de référence utilisés pour l'étalonnage en énergie des télescopes. Ainsi, pour corriger les grilles, deux facteurs multiplicatifs ont été appliqués à la perte d'énergie ΔE_{chio}^{cal} : un coefficient dépendant linéairement de l'énergie résiduelle afin de modifier la pente des lignes, et un coefficient dépendant linéairement de Z afin de modifier l'amplitude selon l'ion considéré. Cette double correction a été effectuée pour la plupart des télescopes et vérifié pour les différents systèmes ($^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$, $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+\text{Au}$). Par exemple pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$, les lignes ont été ajustées sur les pics élastiques de l'uranium et du germanium lors de la réaction $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$. Cette correction est visible sur la figure 4.7 (bas), où les lignes corrigées sont tracées en bleu tandis que les lignes brutes sont tracées en noir. Pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et le télescope 3, la correction est plus délicate du fait de l'absence de germanium diffusé élastiquement à ces angles.

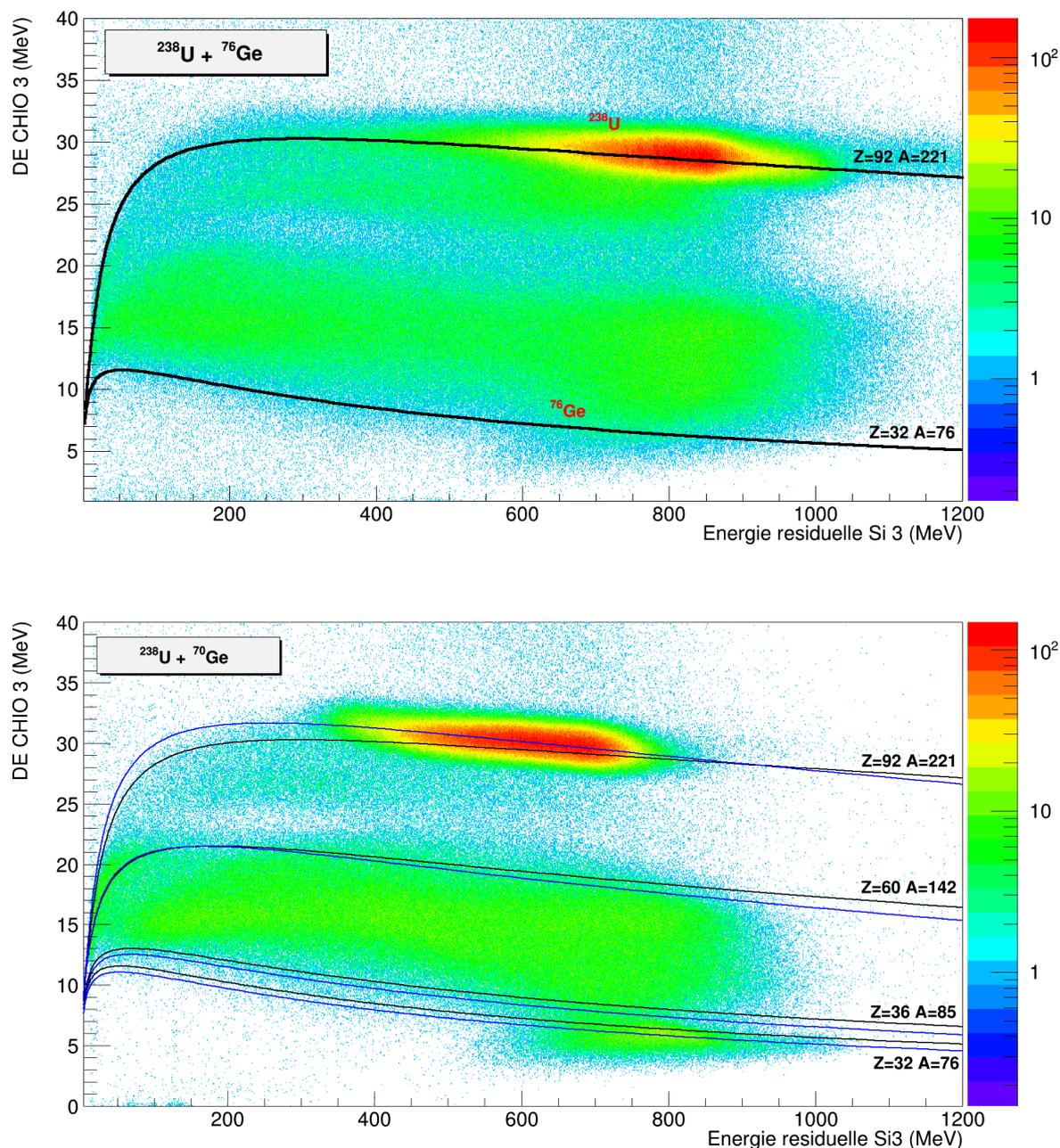


FIGURE 4.7 – Le spectre $\Delta E_{ch\grave{a}o} - E_{si}$ du télescope 3, étalonné en énergie et avec toutes les corrections mentionnées dans ce chapitre. Quelques lignes de Z des grilles utilisées pour l'identification en Z sont tracées : en noire la grille brute et en bleu la grille corrigée. La figure du haut correspond au système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$ et la figure du bas correspond au système $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$.

4.1.2.4 Identification et résolution en Z

Le tableau 4.3 donne les résultats issus de l'identification en Z des ions de diffusion élastique. La figure 4.8 présente les distributions en Z pour les détecteurs de fragments lourds et pour les deux systèmes. Comme on peut le voir, un accord satisfaisant est obtenu entre les paires de détecteurs situés à des angles comparables. Les différences apparaissant entre le télescope 3 et le télescope 4 sont à imputer au dysfonctionnement du silicium 4. Les distributions en Z des détecteurs de fragments lourds sont présentées sur la figure 4.8 pour les deux systèmes. On obtient

4.1. Identification des produits détectés dans les télescopes

pour le télescope 3 une demi-largeur à mi-hauteur de l'ordre de 4% sur le pic d'uranium diffusé élastiquement sur les cibles de ^{70}Ge et d'or, comme on peut le voir sur les histogrammes de Z sur la figure 4.9. Cela correspond à une résolution de $\pm 3.5Z$ à mi-hauteur pour des noyaux voisins de $Z = 92$.

Télescope	$^{238}_{92}\text{U} + ^{197}_{79}\text{Au}$		$^{238}\text{U} + ^{76}_{32}\text{Ge}$		$^{238}_{92}\text{U} + ^{70}_{32}\text{Ge}$	
	projectile	cible	projectile	cible	projectile	cible
1	×		×	32.01	×	31.99
2			×	32.41	×	32.1
3	91.8	×	91.67	×	91.92	32.15
4		×	92.21	×	92.7	32.45
5		78.95	×	32.59	×	32.3

TABLE 4.3 – Identification en Z obtenue avec les grilles corrigées pour les produits de diffusion élastique des réactions : $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$, $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U} + \text{Au}$.

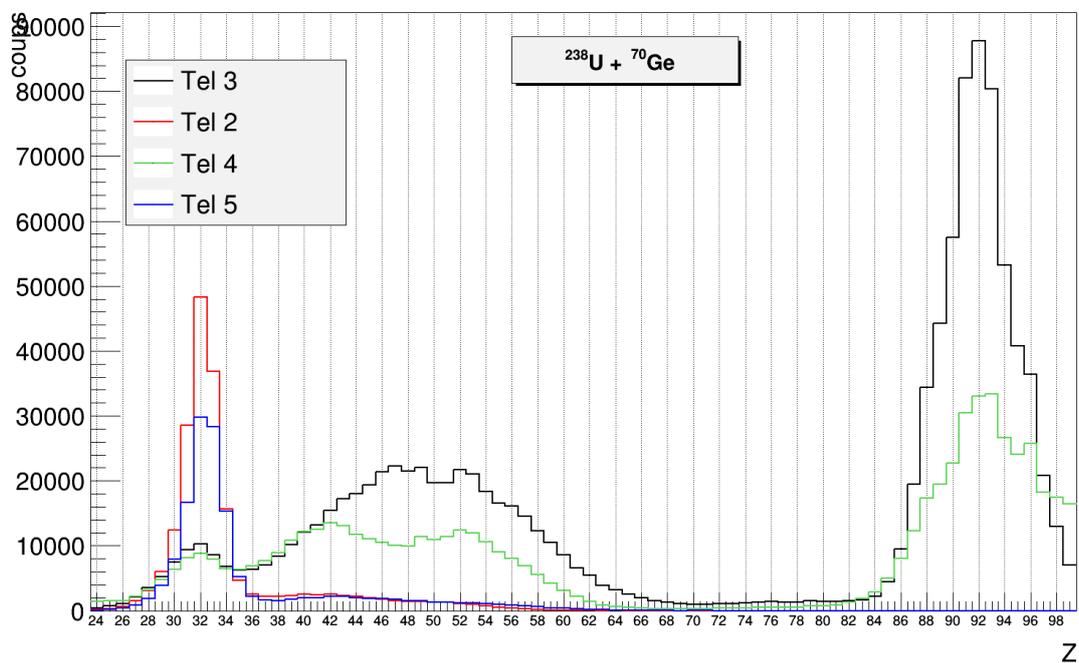
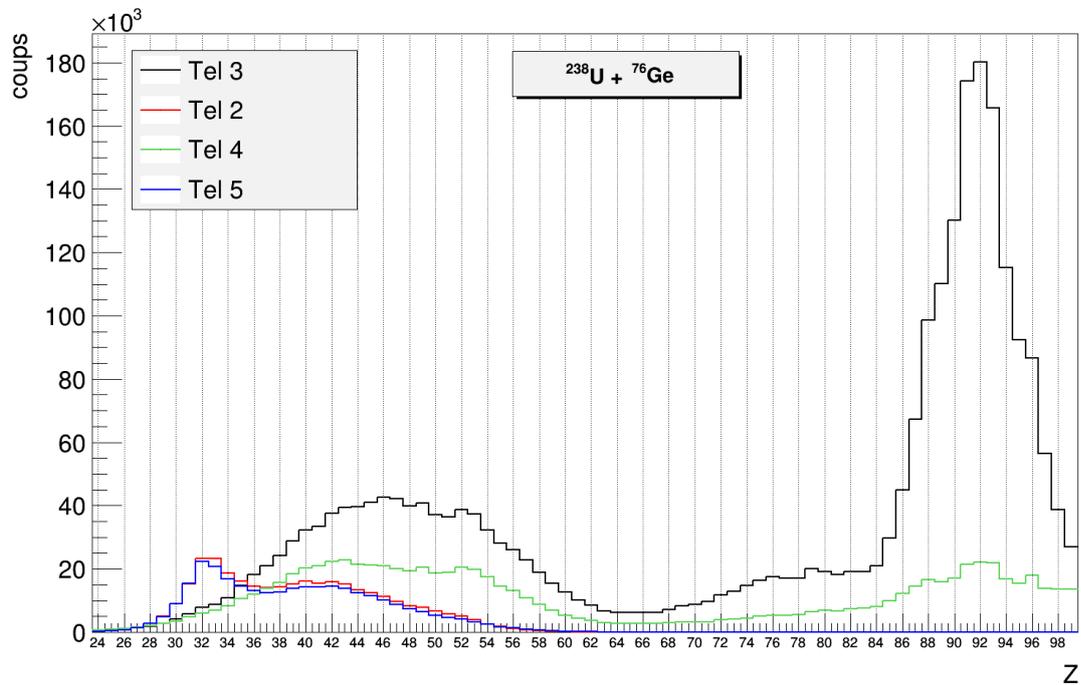


FIGURE 4.8 – Distribution en Z des détecteurs de fragments lourds pour les deux systèmes $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ (en haut) et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$ (en bas).

4.1. Identification des produits détectés dans les télescopes

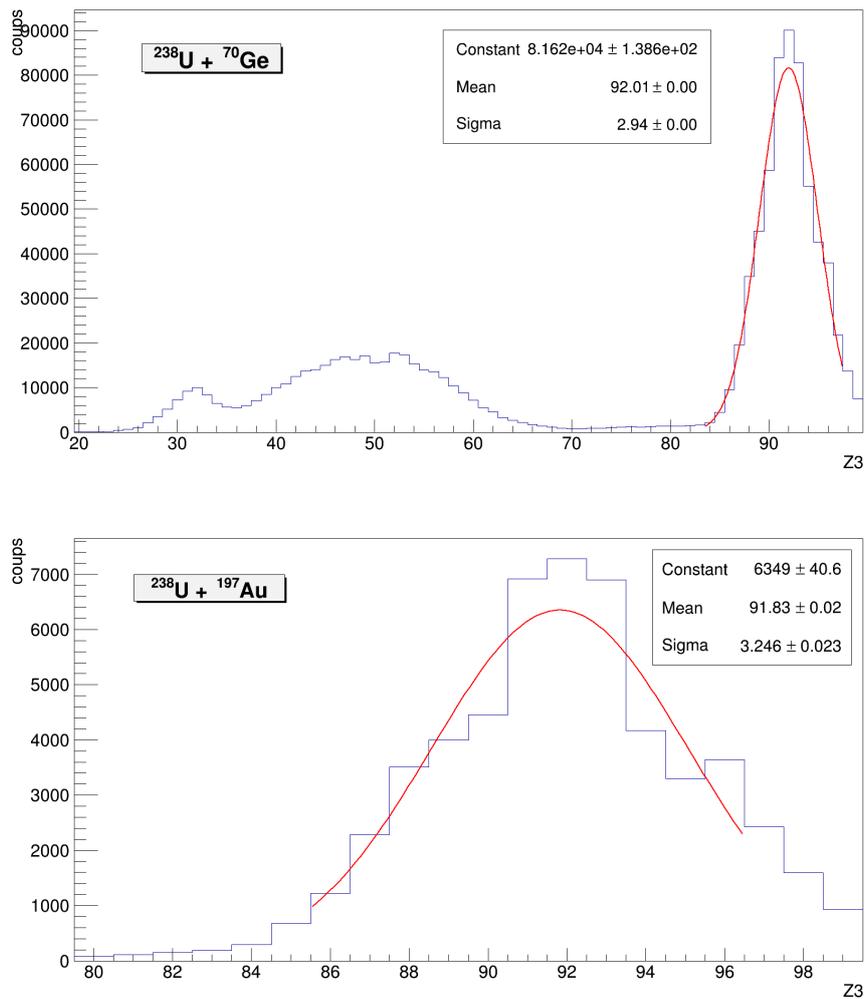


FIGURE 4.9 – Résolution en Z du télescope 3 pour l'uranium détecté lors des réactions de diffusion élastique $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$ (en haut) et $^{238}\text{U} + \text{Au}$ (en bas).

4.1.3 Reconstruction de l'énergie à mi-cible

La détermination de l'énergie d'émission des produits de réactions détectés dans les télescopes est possible grâce à leur identification en charge Z ainsi que la mesure de leur énergie résiduelle. On suppose que l'interaction a lieu à mi-cible. Pour obtenir cette énergie, il faut remonter la chaîne des détecteurs d'aval en amont, et déterminer l'énergie des ions à l'entrée à chaque des détecteurs.

On commence donc par déterminer l'énergie résiduelle $E2_Z$ d'un ion avant son entrée dans le détecteurs silicium, en connaissant sa charge Z , ainsi que sa quantité d'énergie déposée dans le silicium E_{si} . Pour cela, il suffit de calculer le défaut d'ionisation d'un ion de même charge Z et dont l'énergie cinétique varie sur une gamme judicieusement choisie jusqu'à obtenir une énergie finale (corrigée du défaut d'ionisation) suffisamment proche de l'énergie mesurée E_{si} . On obtient ainsi l'énergie résiduelle $E2_Z$, correspondant à l'énergie en sortie de la chambre d'ionisation. On cherche ensuite à déterminer l'énergie $E1_Z$ d'un ion de charge Z qui traverse la chambre d'ionisation et possède en sortie une énergie égale à $E2_Z$. On vérifie alors que la perte d'énergie d'un ion de charge Z et d'énergie cinétique $E1_Z$ correspond bien à la perte d'énergie mesurée dans la partie active de la chambre d'ionisation. Enfin, à partir de l'énergie $E1_Z$, correspondant à l'énergie en sortie de cible, on remonte à l'énergie d'émission, pour une interaction supposée à mi-cible. La figure 4.10 résume la méthode utilisée pour reconstruire l'énergie à mi-cible. Toutes les épaisseurs de matière traversée par les ions dans les télescopes (feuilles de Mylar et zones mortes des chambres d'ionisation) sont considérées dans les calculs de perte d'énergie, en tenant compte de l'angle incident. Les spectres reconstitués avec l'énergie à mi-cible sont visibles sur les figures 4.13 et 4.14 dans la section 4.1.4.

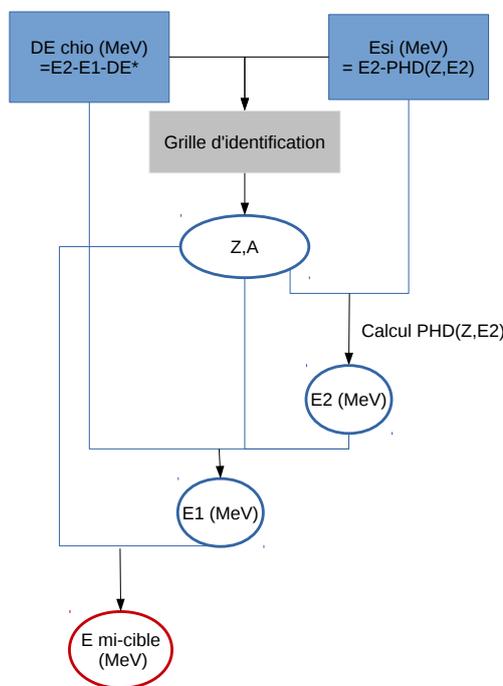


FIGURE 4.10 – Schéma illustrant la méthode de reconstruction de l'énergie d'un ion lors de son émission à mi-cible.

4.1. Identification des produits détectés dans les télescopes

4.1.4 Identification des produits de réaction lourds

La figure 4.11 présente le spectre $Z - E_{si}$ du télescope 3 pour les systèmes $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$, obtenu à partir de l'identification en Z . Les distributions en Z correspondantes sont visibles sur la figure 4.12. On y distingue quatre zones correspondant aux différents mécanismes de réaction, qui sont décrits dans les prochains paragraphes.

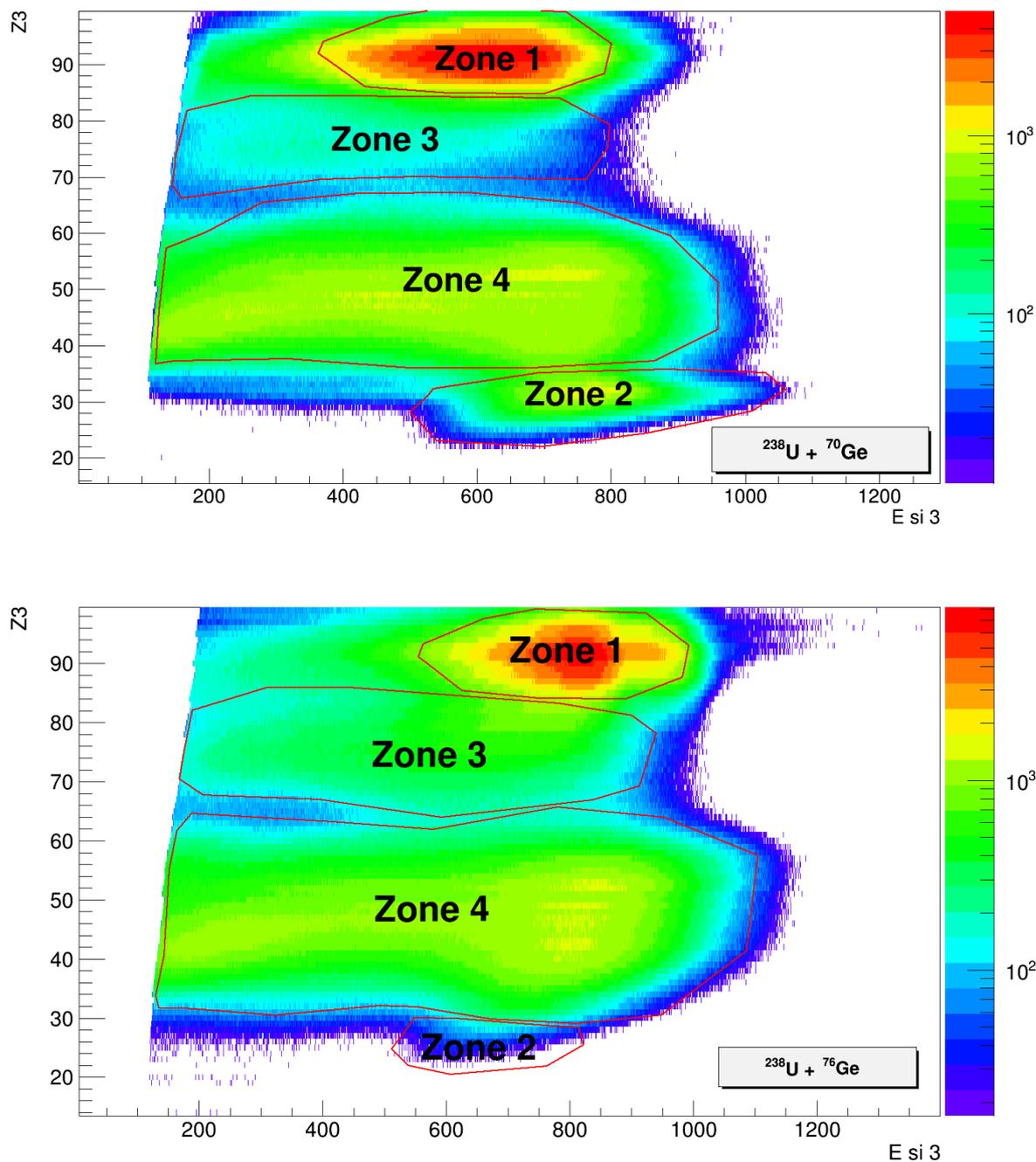


FIGURE 4.11 – Spectre $Z - E_{si}$ du télescope 3 pour les systèmes $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$ (en haut) et $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$ (en bas), avec les contours sur les différents mécanismes de réactions explicités dans le texte.

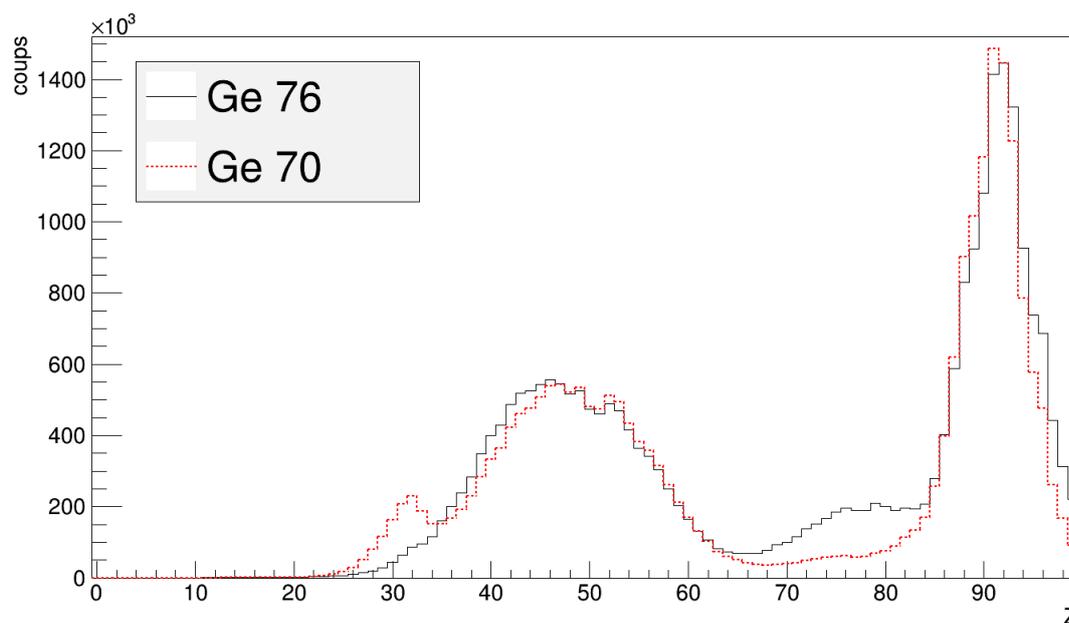


FIGURE 4.12 – Distributions en Z des produits de réaction détectés dans le télescope 3, pour les systèmes $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$ (en pointillé rouge) et $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ (en noir).

La zone de plus haut Z (zone 1 sur la figure), est centrée autour d'un maxima situé à $Z=92$, ce qui correspond à la charge du projectile. Le télescope 3 couvrant les angles autour de l'angle d'effeulement du projectile, cette zone est peuplée principalement par le projectile diffusé élastiquement, mais doit contenir également des quasi-projectiles issus de diffusions faiblement inélastiques. De même, la zone de plus bas Z (zone 2), est peuplée par des événements dont l'énergie et la charge sont proches de la cible diffusée élastiquement, avec un maxima à $Z \simeq 32$. Le télescope 3 étant situé en dehors de l'angle d'effeulement de la cible, il s'agit essentiellement de diffusions inélastiques. Le comportement est différent pour cette zone entre les deux systèmes, comme on peut le voir sur la comparaison des distributions en Z (cf bas de la figure 4.11), qui montre une forte intensité de noyaux de recul de la cible inélastiques pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$, mais pas pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$. Cela est dû aux angles d'effeulements de la cible qui sont très différents dans les deux cas : 45.31° (^{76}Ge) et 31.1° (^{70}Ge).

Au delà de la zone 2, s'étend une large distribution d'événements (zone 4), situés approximativement entre $Z \simeq 36$ et $Z \simeq 60$. Cette zone est peuplée par les fragments de la fission séquentielle de l'uranium, suite à des diffusions plus ou moins inélastiques, ainsi que par les fragments légers de la fission (ou quasi fission) d'un système composite à $Z=124$, dont le partenaire lourd serait potentiellement détecté dans le télescope 4.

Enfin, entre les fragments de fission du projectile et les quasi-projectiles diffusés, se détache une dernière zone (zone 3) qui contient une distribution d'événements compris approximativement entre $Z \simeq 65$ et $Z \simeq 85$. Cette zone, qui contient très peu d'événements, ne peut être peuplée que par les fragments lourds issus de la fission (ou de la quasi-fission) d'un système composite à $Z=124$ (la fission séquentielle de l'uranium ne peut s'étendre aussi loin en Z). Cette zone est beaucoup plus intense dans le cas du ^{76}Ge que dans le cas du ^{70}Ge , comme on peut le voir sur la distribution en Z (cf figure 4.12). Cela peut s'expliquer par le fait que l'énergie disponible dans le centre de

4.1. Identification des produits détectés dans les télescopes

masse pour la réaction de fusion $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$ est moins élevée par rapport à la barrière de fusion ($E_{CM} = 1.10 * B_{Bass}$, cf tableau 3.2) que pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ ($E_{CM} = 1.21 * B_{Bass}$). La section efficace de fusion-fission est donc plus élevée dans le cas du ^{76}Ge .

L'énergie cinétique des fragments de fission provenant principalement de la répulsion Coulombienne entre les deux fragments juste après la scission, on peut l'estimer par la systématique de Viola [Viola *et al.*, 1985], qui donne l'énergie cinétique la plus probable, dans le centre de masse, pour la fission symétrique d'un noyau de charge Z et de masse A :

$$E_{tot}^{sym} = (0.1189 \pm 0.011) \frac{Z^2}{A^{1/3}} + (7.3 \pm 1.5) \text{ MeV} \quad (4.4)$$

Toutefois, les distributions expérimentales en Z ne présentent pas de pic intense à $Z \sim 62$ correspondant à une scission symétrique, ce qui laisse supposer que la fission est principalement asymétrique, comme c'était déjà le cas lors de l'étude du $Z = 120$ ([Laget, 2007], [Frégeau, 2011]). Afin de tenter de reproduire la distribution en énergie correspondant à une fission asymétrique, l'énergie totale correspondant à une fission asymétrique a été estimée à partir de cette systématique en utilisant la conservation de l'impulsion. Cette énergie totale a ainsi été calculée par la relation 4.5, où les indices 1 et 2 correspondent aux deux fragments de fission. Les distributions expérimentales $Z - E_{mi-cible}$ ont été comparées aux distributions calculées, qui sont marquées par des étoiles noires sur les figures 4.13 et 4.14, et qui reproduisent assez bien les données.

$$E_{tot}^{asym} = E_{tot}^{sym} \times 4 \times 1.5874 \times \frac{Z_1 Z_2}{Z^2} \times \frac{A^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \quad (4.5)$$

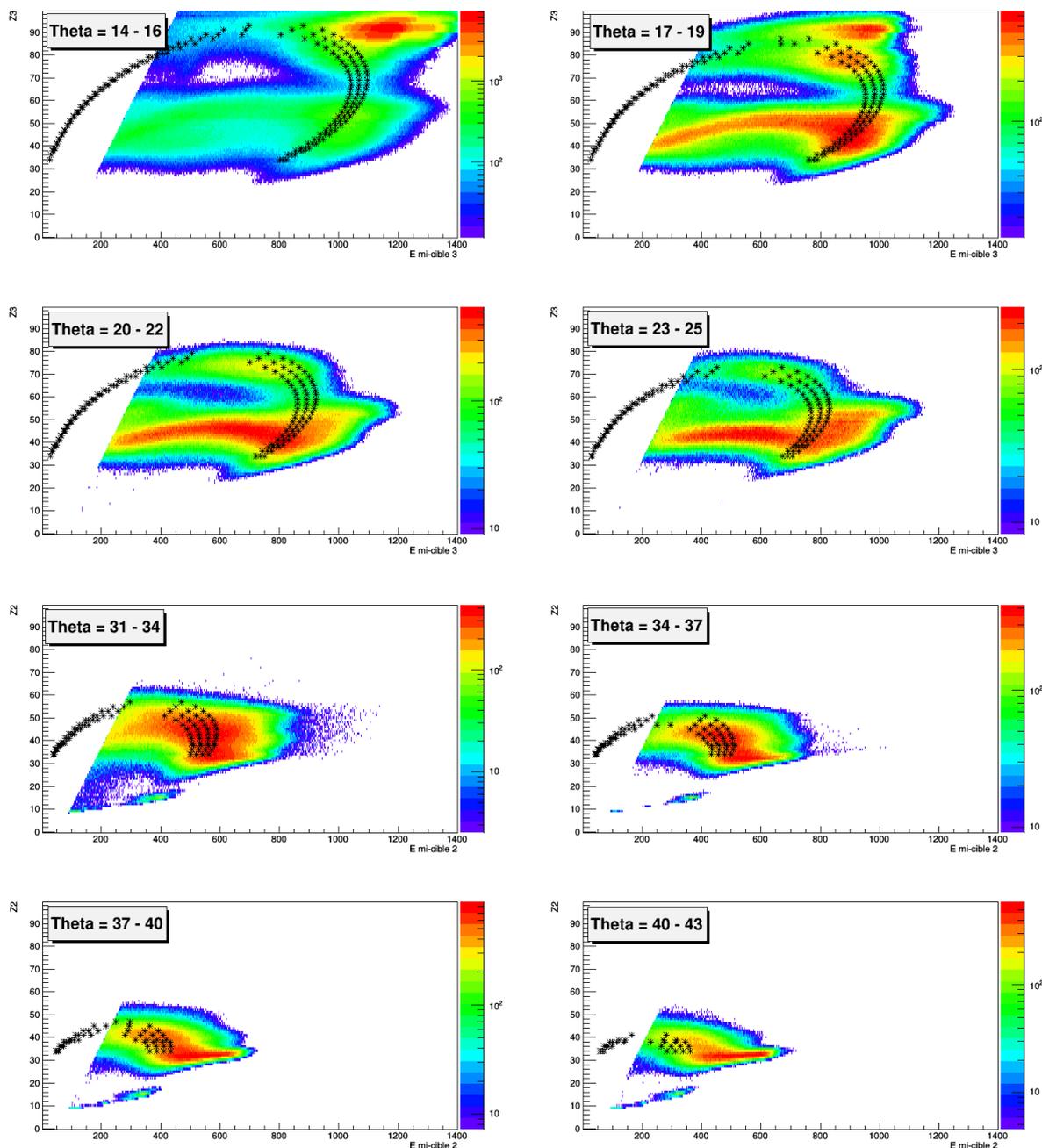


FIGURE 4.13 – Spectre $Z - E_{mi-cible}$ à différents angles de détection pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$. Les étoiles noires correspondent à l'énergie de Viola calculée pour une fission asymétrique (cf eq 4.4 et 4.5), et pour des fragments plus lourds que le germanium détectés aux angles indiqués. Les différents jeux d'étoiles sur un spectre correspondent aux différents angles couverts, par pas de 1° .

4.1. Identification des produits détectés dans les télescopes

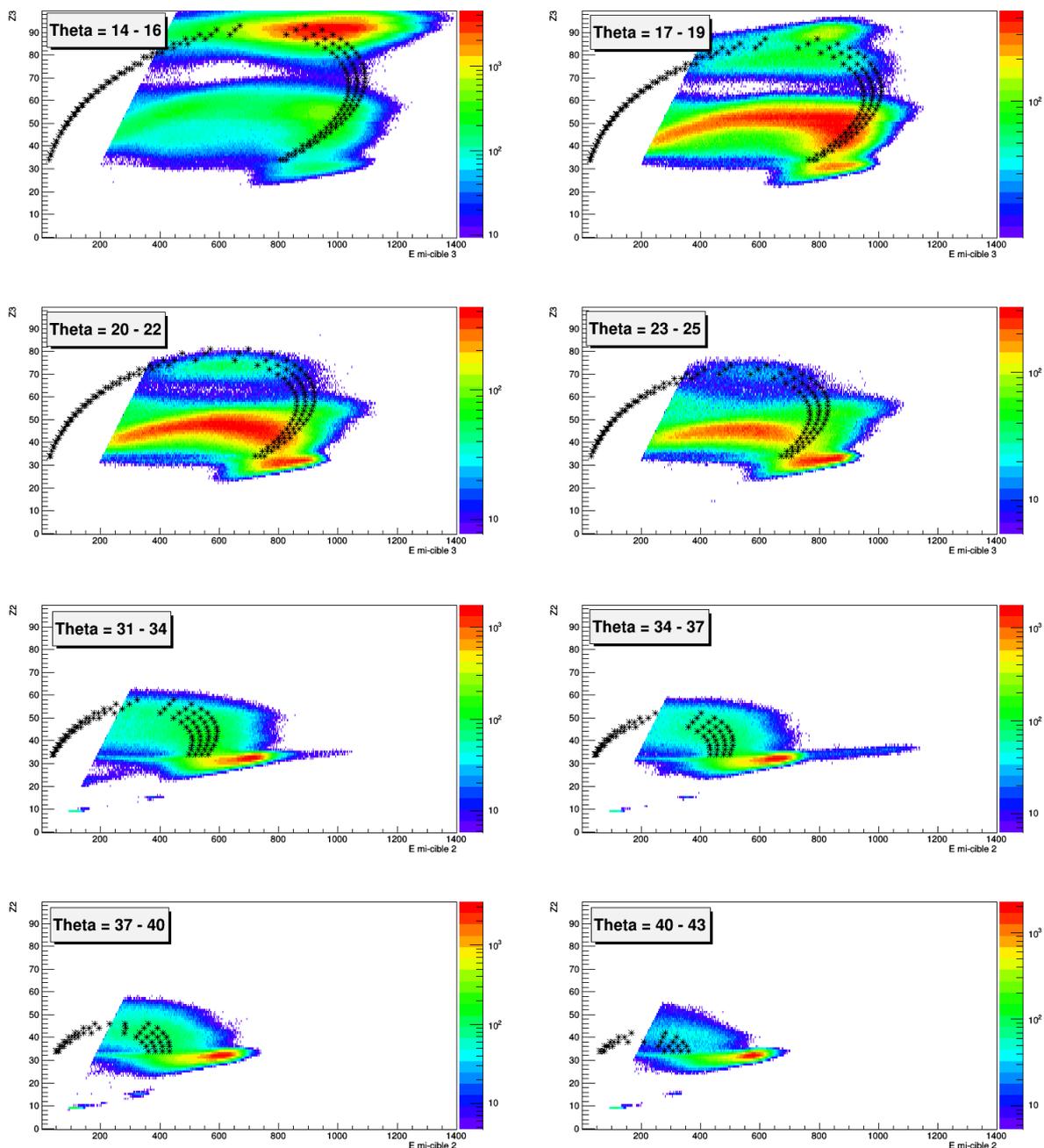


FIGURE 4.14 – Spectre $Z - E_{mi-cible}$ à différents angles de détection pour le système $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$. Les étoiles noires correspondent à l'énergie de Viola calculée pour une fission asymétrique (cf eq 4.4 et 4.5), et pour des fragments plus lourds que le germanium détectés aux angles indiqués. Les différents jeux d'étoiles sur un spectre correspondent aux différents angles couverts, par pas de 1° .

Une étude des spectres obtenus avec les détecteurs germanium pour les événements correspondant aux différents mécanismes de réaction identifiés doit désormais être effectuée. Des sélections de coïncidences doubles entre un photon et un ion appartenant à chacune des zones précédemment décrites devraient ainsi permettre d'observer une évolution dans les spectres X. En particulier, la zone 3 semble être la plus propice à l'observation de raies X caractéristiques du noyau $Z=124$. Afin de supprimer toute contamination de noyaux de quasi-uranium, on pourra notamment sélectionner les fragments détectés au delà de 20 degrés, où les figures 4.13 et 4.14 montrent la disparition du quasi-projectile.

La sélection de coïncidences triples, entre un photon et les deux fragments de (quasi-)fission du $Z=124$, permettra également de s'affranchir des fragments de fission séquentielle de l'uranium. Trois paires de détecteurs permettent d'effectuer ces coïncidences triples : télescope 3 - télescope 4, télescope 3 - télescope 5 et télescope 2 - télescope 4. Les coïncidences triples peuvent être sélectionnées de deux façons différentes par notre dispositif : soit en imposant une condition sur la somme en Z (Z_{tot}) des deux fragments détectés pour sélectionner un $Z_{tot} \sim 124$, soit en effectuant des contours sur des spectres bidimensionnels $\Delta E_{chio} - \Delta E_{chio}$ des deux CHIO dans lesquels sont détectés les fragments. Ces deux méthodes devraient en toute rigueur sélectionner les mêmes événements. Cependant, compte tenu de notre résolution en Z , il est difficile de sélectionner uniquement par le Z d'un seul fragment les événements de (quasi-)fission du 124, comme on peut voir sur la zone 3 de la figure 4.11 visiblement contaminée par l'uranium élastique ou quasi-élastique. La suppression totale de cette contribution nécessite alors d'utiliser un contour très restrictif ou de restreindre l'émission des fragments bien au delà de l'angle d'effleurement, ce qui a pour conséquence de réduire de manière significative la statistique. Cette perte conséquente de statistique est notamment causée par le grand nombre de pistes absentes sur le télescope 4. La distribution en Z_{tot} pour des fragments lourds détectés au delà de 20 degrés en coïncidence avec des fragments légers dans les télescopes partenaires, est présentée en rouge sur la figure 4.16. Malgré la mauvaise résolution en Z causée par la mauvaise résolution des CHIO, la séparation entre les fragments de fission séquentielle de l'uranium et les fragments de (quasi-)fission du 124 est sans équivoque. La composante centrée autour de $Z=80$ est en fait constituée soit par deux fragments de fission de l'uranium soit par un fragment de l'uranium et un quasi-germanium.

Une sélection $\Delta E_{chio} - \Delta E_{chio}$ permet de s'affranchir du dysfonctionnement des pistes X du télescope 4 et de profiter de toute la statistique de coïncidence. Nous avons vérifié que les distributions de Z_{tot} correspondant à ce type de sélection étaient équivalentes à celles obtenues après sélection sur les Z des fragments partenaires pour les coïncidences impliquant le télescope 3. La figure 4.15 illustre les spectres bidimensionnels $\Delta E_{chio} - \Delta E_{chio}$ pour les paires de détecteurs 3-4 et 3-5 (la paire 2-4 étant équivalente à la 3-5). Deux zones sont clairement identifiables, qui correspondent à la (quasi-)fission de deux systèmes de charges très différentes : le plus lourd peut être attribué sans ambiguïté au $Z=124$ tandis que le plus léger à la fission séquentielle de l'uranium. La diffusion élastique est également identifiable. La distribution en Z_{tot} correspondant aux événements peuplant les contours centrés sur la (quasi-)fission du $Z=124$ de la figure 4.15 est superposée (en noir) à la distribution précédente sur la figure 4.16. Les deux distributions en Z_{tot} sont normalisées au maximum. Comme attendu, les distributions sont identiques à partir de $Z_{tot} > 110$.

Tous les résultats présentés dans la suite de ce mémoire pour les événements de (quasi-)fission du noyau de $Z=124$ ont donc été obtenus en utilisant la coupure $\Delta E_{chio} - \Delta E_{chio}$ qui sélectionne

4.1. Identification des produits détectés dans les télescopes

de façon non-ambiguë les processus de capture complète. Le léger décalage du maximum de Z_{tot} reconstruit est à imputer à la qualité imparfaite de l'identification de chacun des partenaires, les spectres ayant été constitués en imposant une multiplicité de PLC nulle.

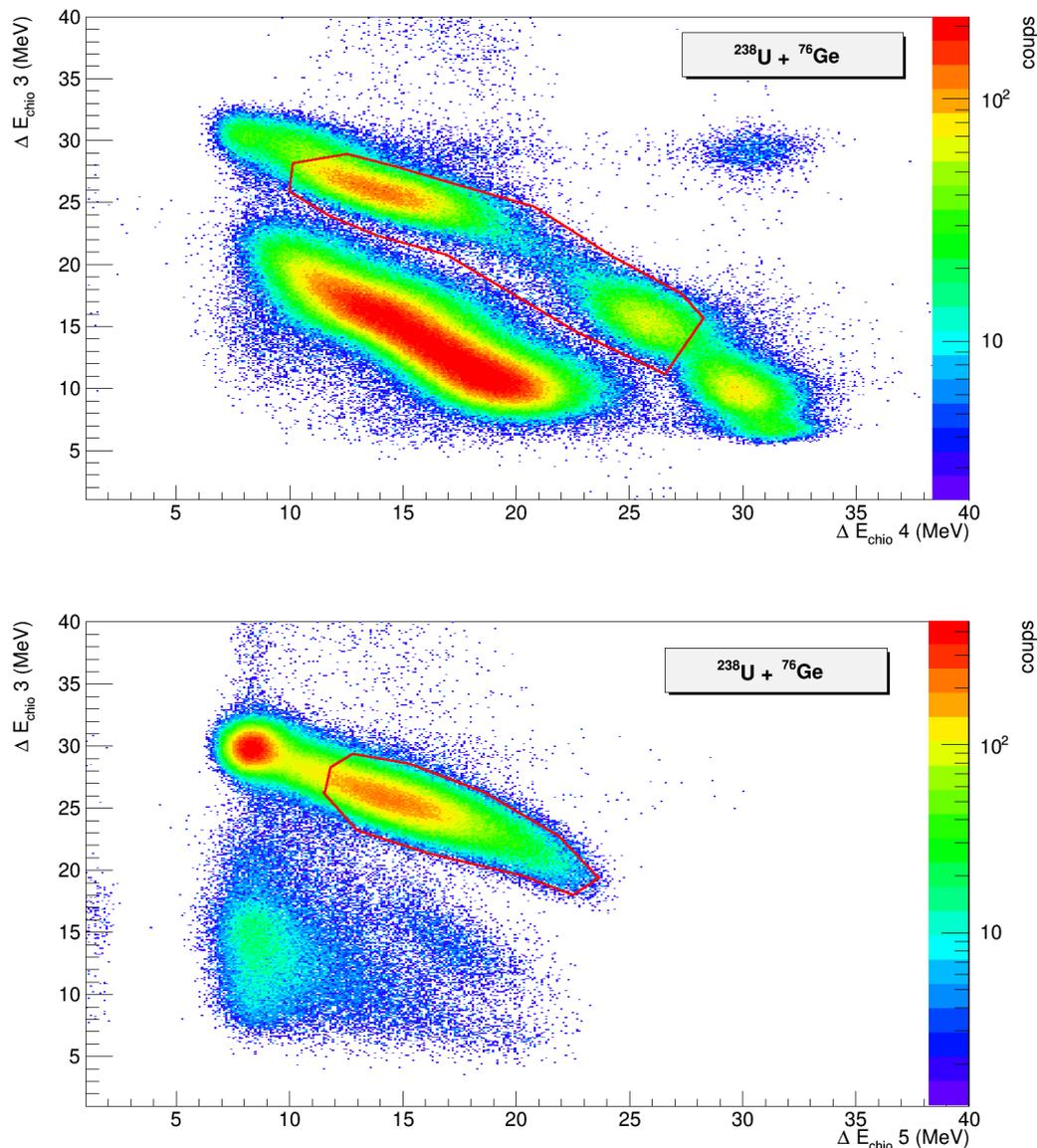


FIGURE 4.15 – Spectres bidimensionnels $\Delta E_{chio} - \Delta E_{chio}$ pour les paires de télescope 3-4 (en haut) et 3-5 (en bas) pour le système ^{76}Ge .

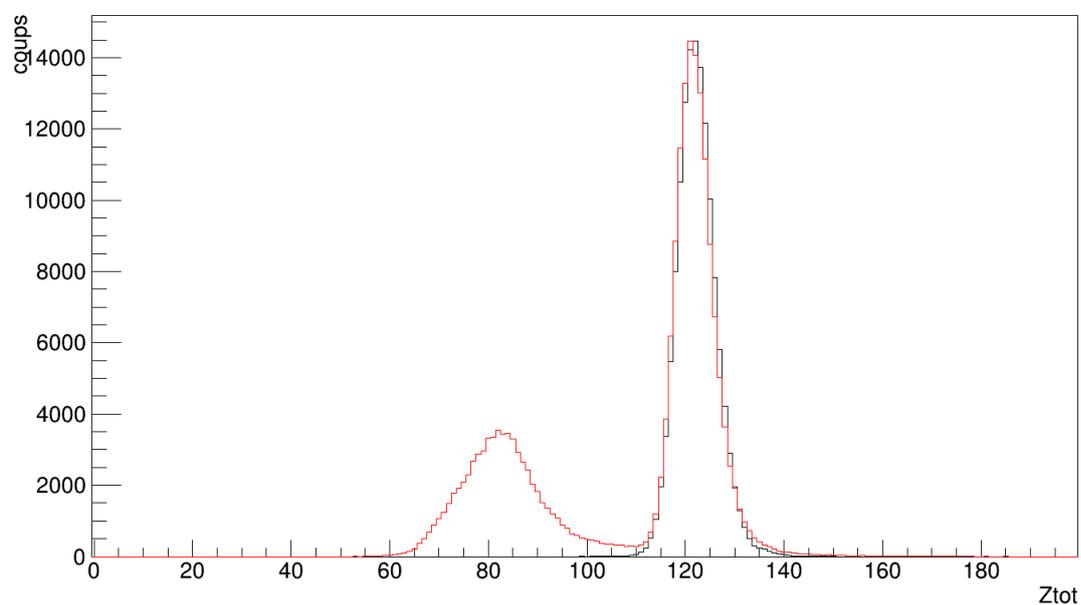


FIGURE 4.16 – Distribution de $Z_{tot} = Z_1 + Z_2$ sommée sur toutes les paires de télescopes pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$, pour deux types de sélections : (quasi-)fission du $Z=124$ sélectionné par des contours sur les spectres $\Delta E_{chio} - \Delta E_{chio}$ (en noir) des deux fragments partenaires et par des contours simples sur les spectres $Z - E_{si}$ (en rouge) sur chacun des partenaires, l'angle de détection étant supérieur à 20° .

4.2 Analyse des CsI d'INDRA

4.2.1 Identification des différents produits de réaction

Le signal lumineux produit par les scintillateurs CsI d'INDRA au passage d'un ion incident, est constitué de deux composantes, rapide ($CsI : R_{rapide}$) et lente ($CsI : L_{lente}$), dont le rapport des amplitudes dépend de la nature (Z, A) de l'ion incident (cf sec 3.4). L'identification en charge Z (et en masse A pour les particules légères) est donc obtenue en traçant la matrice $CsI : R_{rapide} - CsI : L_{lente}$, sur laquelle les ions détectés vont peupler des lignes distinctes selon leur nature (Z, A), et dont la pente augmente avec la masse, comme on peut le voir sur les figures 4.17 et 4.18.

Sur la figure 4.18 est visible une matrice $CsI : R_{rapide} - CsI : L_{lente}$, du module 1 de la couronne 17 ($\theta \sim 4 - 23^\circ$), pour la réaction $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$. La ligne de plus basse pente est peuplée par des neutrons et des rayons γ . Ensuite les lignes de plus basse pente correspondent aux noyaux d'hydrogène, dont les trois lignes isotopiques sont nettement distinctes les unes des autres. Le carbone, visible sur la figure, provient du support mince des cibles sur lequel le germanium a été évaporé, et qui a subi des réactions de diffusion élastique par les noyaux projectiles. La feuille d'aluminium de $100 \mu\text{m}$ recouvrant ce module est percée à $\theta = 5^\circ$ afin de détecter les projectiles diffusés élastiquement, qui peuplent la ligne de plus haute pente. L'analyse du spectre X en coïncidence avec ces événements permettra par la suite de calculer la probabilité d'ionisation en couche K de l'uranium et donc du noyau composé.

La résolution isotopique des CsI est telle que les lignes isotopiques sont normalement distinctes uniquement jusqu'à $Z=4$. Cependant, la statistique n'est pas toujours suffisante pour distinguer les différents isotopes même à $Z=1$, comme c'est le cas pour les modules de la couronne 13 qui sont les plus éloignés (cf figure 4.17). La détection et l'identification des particules légères chargées avec les scintillateurs CsI d'INDRA servant simplement à réaliser un bilan de charge totale afin de sélectionner les réactions de fusion complète, il n'est pas nécessaire de connaître la masse A de ces particules, ni leur énergie. Aucun étalonnage en énergie n'a donc été réalisé pour les CsI.

Pour chaque module CsI, on trace 3 lignes séparatrices (cf figure 4.17) entre les événements détectés à $Z=0$, $Z=1$ et $Z=2$ afin de calculer automatiquement la multiplicité des particules légères chargées. A très basse énergie toutes les lignes se rejoignent et il est donc impossible de séparer les événements selon la nature des produits incidents. En dessous d'un certain seuil, les événements ont été assimilés à des réactions sans émission de particule.

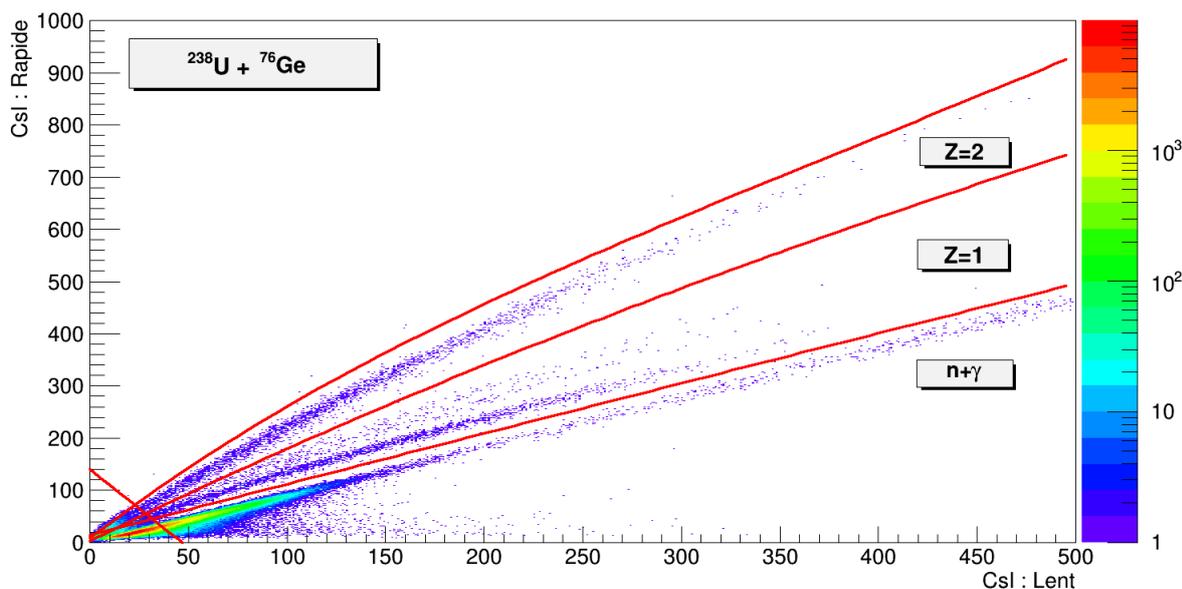


FIGURE 4.17 – Matrice $CsI : R_{rapide} - CsI : L_{ente}$ du module 16 de la couronne 13 ($\theta \sim 70 - 88^\circ$). Les ions lourds diffusés à cet angle n'ont pas suffisamment d'énergie pour traverser la feuille d'aluminium recouvrant les CsI, on ne détecte donc que des particules légères chargées.

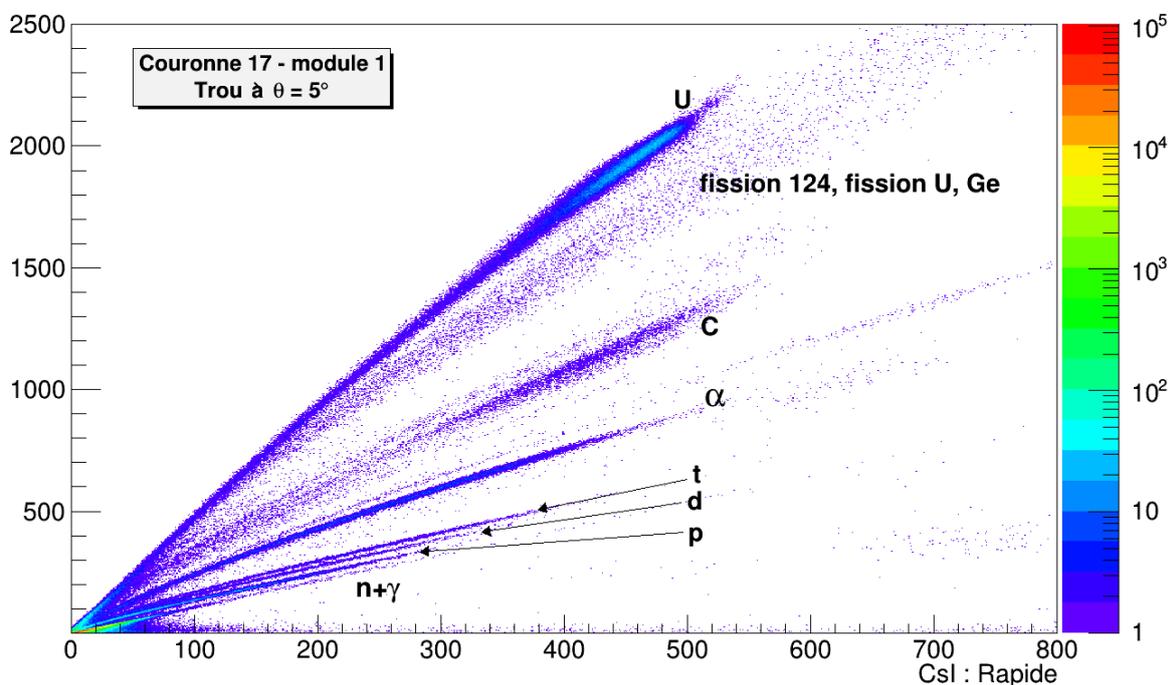


FIGURE 4.18 – Matrice $CsI : R_{rapide} - CsI : L_{ente}$ du module 1 de la couronne 17 ($\theta \sim 4 - 23^\circ$). A ces angles les ions de carbone et de germanium ont suffisamment d'énergie pour traverser la feuille d'aluminium épaisse recouvrant le module. La ligne peuplée par ces ions est cependant peu intense du fait des faibles sections efficaces aux petits angles. Le trou à 5° permet de détecter les ions d'uranium diffusés élastiquement, qui peuplent la ligne de plus haute pente.

4.2. Analyse des CsI d'INDRA

4.2.2 Multiplicité de particules légères chargées

Le tableau 4.4 donne les multiplicités de particules légères chargées (α et protons), corrigées de l'efficacité de détection, émises en coïncidence avec les deux fragments de (quasi-)fission d'un système composite à $Z=124$, pour les deux systèmes $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$. Les fragments de (quasi-)fission ont été sélectionnés à l'aide de contours sur les spectres $\Delta E_{chio} - \Delta E_{chio}$ comme ceux de la figure 4.15. Les multiplicités sont de l'ordre de 2% et sont similaires pour les particules α et protons, et ce, pour les deux systèmes.

Système	Multiplicité de particules alpha	Multiplicité de protons
$^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	1.6 %	1.6 %
$^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	2.0 %	2.1 %

TABLE 4.4 – Multiplicité des particules légères chargées émises en coïncidence avec des fragments de (quasi-)fission d'un noyau de $Z=124$.

Ces résultats sont qualitatifs et permettent de vérifier que le pourcentage de particules légères chargées, émises lors des réactions de capture, reste faible. Par la suite, les propriétés du noyau composé à $Z=124$ seront ainsi examinées avec une condition d'anti-coïncidence sur les particules légères chargées.

Analyse expérimentale des spectres de photons

Sommaire

5.1	Description générale des spectres	108
5.2	Mesure de la probabilité P_K d'ionisation en couche K	109
5.2.1	Procédure utilisée	109
5.2.2	Valeurs de P_K obtenues	112
5.3	Étude des multiplicités de photons	113
5.3.1	Méthode et conditions d'extraction des multiplicités	113
5.3.2	Exploration des coïncidences un photon - 1 fragment	115
5.3.3	Multiplicités de photons pour des événements ternaires	131
5.3.3.1	Fission et quasi-fission d'un système au voisinage de $Z_{tot}=124$. . .	131
5.3.3.2	Fission séquentielle de l'uranium	133
5.4	Analyse des spectres et discussion	135
5.4.1	Mise en évidence de transitions γ	135
5.4.2	Simulation de l'effet des émissions γ à partir des fragments	138
5.4.3	Comparaison avec la situation rencontrée lors de l'étude du noyau de $Z=120$.	142
5.5	Limites supérieures des multiplicités d'X_K pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$.	144
5.5.1	Estimation des multiplicités maximales compatibles avec les données	144
5.5.2	Incertitudes statistiques	147
5.6	Limites supérieures des multiplicités d'X_K pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$.	154

L'analyse des spectres obtenus avec les détecteurs germanium doit nous permettre de réaliser deux objectifs, nécessaires à l'obtention du temps de fission moyen du noyau composé à 124 protons. Le 1er est d'identifier les raies X_K caractéristiques du 124, afin d'extraire le taux de X_K émis par rapport au nombre de fissions. Le 2ème est d'identifier les raies X_K caractéristiques de l'uranium diffusé élastiquement, afin d'extraire la probabilité d'ionisation en couche K de l'uranium (et donc du 124). Nous allons commencer par une description générale du spectre de photons, sans condition particulière de coïncidence, pour ensuite nous intéresser au spectre de photons en coïncidence avec les produits de réaction chargés. Tout d'abord nous étudierons les coïncidences avec les noyaux d'uranium diffusés élastiquement et détectés dans les CsI afin d'extraire la probabilité d'ionisation en couche K de l'uranium. Ensuite seulement nous nous intéresserons aux coïncidences avec les fragments de (quasi-)fission détectés dans les télescopes pour extraire les multiplicités de X_K du 124. Nous verrons alors qu'il est difficile d'identifier clairement les pics de X_K du 124 à cause d'un fond important généré par les gamma des fragments de (quasi-) fission du 124. Cela nous a amené à simuler l'impact de l'émission de ces γ sur les spectres de X, et à n'extraire que des multiplicités maximales.

5.1 Description générale des spectres

Avant d'effectuer l'étude des spectres de photons en coïncidence avec les fragments de (quasi-) fission d'un système composite à 124 protons ou en coïncidence avec les noyaux d'uranium diffusés élastiquement, nous allons décrire les spectres germanium constitués avec un déclenchement inclusif, c'est-à-dire lorsque l'acquisition a été déclenchée par les (discriminateurs des) détecteurs germanium seuls, sans condition de coïncidence .

La figure 5.1 montre les spectres inclusifs superposés des 3 détecteurs germanium pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$. Les différences à basse énergie sont causées par les absorbeurs dont l'épaisseur est plus large (1.5 mm) dans le cas du germanium 3 ($\varphi = 150$ degrés) que dans les autres germanium (1 mm). Les spectres présentent plusieurs pics, qui correspondent aux raies X provenant des transitions atomiques de l'uranium et aux raies γ provenant de la bande rotationnelle de l'uranium, comme indiqué sur la figure. Au delà du seuil de détection à basse énergie imposé par les absorbeurs, les spectres des trois détecteurs sont rigoureusement identiques, cohérents avec des processus d'excitation inélastiques ou faiblement inélastiques de l'uranium.

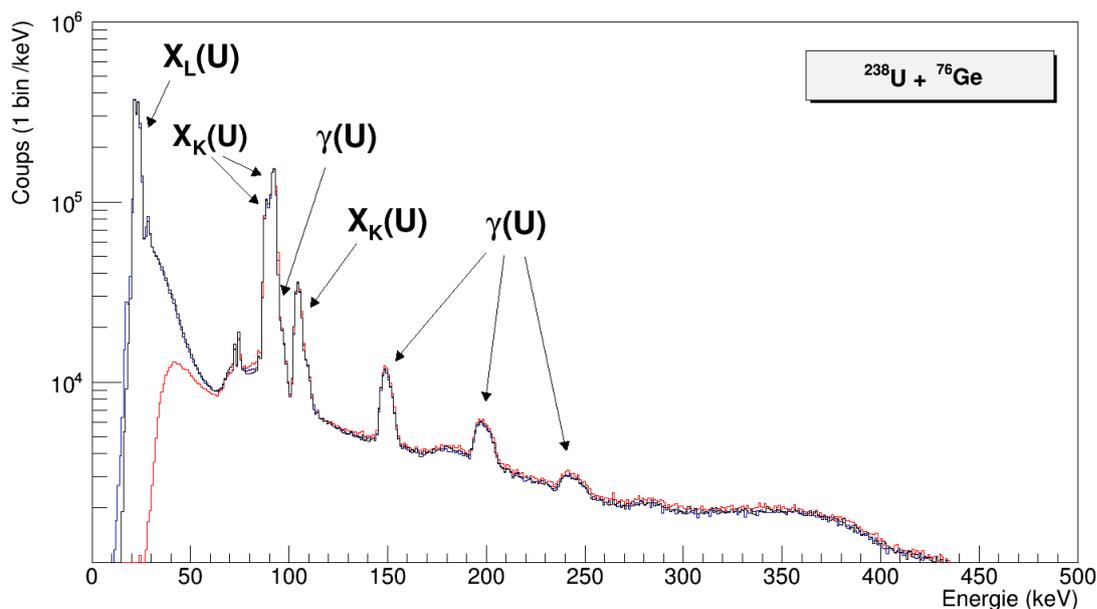


FIGURE 5.1 – Spectres inclusifs des trois détecteurs germanium superposés pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$. Le spectre rouge correspond au détecteur 3, placé à $\varphi = 150$ degrés et qui possède des absorbeurs plus épais que les deux autres détecteurs.

Les énergies des raies X et γ doivent être corrigées de l'effet Doppler pour comparer les valeurs tabulées dans la littérature et la position des pics en énergie sur les spectres. L'énergie d'une raie, E'_γ émise par un émetteur avançant à une vitesse non nulle, est reliée à l'énergie de la transition considérée E_γ pour un émetteur au repos, au facteur de Lorentz, γ , à la vitesse de l'émetteur, β ainsi qu'à l'angle θ entre l'émetteur et le détecteur, via la formule suivante :

$$E'_\gamma = E_\gamma \times \gamma \times [1 + \beta \cos(\theta)] \quad (5.1)$$

5.2. Mesure de la probabilité P_K d'ionisation en couche K

Dans notre cas, le projectile avance dans la direction du faisceau à une vitesse de $0.116c$, le système est donc considéré comme non relativiste. L'angle relatif entre chaque détecteur germanium et l'axe faisceau est de 127 degrés. Les valeurs des énergies E'_γ sont données dans le tableau 5.1, pour les raies X_K et les γ appartenant à la bande rotationnelle de l'uranium. Les énergies des transitions X_K données dans ce tableau correspondent à un ion mono-chargé d'uranium. Compte tenu de la résolution en énergie de nos détecteurs Germanium, aucun décalage notable de la position des pics n'est attendu pour un U^{63+} (charge d'équilibre dans le Ge à 6.3 MeV/u). En effet, des décalages en énergie de 100 à 200 eV par lacune sont calculés pour les transitions X_K en présence d'une lacune en couche L et de quelques 10 eV en présence d'une lacune en couche M. Sur la figure 5.2, représentant le spectre du germanium 1, sont tracées des lignes aux positions des énergies calculées pour les différentes raies. Un très bon accord est obtenu entre la position des pics et les énergies corrigées de l'effet Doppler.

Transition γ [Browne and Tuli, 2015]	Énergie (keV)	Angle (degrés)	Énergie Doppler (keV)
$4^+ \rightarrow 2^+$	103.5	127	96.26
$6^+ \rightarrow 4^+$	158.8	127	147.69
$8^+ \rightarrow 6^+$	210.6	127	195.87
$10^+ \rightarrow 8^+$	257.8	127	239.77
$12^+ \rightarrow 10^+$	300.6	127	279.58
Transition X_K [Bearden, 1967],[Krause and Oliver, 1979]	Énergie (keV)	Angle (degrés)	Énergie Doppler (keV)
$K_{\alpha 2}$	94.7	127	88.04
$K_{\alpha 1}$	98.9	127	92.02
$K_{\beta 1}$	111.3	127	103.52

TABLE 5.1 – Énergies des transitions X_K et γ de l'uranium corrigées de l'effet Doppler dans le cas d'une émission par un noyau d'uranium avançant dans la direction et à la vitesse du faisceau.

Maintenant que nous avons identifié les raies caractéristiques de l'uranium (X et gamma), nous allons les étudier lors des coïncidences entre les détecteurs germanium et les CsI d'INDRA où sont détectés les noyaux d'uranium diffusés élastiquement, afin de calculer les probabilités de création de lacunes dans les couches internes de l'uranium.

5.2 Mesure de la probabilité P_K d'ionisation en couche K

5.2.1 Procédure utilisée

La probabilité d'ionisation en couche K de l'uranium lors de sa diffusion élastique peut être obtenue en comptant le nombre de X_K caractéristiques de l'uranium émis par les noyaux d'uranium diffusés élastiquement. Ces derniers peuvent être détectés à l'aide des 4 modules CsI qui sont situés à l'intérieur de l'angle d'effleurement du projectile, et dont la feuille d'aluminium les recouvrant possède un trou. Ce sont les modules 1, 4 et 8 de la couronne 17. Deux contours (un large et un étroit) ont été tracés sur les spectres bidimensionnels de chacun de ces modules, afin de sélectionner uniquement l'uranium élastique diffusé à 5 (modules 1 et 8) et 10 degrés (module 4), comme le montre la figure 5.3. En vérifiant que le nombre de X observés dans les deux cas restait proportionnel au nombre de coups dans les deux contours, on vérifie ainsi que les multiplicités

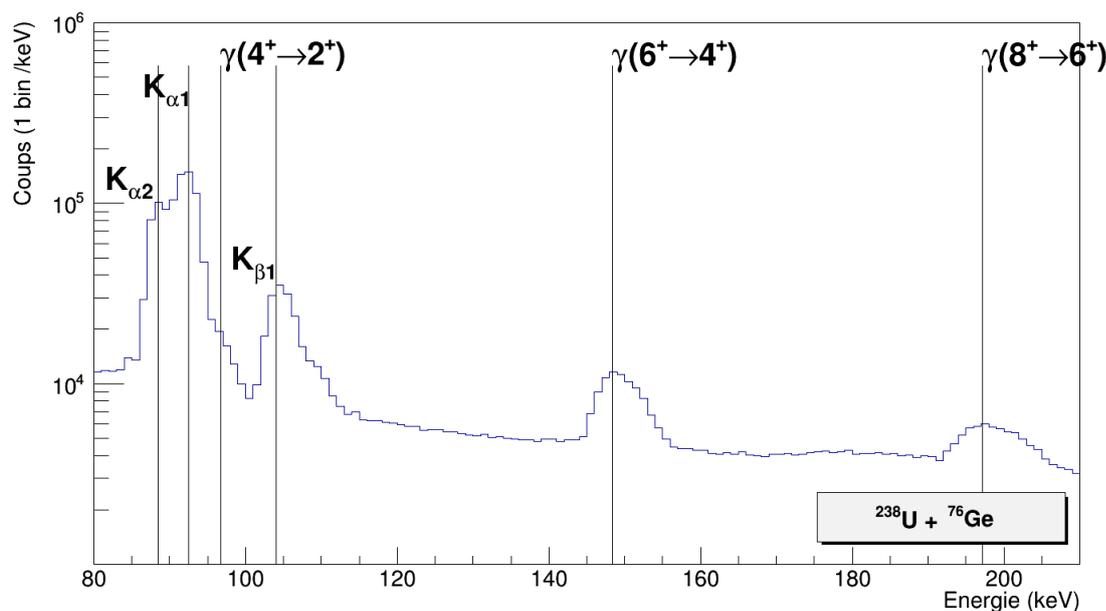


FIGURE 5.2 – Spectre germanium 1 ($\varphi = 30$ degrés) agrandi dans la région des X_K et des premiers γ de la bande rotationnelle de l’uranium. Les lignes tracées marquent les énergies des raies X_K et γ corrigées de l’effet Doppler, et dont les valeurs sont données dans le tableau 5.1.

qui vont être extraites ne sont pas biaisées par la sélection effectuée. Les calculs de Pk ont alors été effectués avec le contour le plus large, afin de bénéficier d’une plus grande statistique.

Les spectres germanium en coïncidence avec les événements des contours sont générés en se plaçant dans les conditions de déclenchement de l’acquisition correspondant à une coïncidence entre les détecteurs germanium et les détecteurs CsI d’INDRA. Des conditions sont également appliquées sur les spectres bidimensionnels énergie-temps réalisés à l’aide des TDC, afin de sélectionner uniquement les événements appartenant à la même pulsation faisceau. Bien que la probabilité d’avoir des coïncidences fortuites est faible (de l’ordre de 2 %), un spectre de coïncidences fortuites est généré (en sélectionnant un pulse décalé sur les spectre énergie-temps) et est ensuite soustrait au spectre de photons, et ce pour chaque détecteur germanium. Après avoir soustrait les coïncidences fortuites, il faut également soustraire le bruit de fond avant de pouvoir compter le nombre de coups dans les pics de X_K caractéristiques de l’uranium. Pour cela, un spectre de bruit de fond a été généré à l’aide de la fonction ShowBackground du programme d’analyse ROOT.

Les spectres présentent des pics X_K caractéristiques correspondant aux transitions suivantes de l’uranium : $K_{\alpha 2}$, $K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 3}$, $K_{\beta 1}$ et $K_{\beta 2}$, ainsi qu’un pic correspondant à la transition γ de 103.5 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$), appartenant à la bande rotationnelle de l’uranium. Cette raie se situant dans la région d’intérêt, sa contribution doit être éliminée pour obtenir le nombre réel de X_K émis par l’uranium. Les spectres de photons (auxquels ont été préalablement soustraits les fortuites et le bruit de fond) sont donc fittés par 6 gaussiennes, paramétrées avec les énergies des raies X_K et de la raie γ à 103.5 keV de l’uranium, corrigées des décalages Doppler correspondants. La figure 5.4 illustre ces ajustements gaussiens réalisés sur un spectre Germanium 1 en coïncidence avec l’uranium diffusé élastiquement à 5 degrés. Les positions des pics issues des fits sont en accord

5.2. Mesure de la probabilité P_K d'ionisation en couche K

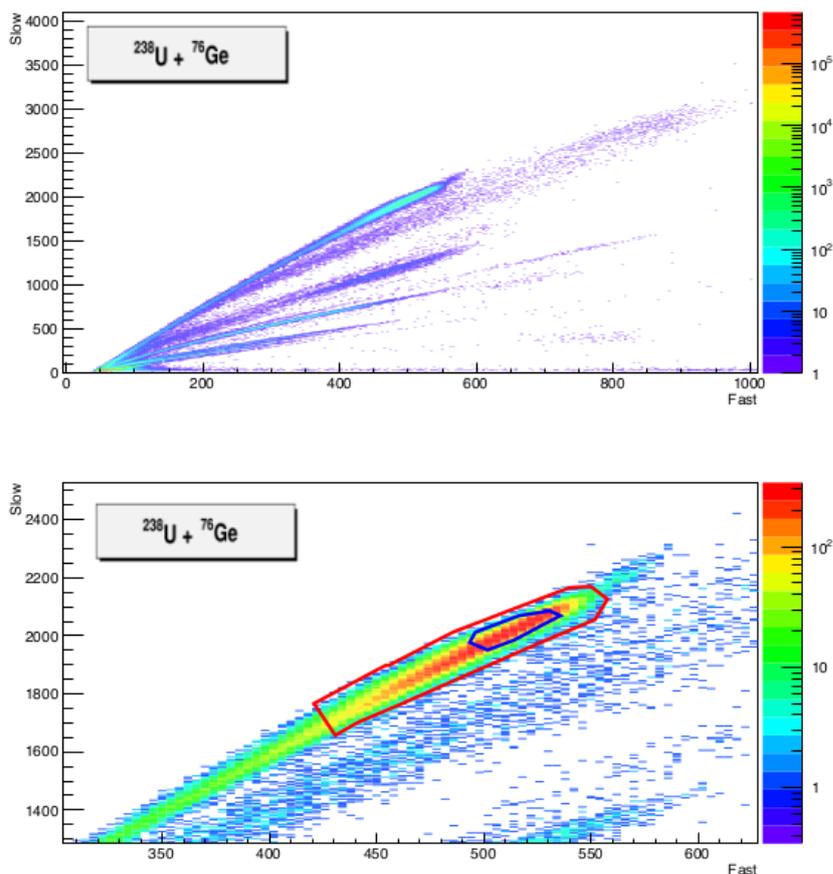


FIGURE 5.3 – Sélection de l'uranium diffusé élastiquement à 5 degrés par un contour (en rouge) sur le spectre CsI du module 1 de la couronne 17, pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$.

avec celles calculées à mieux que $\pm 1\%$ sur tous les spectres.

Parmi les raies X présentes sur les spectres, il peut y avoir une contribution de X provenant de processus de conversion interne des gamma de la bande rotationnelle. Si c'est le cas, il faut corriger le nombre de X mesurés. En effet, ces X ne venant pas des processus de création de lacunes durant la collision (ionisation directe), ils vont mener à surestimer la probabilité d'ionisation de l'uranium (et donc du noyau composé). Les coefficients de conversion ont donc été calculés à l'aide du programme BRICC ([Kibédi *et al.*, 2008],[Kibédi]), pour les transitions $4^+ \rightarrow 2^+$ (103.5 keV) et $6^+ \rightarrow 4^+$ (158.8 keV). L'énergie de liaison des électrons en couche K étant de 115.6 keV [Xdata web], elle est supérieure à l'énergie de la transition $4^+ \rightarrow 2^+$ à 103.5 keV, qui ne peut donc pas être convertie en électron K. La transition $6^+ \rightarrow 4^+$ à 158.8 keV est quant à elle faiblement convertie, avec un coefficient de conversion interne de 0.21. Mais la contribution d'un pic correspondant à cette dernière transition est tellement faible sur les spectres, que le nombre de gamma convertis en X_K est négligeable. Les coefficients de conversion interne diminuant pour un même élément lorsque l'énergie des transitions gamma augmente, il n'est pas nécessaire de chercher des gamma convertis à plus haute énergie. Aucune correction n'a donc finalement été effectuée pour la conversion interne.

Le nombre de X_K est intégré sur un intervalle en énergie entre 85 keV et 115 keV, de manière à prendre en compte toutes les raies X_K précédemment données, sur le spectre corrigé du bruit

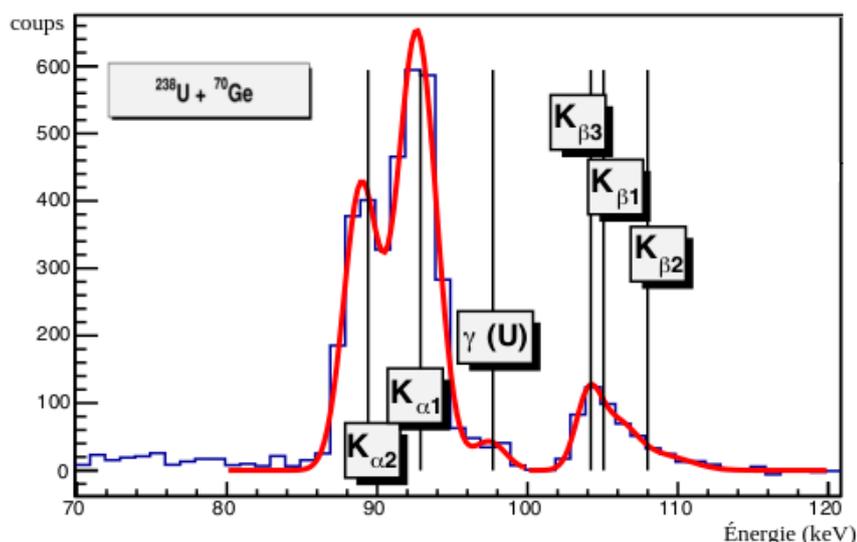


FIGURE 5.4 – Spectre germanium 1 en coïncidence avec l’uranium diffusé élastiquement à 5 degrés, pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$. Les lignes indiquent les positions attendues des transitions X et γ de l’uranium.

de fond et des fortuites. La correction en efficacité du détecteur germanium est incluse pas à pas, en interpolant les courbes d’efficacité obtenues dans la section 3.2.4. L’efficacité utilisée est celle obtenue en considérant la position réelle à partir des impacts observés sur les cibles en fin d’expérience. A ce nombre est également soustrait le nombre de gamma correspondant au pic à 103.5 keV, estimé par l’intégrale du fit gaussien sur ce pic et corrigé de l’efficacité moyenne de détection à 97 keV (position moyenne du pic en considérant le décalage Doppler).

$$N_X = \sum_{e=E_{min}}^{E_{max}} \frac{N_X(e)}{\varepsilon(e)} - \frac{N_\gamma(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma)} \quad (5.2)$$

Le nombre d’uranium diffusé élastiquement est simplement donné par le nombre d’événements peuplant le contour réalisé sur les spectres des CsI (cf fig 5.3), avec les bonnes conditions en temps et de déclenchement. Pour obtenir la probabilité d’ionisation, il faut multiplier les nombres de X_K ainsi que les nombres d’uranium par les taux d’échantillonnages correspondant aux déclenchements respectifs : $R_{CSI} = 1000$ pour un déclenchement d’INDRA en simple, et $R_{Ge-INDRA} = 3$ pour un déclenchement en coïncidence Ge-INDRA. La probabilité d’ionisation en couche K de l’uranium est donc donnée par la formule suivante :

$$P_K(U) = \frac{N_X \times R_{ge-indra}}{N_{elast}(U) \times R_{CSI}} \quad (5.3)$$

5.2.2 Valeurs de P_K obtenues

Du fait de problèmes de mise en temps sur le détecteur germanium 3, celui-ci n’a pas été utilisé pour le calcul des P_K . Par ailleurs, les valeurs de P_K obtenues en coïncidence avec l’uranium diffusé élastiquement à 10° sont supérieures à celles à 5° probablement en raison d’une présence plus importante à cet angle de processus inélastiques. Les résultats pour les germanium 1 et 2 obtenus en coïncidence avec l’uranium diffusé à 5° pour les deux systèmes sont donnés dans le tableau

5.3. Étude des multiplicités de photons

5.2. Les valeurs de P_K sont similaires pour les deux systèmes, et avec les différents détecteurs germanium. En faisant la moyenne sur toutes les valeurs, on obtient une probabilité de création de lacunes K de l'uranium de :

$$P_K = 0.30 \pm 0.03 \quad (5.4)$$

Cette valeur de P_K est très voisine de la probabilité d'ionisation de l'uranium extraite lors de l'étude du système $^{238}\text{U}+\text{Ni}$ par Fréreau *et al.* [2012], qui était de 0.27 ± 0.07 .

	^{70}Ge	^{70}Ge	^{76}Ge	^{76}Ge
	CsI 17-1	CsI 17-8	CsI 17-1	CsI 17-8
Ge 1	0.289	0.316	0.303	0.328
Ge 2	0.290	0.310	0.317	0.346

TABLE 5.2 – Probabilité de création de lacune K dans un atome d'uranium lors des diffusions élastiques $^{238}\text{U}+^{70,76}\text{Ge}$.

5.3 Étude des multiplicités de photons

Maintenant que nous avons étudié les spectres de photons en inclusif et en coïncidence avec la diffusion élastique, nous allons nous intéresser au spectre de photons en coïncidence avec les produits de réaction détectés dans les télescopes. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, ces produits chargés peuvent être des fragments de (quasi-)fission du 124, des fragments de fission séquentielle de l'uranium ou encore des noyaux de diffusion plus ou moins inélastique. Nous avons donc imposé (sauf indication contraire) des sélections cinématiques (en Z ou en énergie Chio-Si) de manière à supprimer au mieux les événements de diffusion élastique et inélastique. Par la suite, on qualifie de fragment ou d'ion « léger » les produits dont le Z est inférieur à 60, et de « lourd », tous les ions de Z supérieur. Le but est d'identifier les X_K caractéristiques du 124 pour en extraire les multiplicités, nécessaires à l'obtention du temps de fission moyen du 124. Les énergies des principales raies X_K du 124, calculées avec MCDF pour la configuration « diagramme » dans la section 2.2.1, sont rappelées dans le tableau 5.3 ainsi que les énergies des ces raies calculées en tenant compte du décalage dû à l'effet Doppler pour une émission à partir du noyau composé.

Raie	Énergie au repos (keV)	Énergie Doppler (keV)
$K_{\alpha 2}$	201.134	189.6
$K_{\alpha 1}$	221.19	208.6
$K_{\beta 3}$	240.9	232.3

TABLE 5.3 – Énergie des principales raies X_K de l'élément de $Z=124$, calculées dans la configuration d'un atome ionisé une fois, présentant une lacune en couche K. Les énergies Doppler sont calculées pour un émetteur avançant dans la direction et à la vitesse du noyau composé.

5.3.1 Méthode et conditions d'extraction des multiplicités

La multiplicité des X_K du 124 est donnée par l'équation 5.5 où N_X représente le nombre de X_K émis par le 124, N_{div} le nombre de fragments détectés et R_{div} le facteur correctif lié au taux d'échantillonnage des fragments. Pour obtenir le nombre réel N_X de X_K , il faut intégrer le nombre

$n(e)$ de X_K détectés dans la gamme d'énergie où sont attendus les X_K du 124 (typiquement entre 180 keV et 245 keV) et le corriger de l'efficacité du germanium $\varepsilon(E)$.

$$M = \frac{N_X}{N_{div} \times R_{div}} \quad \text{avec} \quad N_X = \sum_{e=E_{min}}^{E_{max}} \frac{n(e)}{\varepsilon(e)} \quad (5.5)$$

Les spectres de photons sont constitués en coïncidence avec les produits chargés détectés dans les télescopes, en effectuant des contours sur les spectres $\Delta E_{chio} - E_{Si}$ ou $Z - E_{Si}$. Nous avons tout d'abord tenté d'extraire des multiplicités de X_K émis en coïncidence avec un seul fragment détecté dans les télescopes situés entre 14 et 43 degrés (coïncidences doubles), selon la charge Z du fragment détecté. Nous avons ensuite fait de même pour des coïncidences entre deux fragments de (quasi-)fission d'un système à 124 protons détectés dans deux télescopes (coïncidences triples). Les sélections en coïncidence triple sont toujours effectuées en imposant une condition d'anticoïncidence sur les particules légères chargées. Nous avons systématiquement vérifié que cette condition d'anti-coïncidence avec INDRA ne modifiait pas la forme des spectres ni les multiplicités extraites.

Pour chaque détecteur germanium, un spectre de coïncidences fortuites est généré, en sélectionnant les événements pour lesquels le registre de marquage indique que un télescope a été touché, mais pas de germanium. En effet, une coïncidence où à la fois un silicium et un germanium ont été touchés mais pour laquelle la coïncidence n'a pas été marquée dans la configuration de déclenchement ne peut être que fortuite. Les spectres de coïncidences fortuites entre le détecteur germanium 1 et chacun des télescopes sont visibles sur la figure 5.5, pour la région d'intérêt en énergie. Les spectres ont tous été normalisés et on vérifie ainsi que les spectres de coïncidences fortuites sont tous similaires, comme attendu. Ces spectres nous permettent d'obtenir la probabilité $P_{fort}(E)$, d'avoir un photon fortuit d'énergie E . Cette probabilité est donnée par le rapport entre $N^{inc}(E)$, le nombre de coups à cette énergie dans le spectre de photons fortuits, et $N_{Si\%}^{tot}$, le nombre total de déclenchements correspondant. Avant de pouvoir soustraire les fortuites au spectre physique, il faut les normaliser judicieusement avec les équations suivantes :

$$N_{vraies}(E) = N^\varphi(E) - N^\varphi(E) \times P_{fort}(E) \quad (5.6)$$

$$P_{fort}(E) = \frac{N^{inc}(E)}{N_{Si\%}^{tot}} \quad (5.7)$$

où $N^\varphi(E)$ est le nombre de coups dans le spectre "physique", contenant un nombre $N_{vraies}(E)$ de vraies coïncidence et $N^\varphi(E) \times P_{fort}(E)$ coïncidence fortuites.

Une fois les coïncidences fortuites retirées du spectre physique, il faut encore soustraire le bruit de fond avant de pouvoir compter le nombre de coups correspondant aux X_K caractéristiques du 124. Le bruit de fond est généré à l'aide de ROOT, comme dans la section précédente, et est optimisé avec l'option "BackDecreasingWindow", qui permet de tracer un fond en partant des hautes énergies du spectre et en allant dans le sens décroissant. Du fait des difficultés à identifier des pics de X_K du 124 se détachant nettement du bruit de fond sur les trois germanium, la sélection du fond aura une influence notable sur la multiplicité des X_K , constituant ainsi la principale source d'erreur. C'est pourquoi nous avons tenté d'évaluer les incertitudes liées à la sélection d'un fond plutôt qu'un autre, cette sélection étant généralement arbitraire. Le calcul des incertitudes est explicité dans l'annexe A.

5.3. Étude des multiplicités de photons

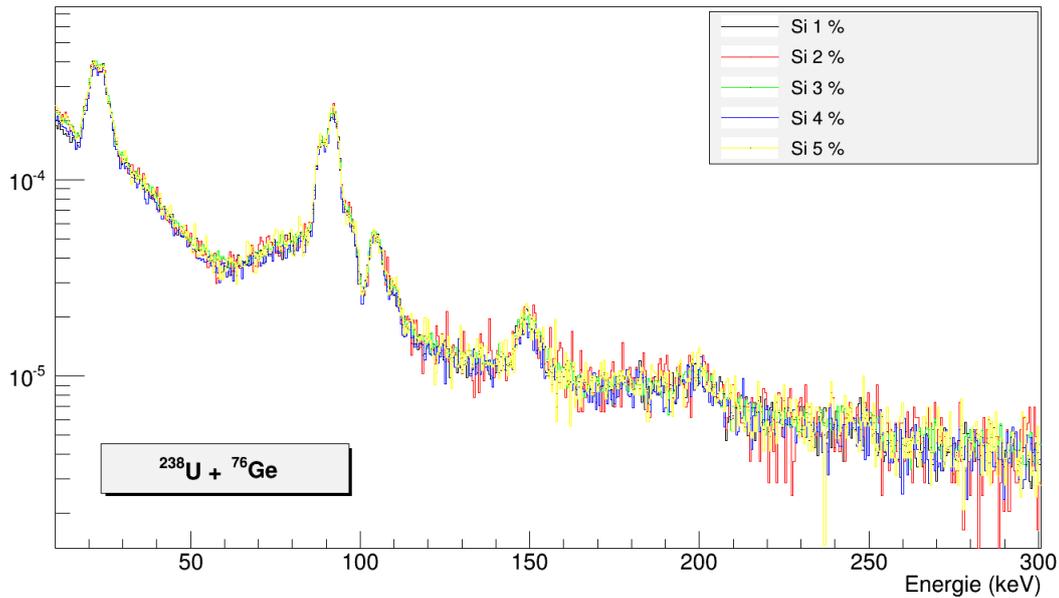


FIGURE 5.5 – Spectres de coïncidences fortuites avec les télescopes, enregistrés sur le Germanium 1, en déclenchement inclusif " $INCONF = SI\%$ "

Pour obtenir le nombre de fragments correspondant, des spectres $\Delta E_{chio} - E_{Si}$ sont générés en sélectionnant les événements marqués échantillonnés dans la configuration de déclenchement. Le nombre de fragments est alors simplement donné par le nombre d'événements peuplant le contour effectué multiplié par le taux d'échantillonnage correspondant ($R=10$ pour un silicium tout seul).

5.3.2 Exploration des coïncidences un photon - 1 fragment

Nous avons commencé par étudier les coïncidences doubles entre les détecteurs germanium et les produits détectés entre 14 et 26 degrés dans le télescope 3, c'est-à-dire dans un domaine angulaire où sont attendus aussi bien des fragments lourds que des fragments légers de (quasi-)fission du $Z=124$. Cette zone étant aussi peuplée par les autres mécanismes de réaction, notamment la fission séquentielle de l'uranium, nous avons découpé la zone en fonction de la charge Z de l'ion détecté. Nous espérons ainsi observer une évolution dans les multiplicités, traduisant les poids relatifs des différents mécanismes impliqués. Nous nous sommes limités aux produits dont la charge Z est située entre 35 et 85, afin d'éliminer la diffusion élastique de la cible ou du projectile, respectivement. Les figures 5.6 à 5.8 montrent à titre d'exemple les spectres de photons (corrigés des fortuites) obtenus pour les deux tranches extrêmes en Z : 35-45 et 75-85, pour les deux systèmes $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$. Le bruit de fond a été tracé en rouge. Les lignes verticales rouges sont tracées aux énergies des principales raies X_K du 124 ($K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ et $K_{\beta 1}$), calculées pour un atome émetteur ionisé une fois, avançant dans la direction et à la vitesse du noyau composé.

Les spectres constitués avec le germanium 3 ne possèdent que très peu de statistique, comme on peut le voir sur les figures 5.6 et 5.7. En effet, à cause d'un problème de mise en temps sur ce détecteur, il y a très peu d'événements dont l'acquisition est déclenchée par ce détecteur en coïncidence. Ce détecteur a donc été ignoré dans la recherche des pics du 124 et l'extraction des multiplicités correspondantes.

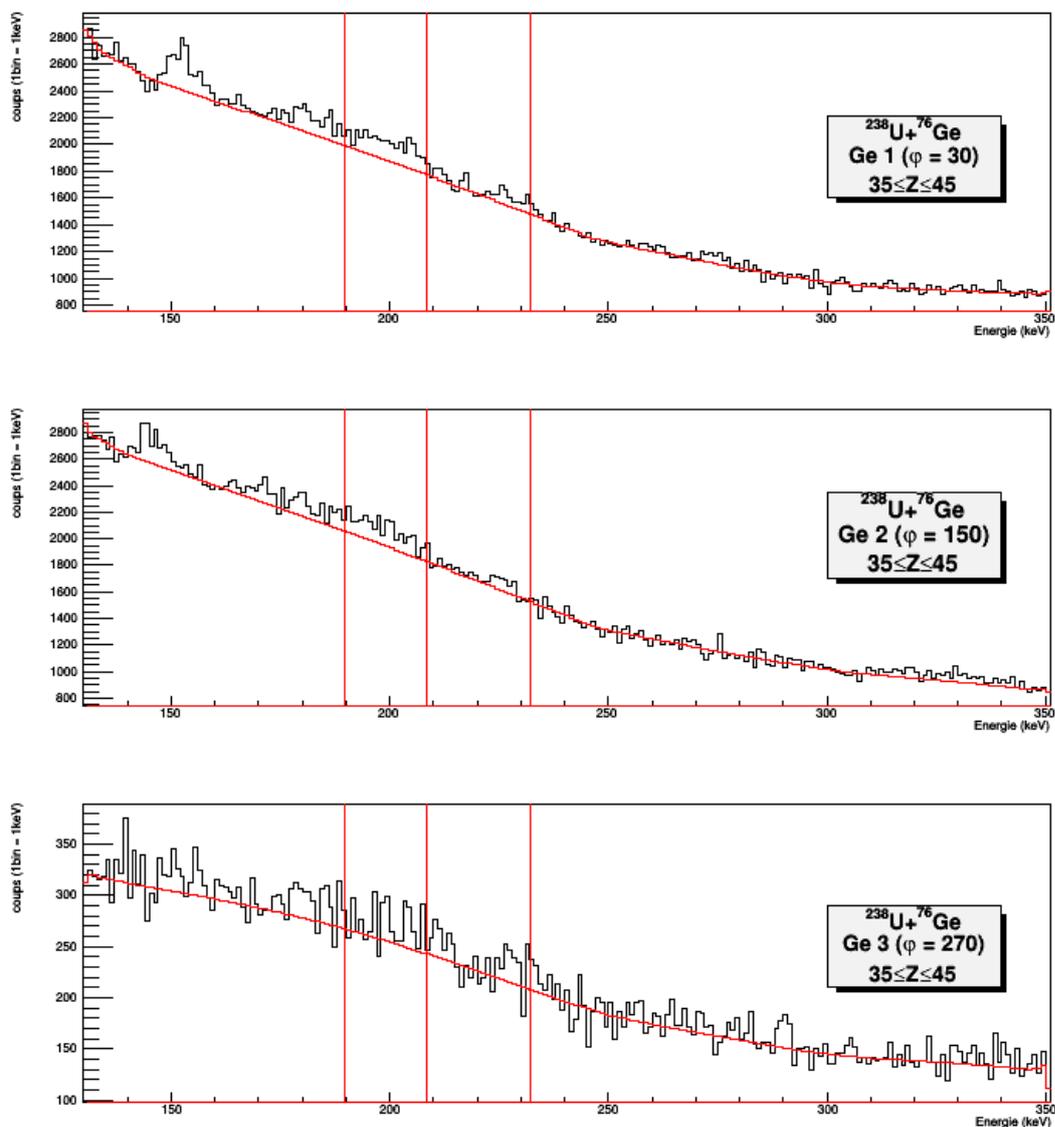


FIGURE 5.6 – Spectres germanium en coïncidence avec un produit de réaction de Z situé entre 35 et 45, détecté entre 14 et 26 degrés, pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$. Les lignes verticales rouges indiquent les énergies des principales raies X_K du 124 (K_{α1}, K_{α2} et K_{β1}), calculées pour un émetteur avançant dans la direction et à la vitesse du noyau composé, dans l’hypothèse d’une fusion complète et d’un atome ionisé une fois.

5.3. Étude des multiplicités de photons

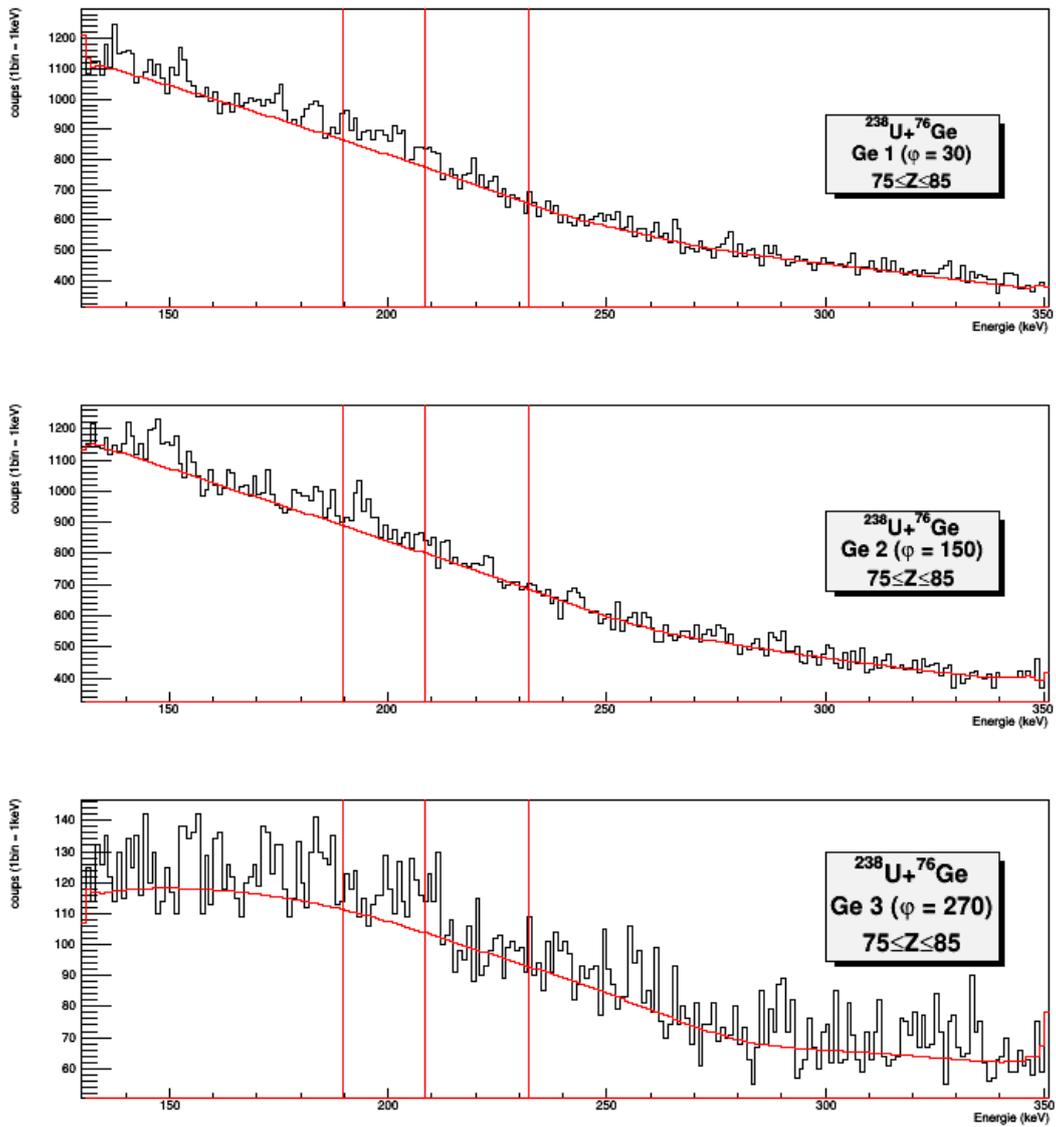


FIGURE 5.7 – Spectres germanium en coïncidence avec un produit de réaction de Z situé entre 75 et 85, détecté entre 14 et 26 degrés, pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$.

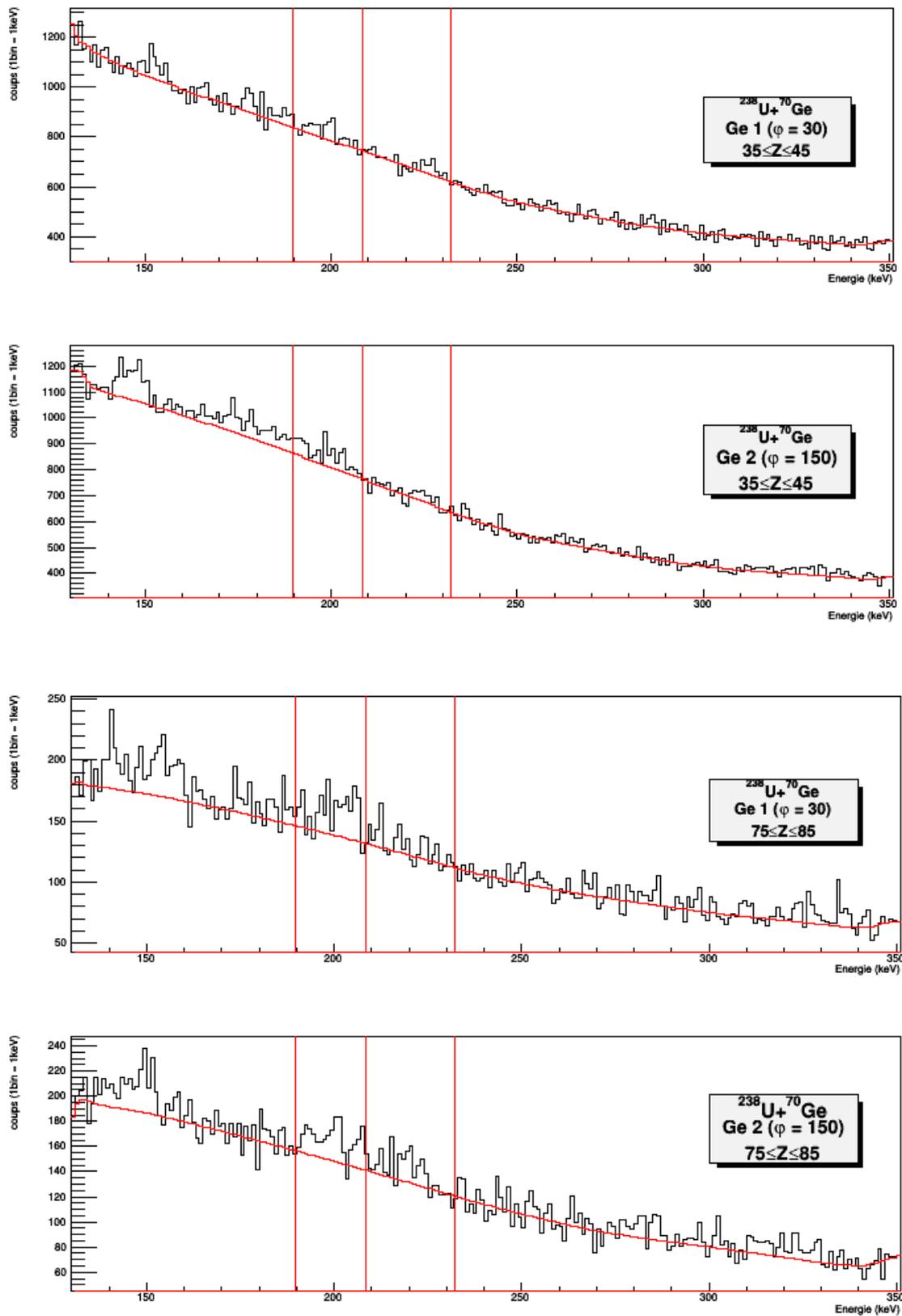


FIGURE 5.8 – Spectres germanium en coïncidence avec un produit de réaction de Z situé entre 35 et 45 (en haut) et de Z situé entre 75 et 85, détecté entre 14 et 26 degrés, pour le système $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$.

5.3. Étude des multiplicités de photons

Les spectres de photons des détecteurs germanium 1 et 2, en coïncidence avec un ion à $35 \leq Z \leq 45$, présentent une contribution importante de γ autour de 150 keV (cf figure 5.6), dont l'énergie varie avec le détecteur germanium, résultant des décalages Doppler différents. Deux raies se distinguent en effet nettement, aux énergies moyennes de 152 keV pour Ge 1 ($\varphi=30^\circ$) et de 145 keV pour Ge 2 ($\varphi=150^\circ$). Cette contribution peut provenir des noyaux issus de diffusions quasi ou faiblement inélastiques, ou des γ émis par des fragments de (quasi-)fission. Une contribution de coïncidences fortuites mal soustraites devrait refléter le spectre de photons inclusifs de la figure 5.1 pour lequel l'énergie mesurée des transitions γ de l'uranium est identique sur les trois détecteurs.

Pour vérifier que ces deux pics, marquées par des flèches noires sur la figure 5.9, appartiennent à la même transition, on peut remonter à l'énergie de cette dernière pour une émission au repos. Les valeurs relatives des énergies enregistrées sur les détecteurs Ge1 et Ge2 ($E_{\gamma 2} < E_{\gamma 1}$) ne sont compatibles qu'avec une émission à partir du fragment détecté. En effet, l'angle relatif θ_1 ($\sim 115^\circ$ en moyenne) entre le germanium 1 et le télescope 3 est inférieur à l'angle θ_2 ($\sim 147^\circ$ en moyenne) entre le germanium 2 et le télescope 3. Ainsi les raies sont compatibles avec une émission par un fragment détecté dans le télescope 3, et émettant des γ dont l'énergie au repos est en moyenne de 159 keV. Cet émetteur doit également être détecté dans le télescope 4, situé à de angles θ comparables à ceux du télescope 3 de l'autre côté du faisceau. On devrait donc observer deux raies aux énergies moyennes de 147 keV pour Ge 1 et de 154 keV pour Ge 2, sur les spectres réalisés en coïncidence avec la même sélection en Z pour un ion détecté dans le télescope 4. Deux raies à ces énergies sont effectivement visibles sur les spectres de photons en coïncidence avec un ion à $35 \leq Z \leq 45$ détecté dans le télescope 4. Ces spectres sont présentés sur la figure 5.10, où des flèches indiquent l'emplacement attendu des raies d'après les décalages Doppler calculés. Ces γ autour de 150 keV semblent donc bien provenir du fragment détecté dans le télescope considéré.

Une contribution de raies autour de cette énergie, bien que moins importante, est également visible sur les spectres germanium en coïncidence avec un ion lourd entre $Z=75$ et $Z=85$, comme on peut le voir sur la figure 5.7.

D'une façon générale, la présence de raies se déplaçant selon le détecteur germanium utilisé implique nécessairement une contribution non négligeable de γ , dans la région où sont attendus les X_K du 124, rendant ainsi difficile toute identification de pics de X_K caractéristiques du 124 sur les spectres. *A priori* la sélection en Z et en énergie doit éliminer une contribution des γ de la bande rotationnelle de l'uranium. Cependant un résidu de quasi-projectile reste possible pour cette sélection en Z compte tenu de la résolution en Z expérimentale de notre dispositif. Il apparaît donc clairement que même dans la tranche de Z entre 75 et 85 où la multiplicité d' X_K du 124 est espérée maximum, aucune signature claire de la présence de ces X_K n'est visible. La présence de ces raies rend particulièrement délicate une définition du fond permettant d'extraire de faibles multiplicités d' X_K . Une analyse complète et détaillée a donc été effectuée sur les transitions γ issues des fragments, afin d'estimer leur impact sur les multiplicités extraites. Cette analyse est décrite dans la section 5.4 de ce chapitre.

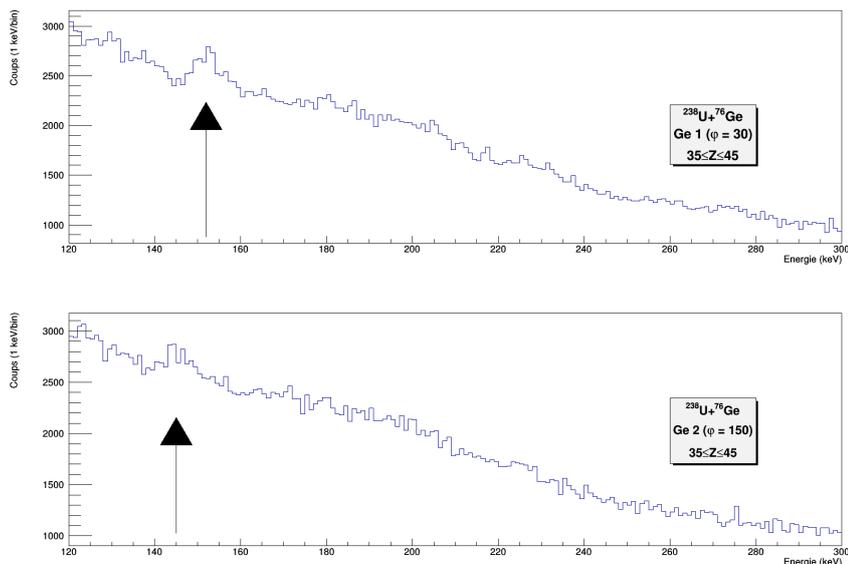


FIGURE 5.9 – Spectres germanium en coïncidence avec un produit de réaction à Z situé entre 35 et 45, détecté entre 14 et 26 degrés dans le télescope 3, pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$. Les flèches noires indiquent deux raies qui semblent appartenir à la même transition, décalées en énergie par effet Doppler.

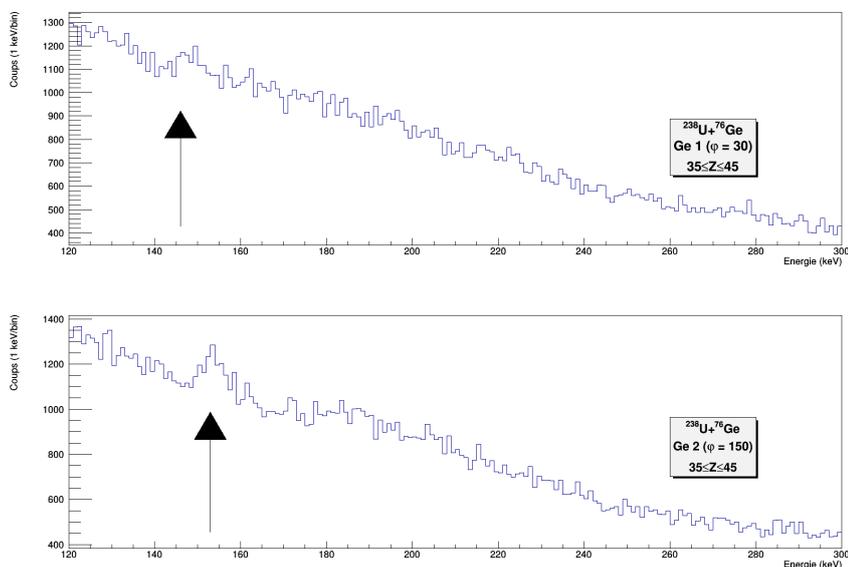


FIGURE 5.10 – Spectres germanium en coïncidence avec un produit de réaction à Z situé entre 35 et 45, détecté entre 14 et 26 degrés dans le télescope 4, pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$. Les flèches noires indiquent deux raies qui semblent appartenir à la même transition, décalées en énergie par effet Doppler.

5.3. Étude des multiplicités de photons

Les multiplicités de photons intégrées entre 180 et 245 keV et extraites de ces coïncidences doubles sont données sur la figure 5.11 pour chaque tranche en Z , et pour les détecteurs germanium 1 et 2. À part pour la tranche en Z : 55-65, les deux germanium sont en bon accord pour chacun des deux systèmes étudiés. Pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$, les valeurs moyennes sont toutes du même ordre, et aucune évolution significative n'est visible selon la charge Z de l'ion détecté. Ce n'est cependant pas le cas pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$, pour lequel une nette évolution des multiplicités est visible, indiquant une croissance de la multiplicité vers les hauts Z . Si elle était observée sur les deux systèmes, une telle évolution serait cohérente avec l'hypothèse selon laquelle la zone située entre $Z\sim 65$ et 85 est uniquement peuplée par les fragments de (quasi-) fission d'un système à 124, et où la multiplicité de X_K du 124 devrait alors être plus importante. En effet, la distribution en Z des fragments de fission séquentielle de l'uranium ne s'étend que jusqu'à $Z\approx 60$. Mais, en réalité, si on regarde les spectres de photons en ^{70}Ge en coïncidence avec les ions lourds, présentés sur la figure 5.8, on remarque que la statistique est très faible, et qu'une forte contamination de γ y est visible. Ces deux effets sont donc probablement responsables de l'augmentation des multiplicités à haut Z , qui est alors peu significative. Les valeurs de multiplicités extraites sont donc biaisées par la contribution de γ provenant de fragments de (quasi-)fission. Ces multiplicités, de l'ordre de 0.08, sont du même ordre de grandeur que les multiplicités qui avaient été mesurées pour les X_K du $Z=120$. On pourrait en déduire que les multiplicités de X_K du $Z=124$ sont inférieures ou très inférieures à cette valeur. Néanmoins, ces multiplicités sont fortement dépendantes du fond considéré et ce fond est déterminé par la présence des raies γ , plus étroites que le signal espéré pour les raies X_K . Nous allons donc essayer de diminuer la contribution de ces γ .

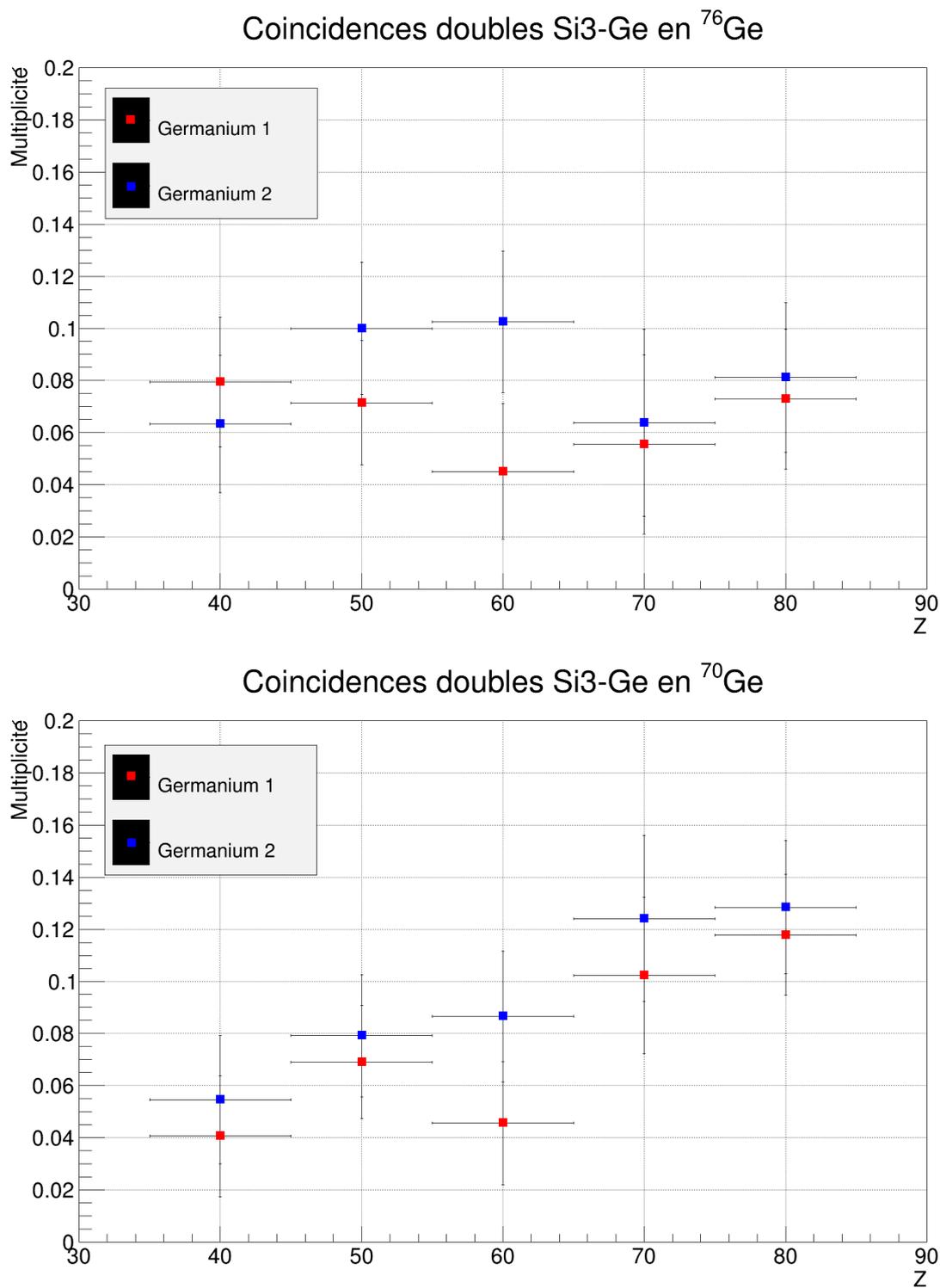


FIGURE 5.11 – Multiplicité de photons intégrés entre 180 et 145 keV, pour les coïncidences doubles entre les détecteurs germanium et un ion détecté entre 14 et 26 degrés, selon sa charge Z, pour les deux systèmes : $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ (en haut) et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$ (en bas). Les barres horizontales représentent la largeur de la sélection en Z, et les barres verticales représentent les barres d'erreur.

5.3. Étude des multiplicités de photons

Afin de pallier l'éventuelle contamination d'uranium quasi-élastique ou faiblement inélastique dans les spectres en coïncidence avec les ions lourds, nous avons sélectionné des fragments lourds détectés entre 20 et 26 degrés. Cinématiquement, les détecteurs situés à ces angles ne détectent pas de (quasi-) uranium, comme on peut le voir sur les spectres bidimensionnels $Z - E_{mi-cible}$, rappelés sur la figure 5.12.

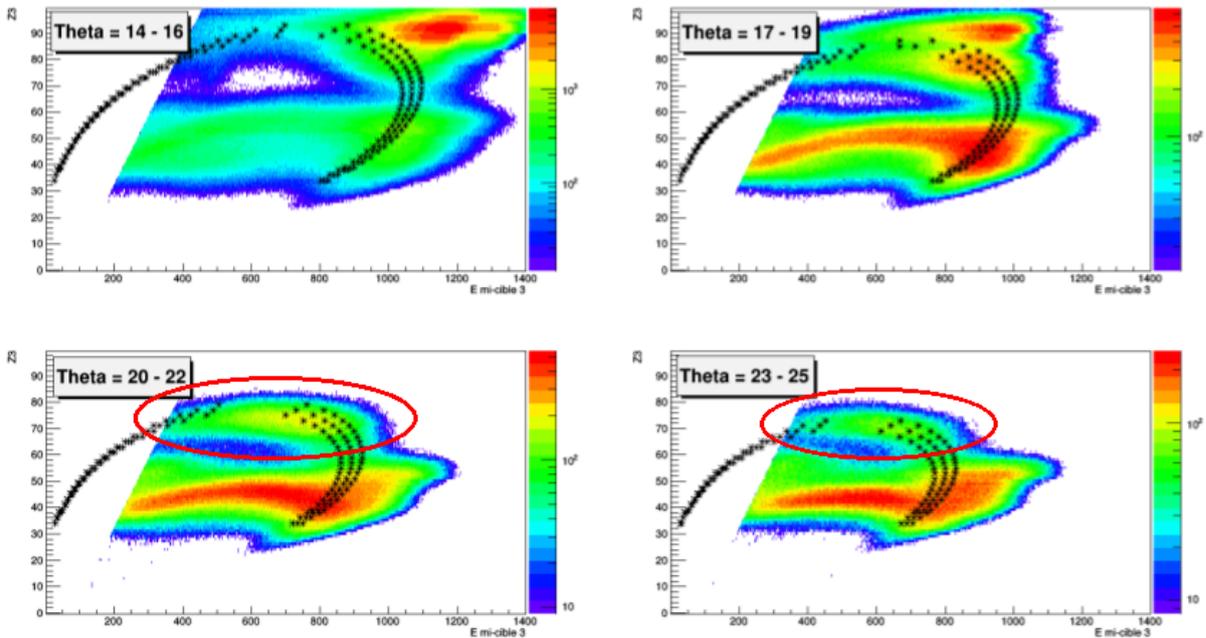


FIGURE 5.12 – Spectres $Z - E_{mi-cible}$ pour des ions détectés entre 14 et 25 degrés, pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$. Les événements sont sélectionnés par les contours rouges. Les étoiles noires représentent la cinématique prévue pour les fragments de fission du $Z=124$, calculée avec la cinématique de Viola pour une fission asymétrique (cf section 4.1.4).

Les événements ont été sélectionnés par des contours semblables à ceux tracés en rouge sur cette figure, et les spectres constitués par cette nouvelle sélection sont présentés sur les figures 5.13 et 5.14, corrigés des fortuites et du bruit de fond. Bien que plus propre, cette sélection ne permet toujours pas de visualiser nettement des pics correspondant aux X_K du 124. Les multiplicités correspondantes intégrées entre 180 et 245 keV sont données dans le tableau 5.4. Comme on peut le voir, ces multiplicités sont compatibles avec toutes celles obtenues jusqu'à présent.

	^{76}Ge	^{70}Ge
Ge 1	$0.07 \pm (0.01)_{stat} \pm (0.03)_{syst}$	$0.13 \pm (0.03)_{stat} \pm (0.03)_{syst}$
Ge 2	$0.09 \pm (0.01)_{stat} \pm (0.03)_{syst}$	$0.15 \pm (0.03)_{stat} \pm (0.03)_{syst}$

TABLE 5.4 – Multiplicités de photons intégrées entre 180 et 245 keV pour une coïncidence double entre un fragment lourd, détecté entre 20 et 26 degrés, et les détecteurs germanium 1 et 2 pour les deux systèmes $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$.

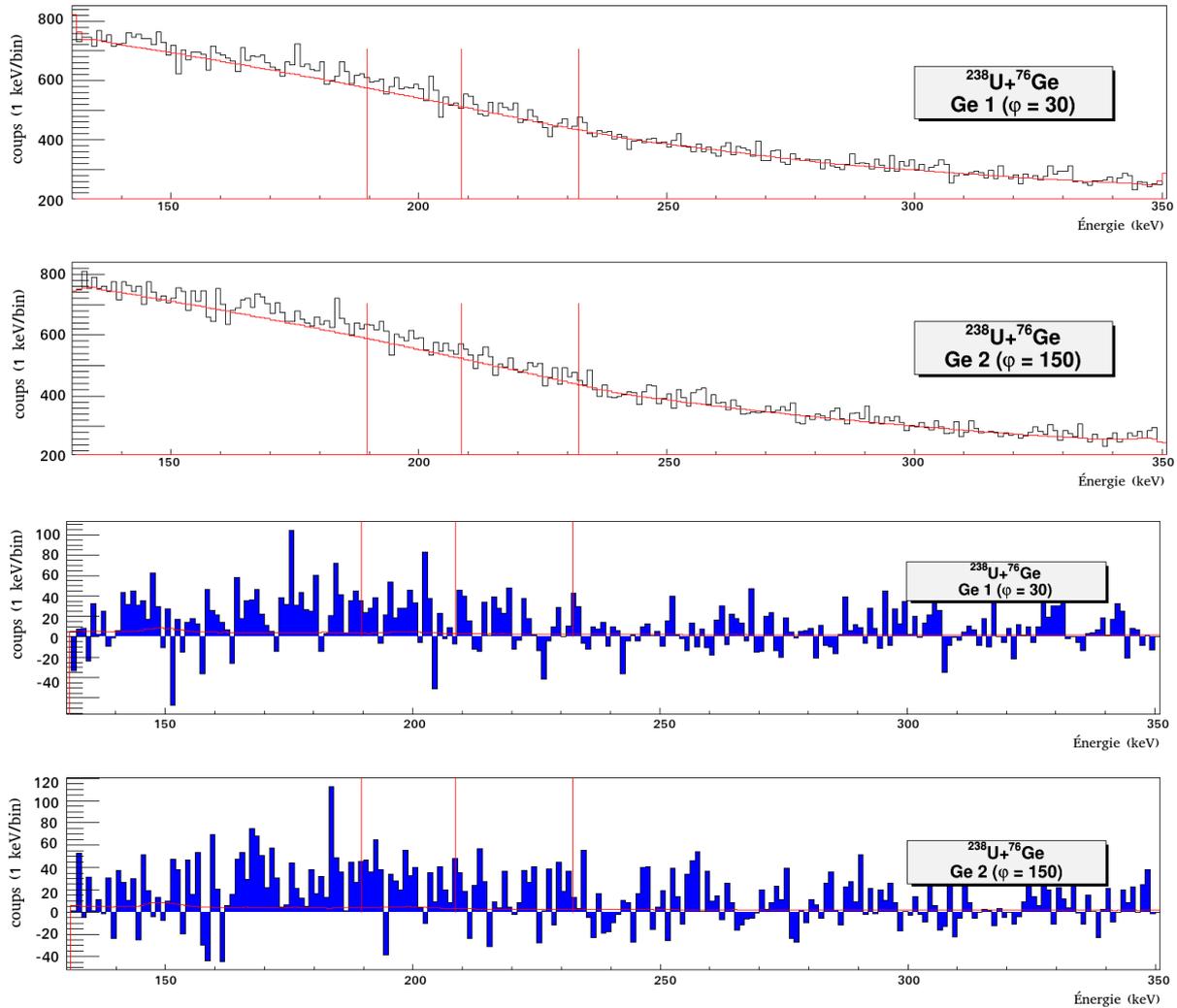


FIGURE 5.13 – Spectres germanium en coïncidence avec un fragment lourd ($Z \gtrsim 60$) détecté entre 20 et 26 degrés, pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$. Les spectres du haut sont corrigés des fortuites et le bruit de fond a été tracé en rouge. Les spectres du bas sont corrigés des fortuites et du bruit de fond.

5.3. Étude des multiplicités de photons

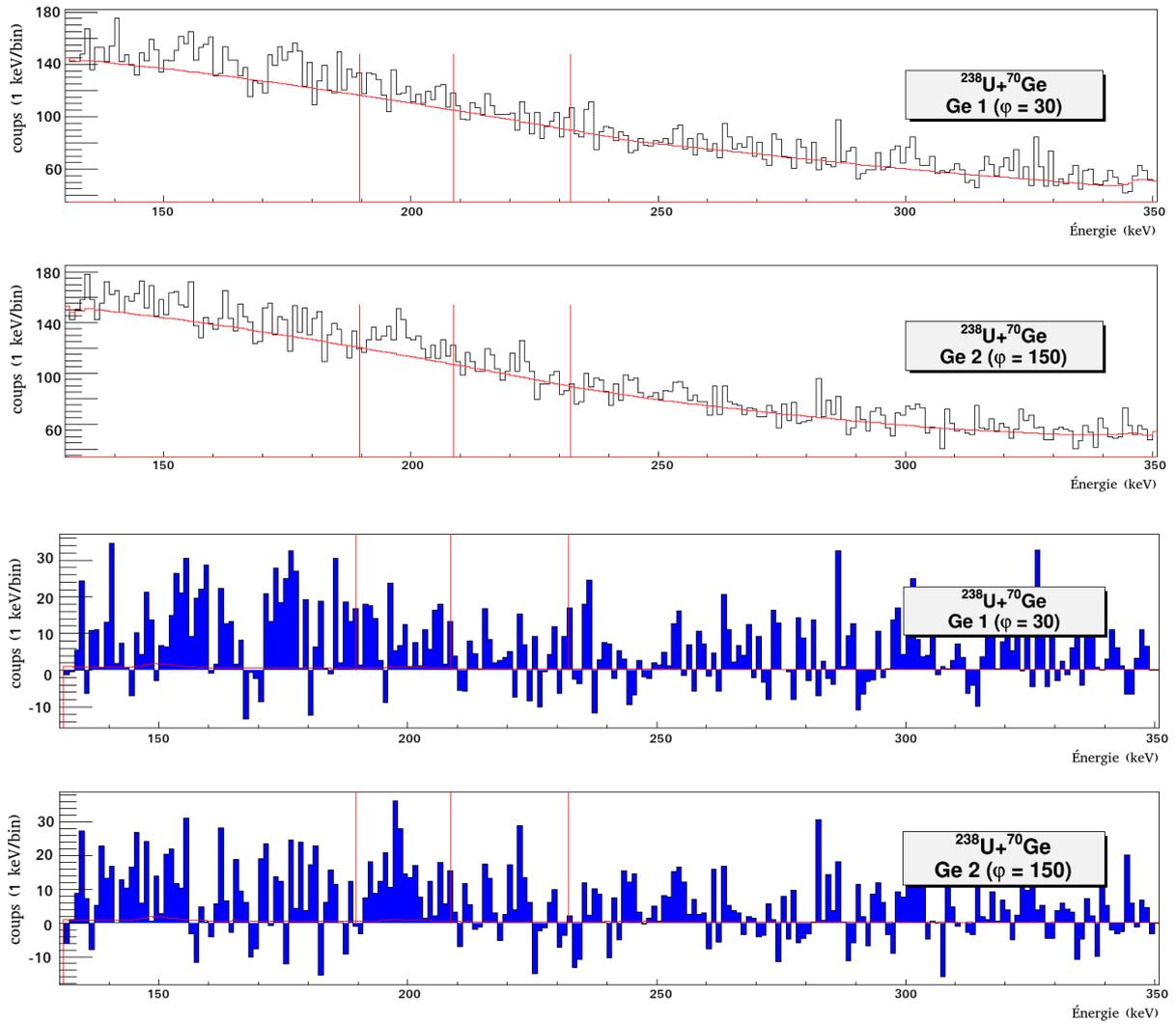


FIGURE 5.14 – Spectres germanium en coïncidence avec un fragment lourd ($Z \gtrsim 60$) détecté entre 20 et 26 degrés pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$. Les spectres du haut sont corrigés des fortuites, et les spectres du bas sont obtenus en soustrayant le bruit de fond des spectres du haut.

Nous avons également cherché les X_K du 124 dans les spectres de photons générés en coïncidence avec les ions détectés entre 31 et 43 degrés. À ces angles, seuls des ions légers peuvent être détectés par notre dispositif, tels que les fragments légers de la (quasi-)fission du 124 et les fragments de fission d'un (quasi-)uranium. Les multiplicités extraites pour ces coïncidences sont indiquées sur la figure 5.15 en fonction de la charge Z de l'ion détecté. Comme on peut le voir, les deux germanium sont en bon accord, et une légère évolution est visible entre les fragments à $Z < 55$ et les fragments à $Z \geq 55$, indiquant des multiplicités plus élevées pour les fragments lourds. Encore une fois, cette augmentation n'est pas significative du fait d'un manque de statistique dans cette dernière tranche.

5.3. Étude des multiplicités de photons

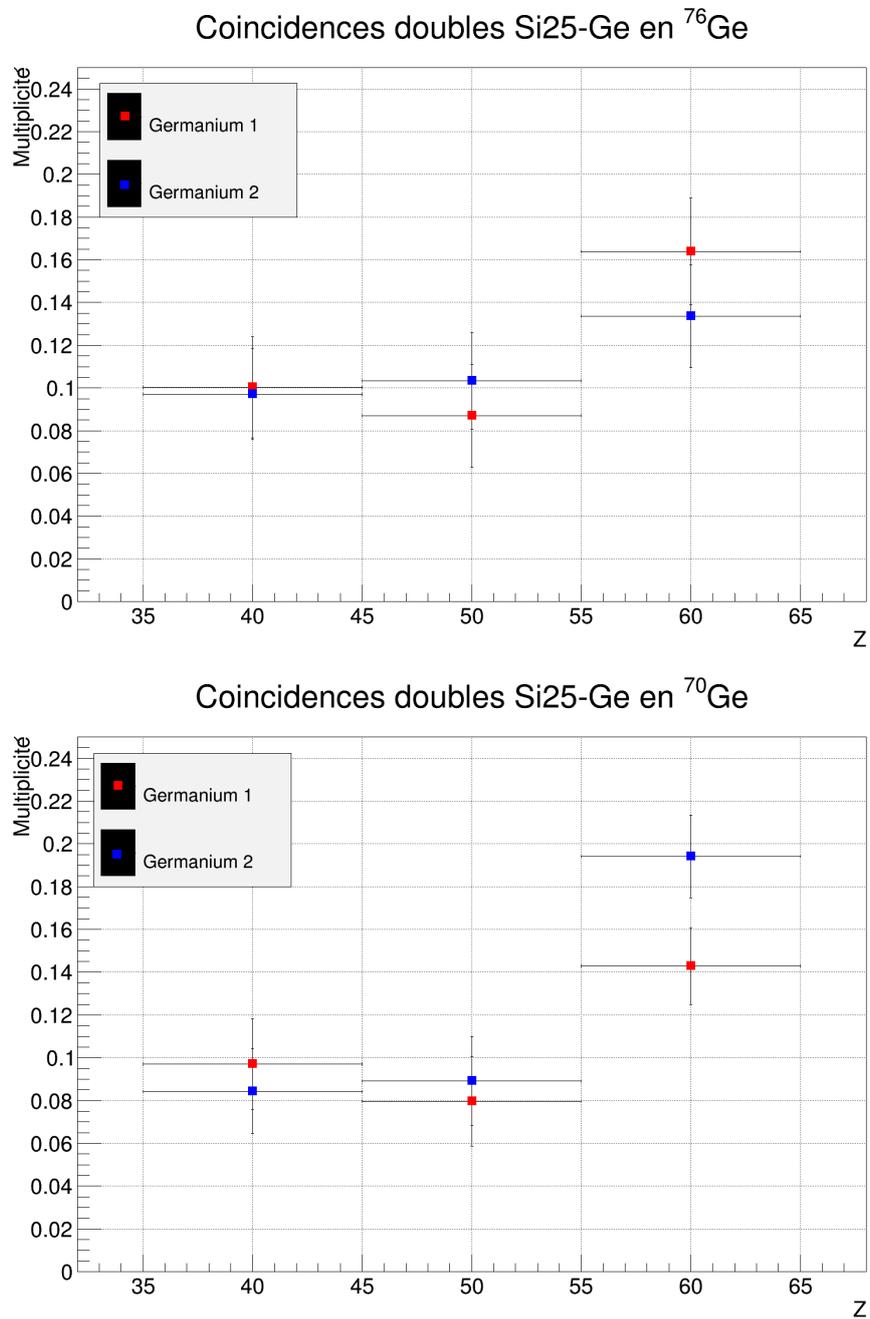


FIGURE 5.15 – Multiplicité intégrée entre 180 et 245 keV de photons pour les coïncidences doubles entre les détecteurs germanium et un ion détecté entre 31 et 43 degrés, selon sa charge Z , pour les deux systèmes : $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ (en haut) et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$ (en bas). Les barres horizontales représentent la largeur de la sélection en Z , et les barres verticales représentent les barres d'erreur.

Les multiplicités de photons obtenues étant à chaque fois relativement hautes, malgré la difficulté d'identifier clairement les pics de X_K du 124, nous avons tenté de faire varier la fenêtre d'intégration en énergie des spectres, dans l'espoir d'observer une évolution des multiplicités extraites. Nous avons ainsi fait « glisser » la fenêtre en énergie, large de 60 keV, sur laquelle sont intégrés les spectres, à partir de 130 keV et jusqu'à 290 keV, par pas de 10 keV. A titre d'exemple, seules sont présentées les multiplicités correspondant aux tranches extrêmes en Z : 35-45 et 75-85, sur les figures 5.16 et 5.17, pour les deux cibles ^{76}Ge et ^{70}Ge .

Ces multiplicités « glissantes » montrent toutes le même comportement peu importe la tranche en Z considérée. Tout d'abord, on remarque que la multiplicité obtenue avec le germanium 3 est toujours la même, peu importe la fenêtre en énergie considérée, justifiant ainsi le fait de négliger ce détecteur dans l'extraction des multiplicités. Ensuite le maximum de multiplicité est toujours obtenu pour une fenêtre démarrant à 160-170 keV, correspondant à un intervalle allant de 160-170 keV à 220-230 keV. Pour rappel, la fenêtre d'intégration utilisée pour extraire les multiplicités de X_K est : 180-245 keV. Au delà de cette fenêtre d'intégration, les multiplicités sont toutes similaires, confirmant l'absence de raies significatives à plus haute énergie. Cette évolution des multiplicités indique nettement la présence de pics dans la région des X_K du 124, mais également à de plus basses énergies, confirmant la présence d'un fond γ important, duquel les pics X_K du 124 semblent indiscernables.

5.3. Étude des multiplicités de photons

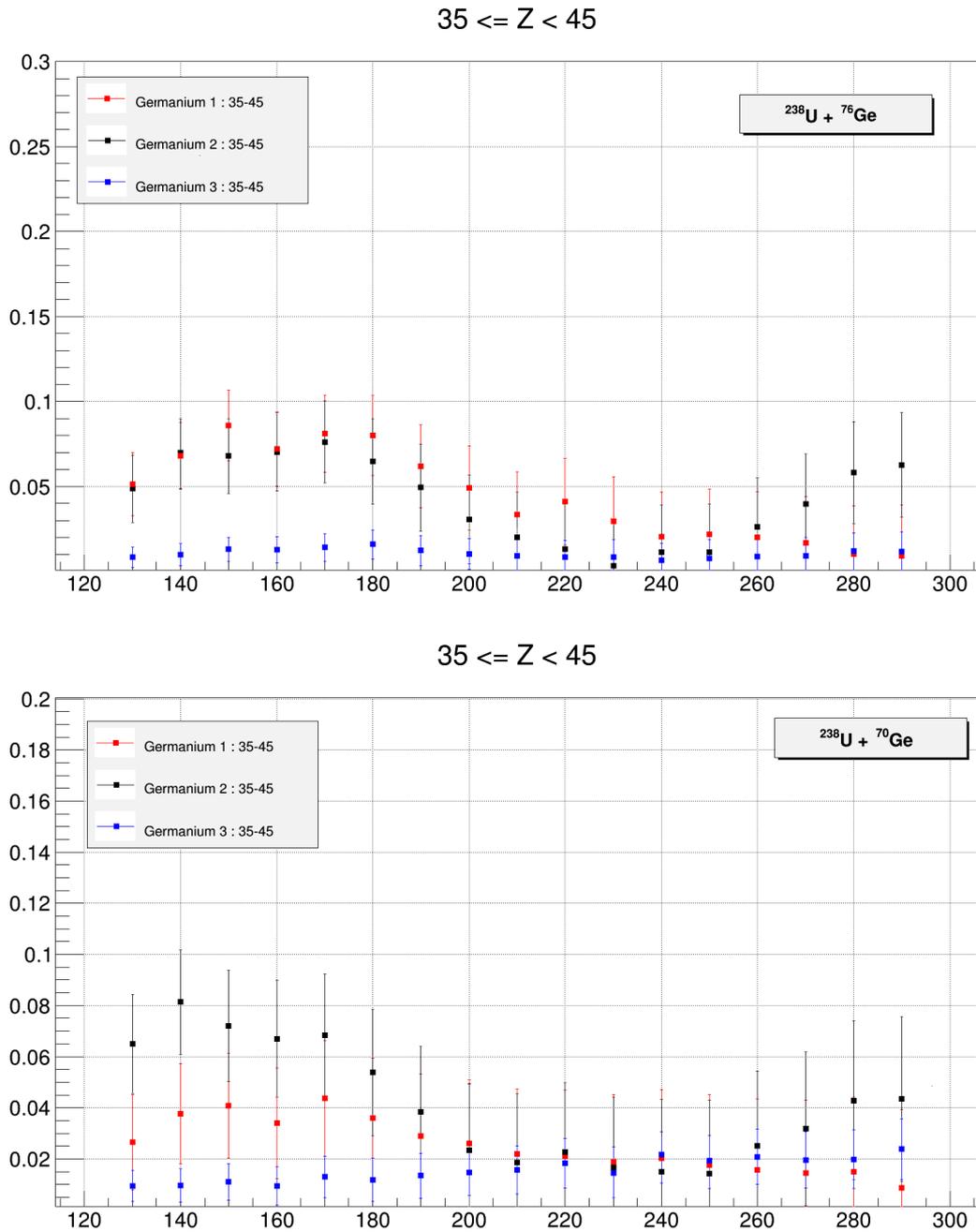


FIGURE 5.16 – Les multiplicités de photons en fonction de la limite inférieure de la fenêtre d'intégration en énergie, pour des ions à $35 < Z < 45$ détectés entre 14 et 26 pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$ (en haut) et pour le système $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$ (en bas).

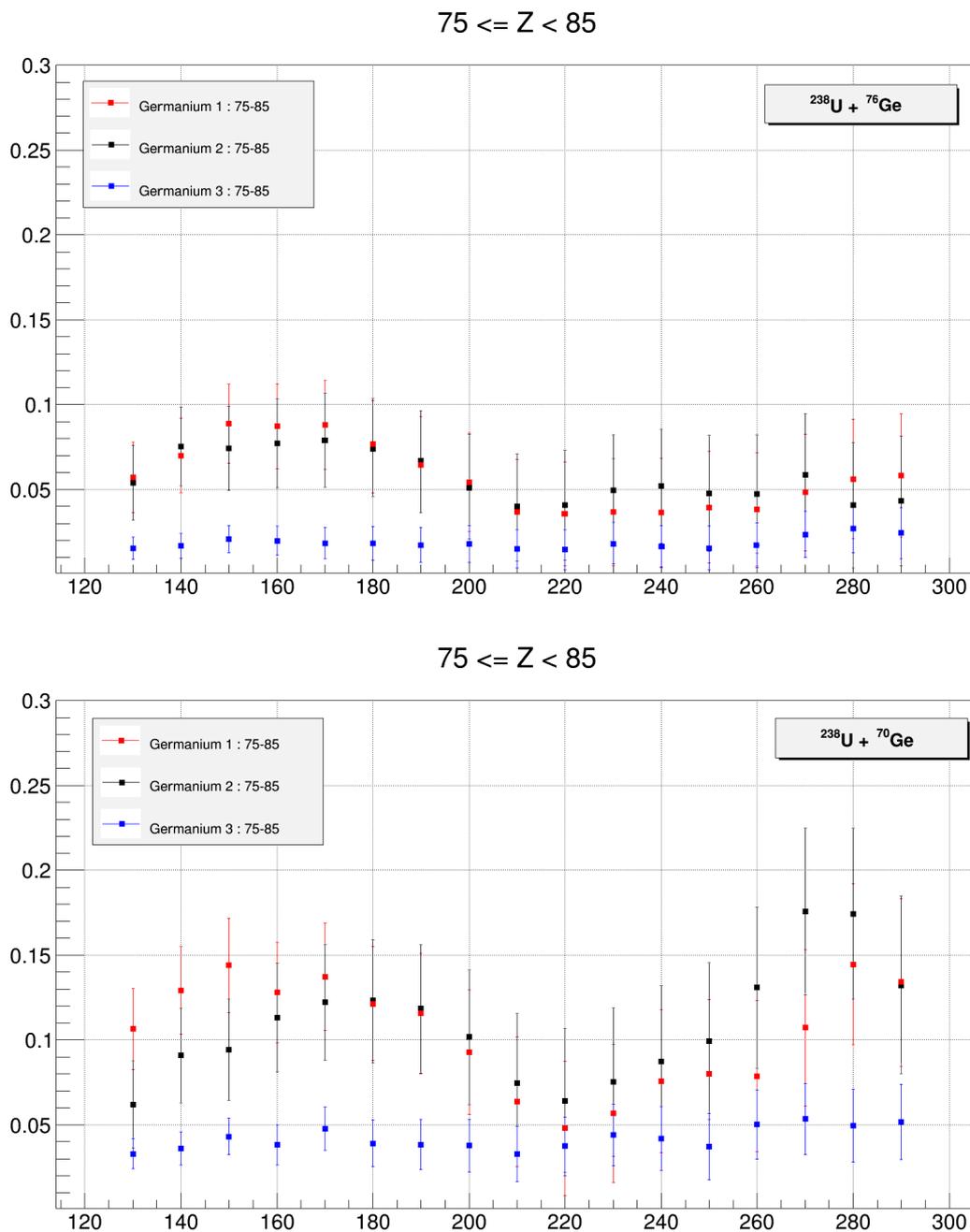


FIGURE 5.17 – Les multiplicités de photons en fonction de la limite inférieure de la fenêtre d’intégration en énergie, pour des ions à $75 < Z < 85$ détectés entre 14 et 26 pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$ (en haut) et pour le système $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$ (en bas).

5.3. Étude des multiplicités de photons

5.3.3 Multiplicités de photons pour des événements ternaires

La sélection des coïncidences doubles n'a pas été concluante quant à l'identification de pics correspondant aux X_K d'un système composite à $Z=124$, du fait de la présence significative de raies γ provenant des fragments de (quasi-) fission dans la région d'intérêt. Nous avons donc étudié les coïncidences triples, entre un photon détecté dans un détecteur germanium, et deux fragments détectés dans deux télescopes, afin de faire une sélection sur le Z_{tot} du système fissionnant. Cela nous permet ainsi de séparer les événements correspondant à la (quasi-) fission d'un système composé de 124 protons et ceux issus de la fission séquentielle d'un quasi-uranium, et d'étudier ces deux systèmes séparément.

5.3.3.1 Fission et quasi-fission d'un système au voisinage de $Z_{tot}=124$

Les spectres de photon de coïncidences triples pour la (quasi-)fission d'un système composé de 124 protons ont été réalisés en sélectionnant les événements pour lesquels un photon est détecté dans un germanium et les deux fragments de (quasi-)fission du 124 sont détectés dans deux télescopes, parmi toutes les combinaisons possibles de télescopes (tel2-tel4, tel3-tel5, tel3-4). Une condition d'anti-coïncidence sur les particules légères chargées, détectées à l'aide des CsI d'INDRA, a été imposée afin de mieux contraindre la somme en Z des deux fragments à $Z_{tot} = Z_1 + Z_2 = 124$. La figure 5.18 présente ces spectres, corrigés des fortuites, sommés pour les trois possibilités de coïncidence triple avec nos télescopes. Bien que plus propre, cette sélection réduit drastiquement la statistique, mais comme on peut le voir sur la figure 5.18, il est toujours difficile de distinguer des pics de X_K d'un système à 124 protons. Les multiplicités de photons intégrées entre 180 et 245 keV pour les deux systèmes $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$, sont indiquées dans le tableau 5.5. Ces valeurs de multiplicités sont du même ordre que celles obtenues en coïncidence double présentées dans la section précédente. On remarque toutefois que les multiplicités obtenues pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$ sont supérieures à celles obtenues pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$. Au vu de la faible statistique et des larges barres d'erreurs, il serait cependant difficile d'accorder un sens physique à cette différence.

	^{76}Ge	^{70}Ge
Ge 1	$0.08 \pm (0.01)_{stat} \pm (0.03)_{syst}$	$0.12 \pm (0.02)_{stat} \pm (0.03)_{syst}$
Ge 2	$0.07 \pm (0.01)_{stat} \pm (0.04)_{syst}$	$0.15 \pm (0.02)_{stat} \pm (0.03)_{syst}$

TABLE 5.5 – Multiplicités de photons intégrées entre 180 et 245 keV pour une coïncidence triple entre un photon et les deux fragments de (quasi-)fission du 124, extraites de la figure 5.18.

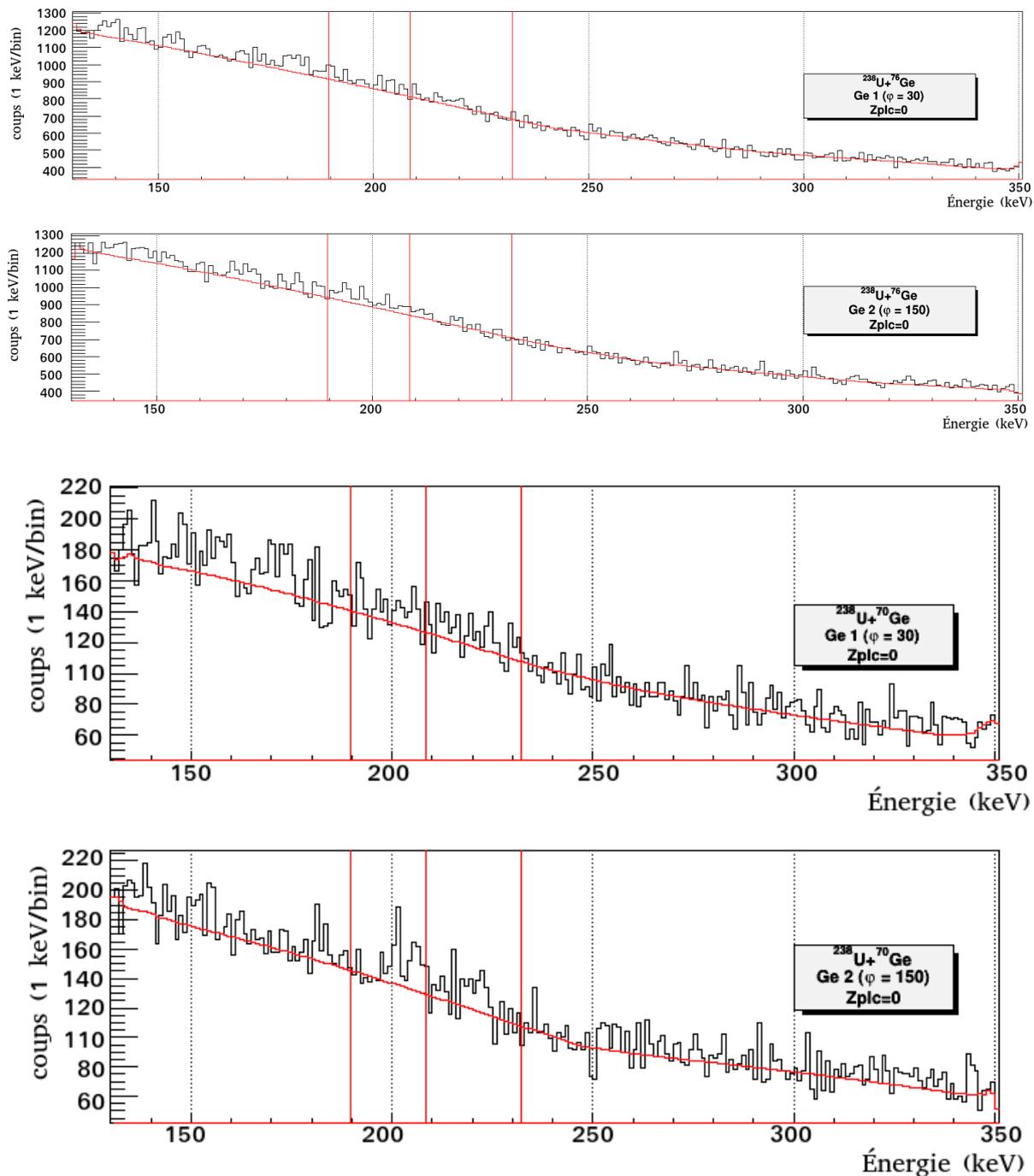


FIGURE 5.18 – Spectres germanium en coïncidence avec les deux fragments de (quasi-)fission du 124 détectés pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$ (en haut) et $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$ (en bas).

5.3. Étude des multiplicités de photons

5.3.3.2 Fission séquentielle de l'uranium

Les figures 5.19 et 5.20 présentent les spectres de photons constitués en coïncidence avec les événements pour lesquels les deux fragments de fission séquentielle de l'uranium sont détectés dans deux télescopes, pour les deux cibles ^{76}Ge et ^{70}Ge . Ces spectres sont sommés pour les contributions des trois combinaisons de coïncidence, et sont corrigés des fortuites. Ces spectres peuvent être comparés au spectre en coïncidence avec les fragments de fission séquentielle de l'uranium, obtenu pour le système $^{238}\text{U}+\text{C}$ et visible sur la figure 5.21. On retrouve notamment sur ces spectres la présence de raies γ aux environs de 150 keV, similaires à celles observées sur les spectres de coïncidence doubles, ainsi qu'une forte densité de raies dans la région des X_K du 124. Ce fond est nécessairement présent sur les spectres en coïncidence double avec des ions légers. Des multiplicités ont été extraites des spectres correspondants à la fission séquentielle de l'uranium pour les deux cibles ^{70}Ge et ^{76}Ge , en gardant la même fenêtre d'intégration que dans les sections précédentes. Ces valeurs sont indiquées dans le tableau 5.6. Ces valeurs sont similaires aux multiplicités obtenues précédemment et sont similaires pour les deux systèmes, contrairement aux résultats précédents.

	^{76}Ge	^{70}Ge
Ge 1	$0.064 \pm (14.6\%)_{stat} \pm (41.8\%)_{syst}$	$0.067 \pm (15.3\%)_{stat} \pm (39.0\%)_{syst}$
Ge 2	$0.076 \pm (12.8\%)_{stat} \pm (37.6\%)_{syst}$	$0.065 \pm (16.4\%)_{stat} \pm (44.1\%)_{syst}$

TABLE 5.6 – Multiplicités de photons intégrées entre 180 et 245 keV sur les spectres 5.19 et 5.20 pour lesquels les deux fragments de fission séquentielle de l'uranium sont détectés (coïncidence triple).

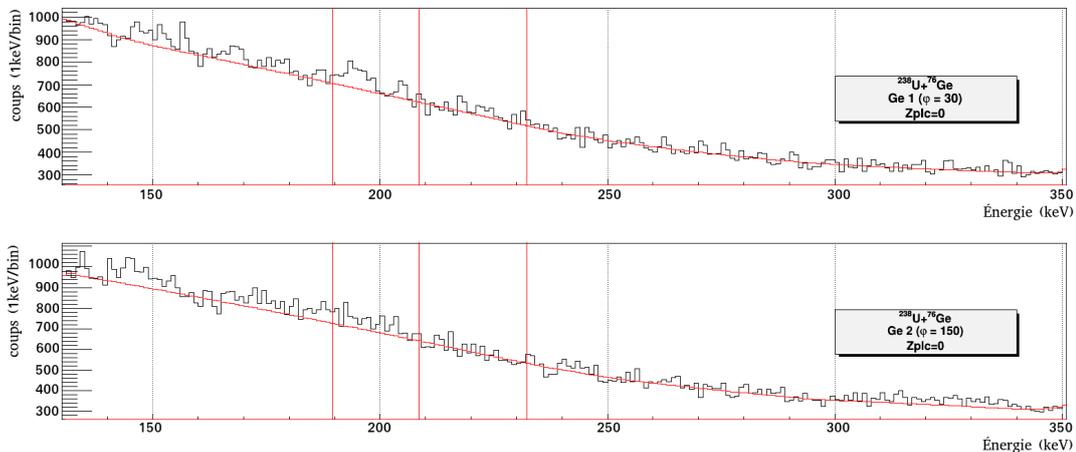


FIGURE 5.19 – Spectres germanium en coïncidence avec les deux fragments de fission séquentielle de l'uranium pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$.

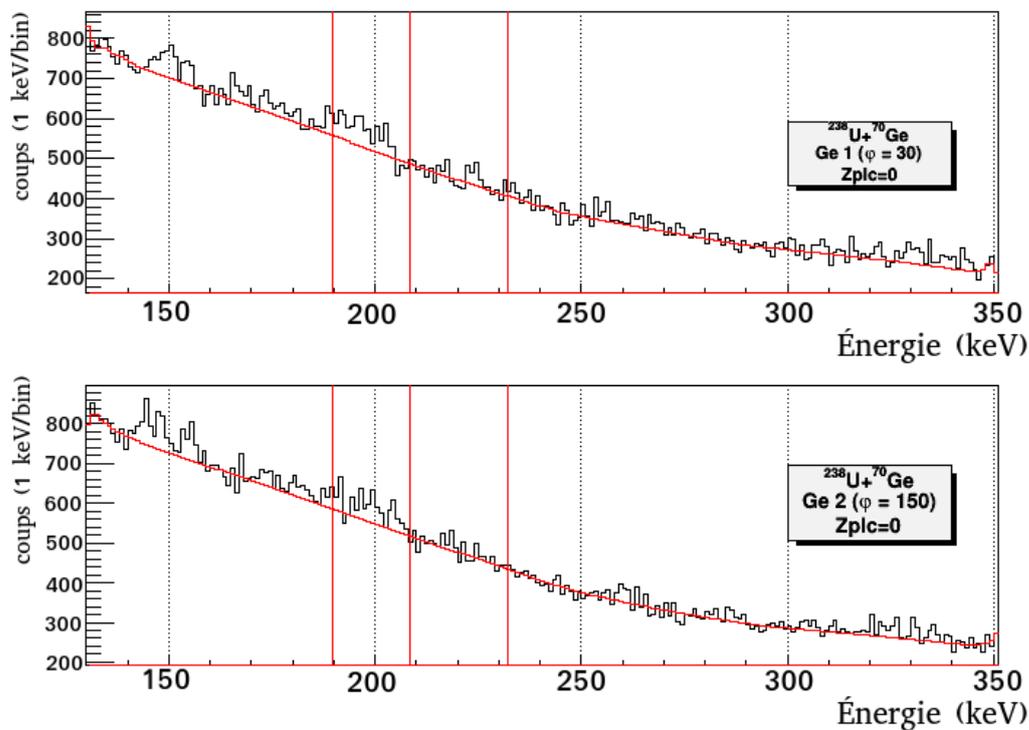


FIGURE 5.20 – Spectres germanium en coïncidence avec les deux fragments de fission séquentielle de l’uranium pour le deux système $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$.

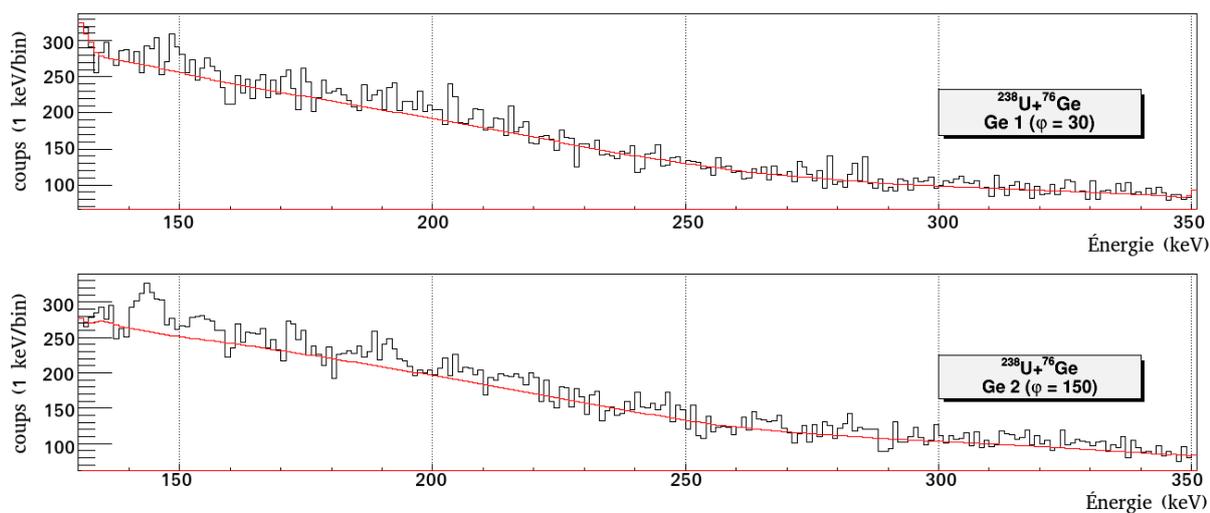


FIGURE 5.21 – Spectres germanium en coïncidence avec les deux fragments de fission séquentielle de l’uranium avec la cible de carbone.

5.4. Analyse des spectres et discussion

L'étude des coïncidences triples qui permettait d'obtenir la sélection la plus propre possible sur la (quasi-)fission d'un système composé de 124 protons n'a pas permis d'identifier clairement des pics correspondant aux raies X_K du 124. Si cette sélection permet de supprimer la contamination γ issus de fragments de fission séquentielle de l'uranium, elle ne peut évidemment pas supprimer celle due aux fragments de (quasi-)fission du 124. Ces raies γ , dont nous évoquons la présence dès le début de ce chapitre, ne permettent pas d'interpréter les multiplicités de photons extraites dans cette section. C'est pourquoi nous avons effectué en parallèle une analyse quantitative sur l'impact des transitions γ sur les spectres de X. Le but de cette analyse est notamment d'extraire des multiplicités maximales qui soient compatibles avec nos spectres, pour ainsi déduire une limite sur le temps de fission maximum du 124 compatible avec ces spectres. Cette analyse fait l'objet des prochaines sections.

5.4 Analyse des spectres et discussion

5.4.1 Mise en évidence de transitions γ

L'analyse des différents spectres gamma enregistrés en coïncidence avec les fragments de (quasi-)fission, dans la gamme en énergie où est attendue la fluorescence de l'élément 124, révèle la présence de raies, dont l'énergie évolue avec l'angle relatif. Cette analyse dans un premier temps a été effectuée sur toute la statistique des coïncidences fragment- γ dont nous disposons, c'est à dire sans sélection de numéro atomique du fragment. Nous verrons dans le paragraphe suivant comment ces calculs ont été appliqués en restreignant l'analyse aux coïncidences triples 2 fragments-1 γ correspondant à la scission d'un noyau de 124 protons.

Ceci est illustré sur la figure 5.22 qui présente les spectres enregistrés sur les détecteurs Ge 1 et Ge 2 en coïncidence avec un fragment de (quasi-)fission détecté dans le télescope 2. Sur ces spectres on peut par exemple identifier des raies à 181 et 210 keV sur le spectre du détecteur Ge 1 qui semblent décalées à 170 et 200 keV sur Ge 2. A partir de ce décalage, connaissant les angles relatifs respectifs entre le détecteur de fragment et les deux détecteurs germanium (ces calculs simplifiés ont été effectués en prenant systématiquement l'angle central du détecteur considéré comme direction d'émission, du fragment comme du gamma), on peut calculer la vitesse de l'émetteur et ainsi remonter à l'énergie des γ émis au repos soit 185 et 214 keV. Se basant sur des calculs de cinématique de fission d'un noyau de fusion complète il est possible, d'assigner un numéro atomique à ces noyaux émetteurs et de connaître leur vitesse dans la direction des autres télescopes de fragments, situés à d'autres angles. A partir de là on peut calculer la position des raies gamma décalées de l'effet Doppler pour un noyau émetteur détecté dans n'importe quel télescope. La figure 5.23 illustre ces calculs pour le cas des télescopes 3 et 5. Compte tenu de la simplicité de ces calculs, l'accord paraît suffisamment satisfaisant pour assigner ces 2 raies à deux transitions γ émises par des fragments de (quasi-)fission.

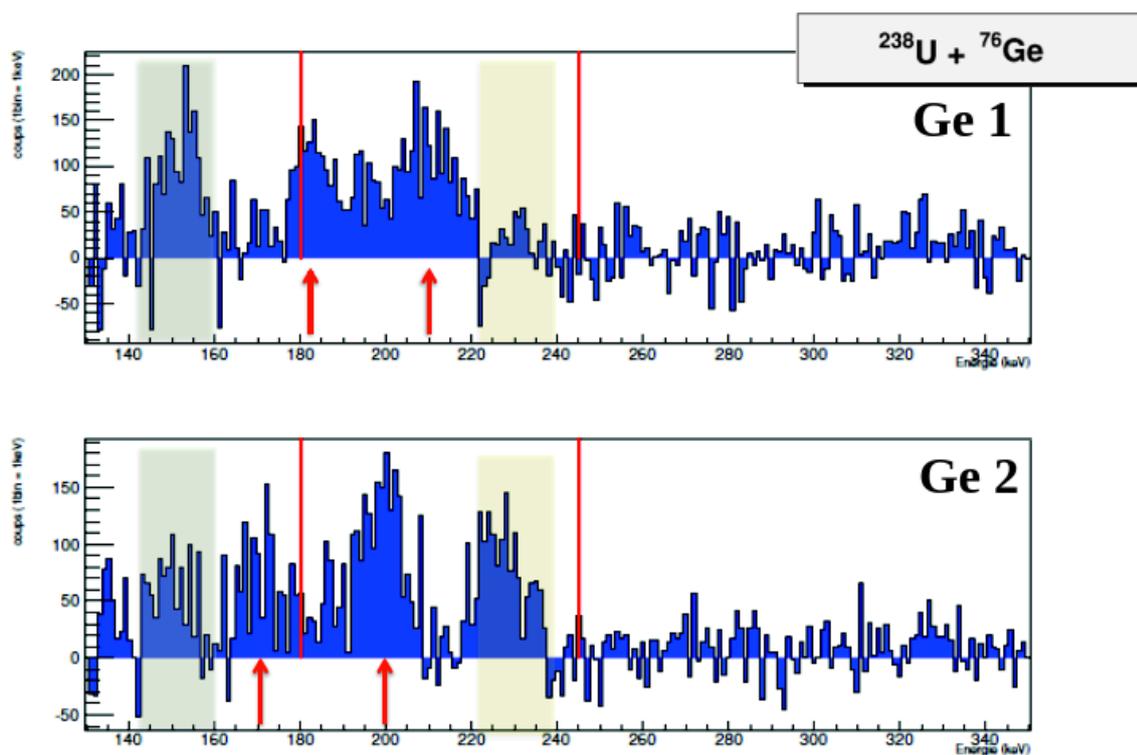


FIGURE 5.22 – Spectres enregistrés sur les deux détecteurs germanium 1 et 2, en coïncidence avec un fragment détecté dans le télescope 2, centré à 37° . Les flèches indiquent la position des transitions identifiées. Les zones colorées soulignent l'existence de comptages dont la position semble invariante. Les limites rouges indiquent la zone en énergie qui a été utilisée dans l'analyse systématique des multiplicités de photons présentée dans les sections précédentes.

5.4. Analyse des spectres et discussion

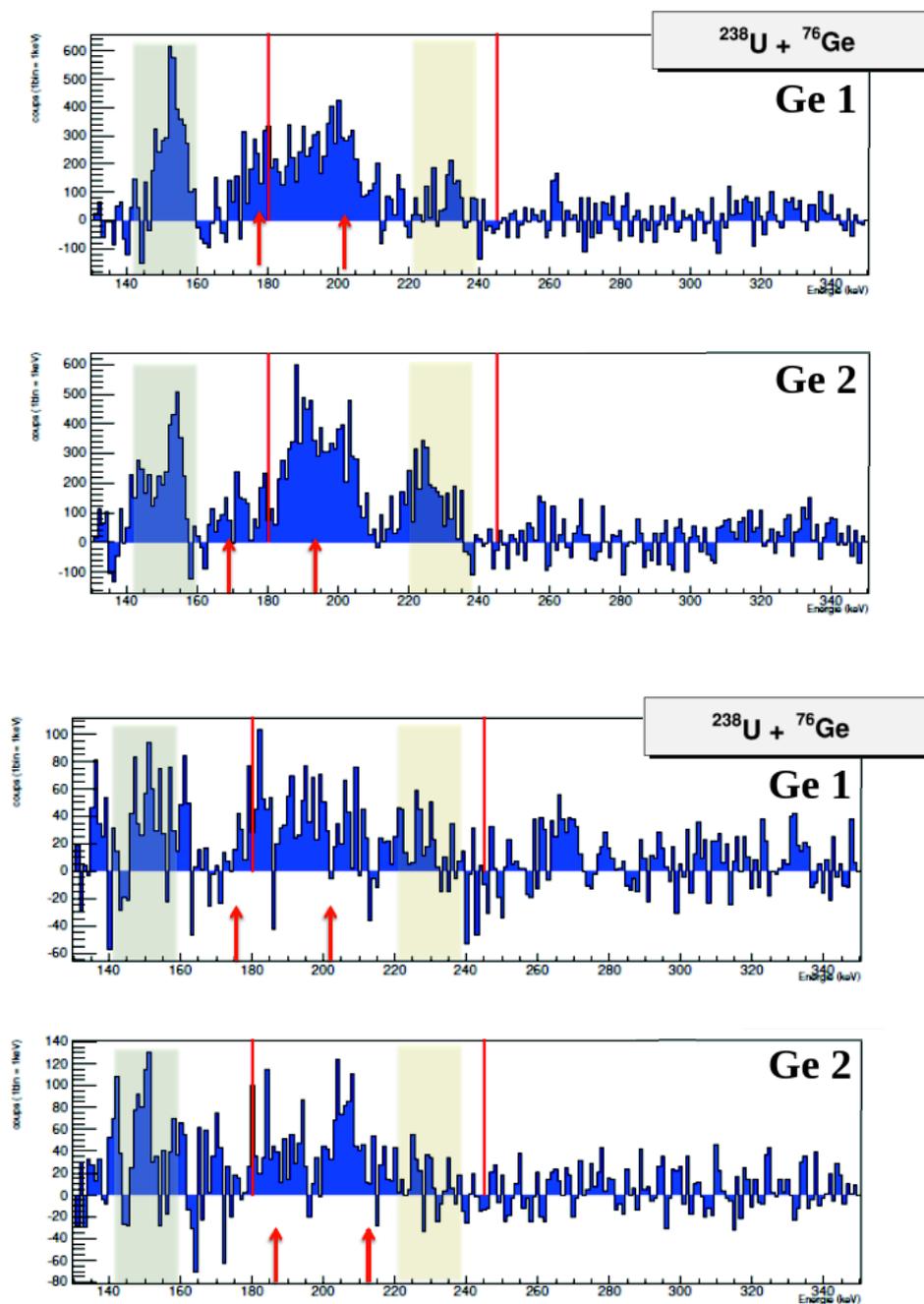


FIGURE 5.23 – Spectres enregistrés dans les détecteurs germanium en coïncidence avec le télescope 3 centré à 19° (en haut) et le télescope 5 centré à -37° (en bas). Les flèches indiquent la position des transitions identifiées aux énergies calculées pour ces spectres avec les hypothèses cinématiques décrites dans le texte. Les lignes rouges verticales indiquent la fenêtre d'intégration utilisée dans les sections précédentes pour extraire les multiplicités de photon. Les zones colorées soulignent l'existence de comptages dont la position semble invariante.

5.4.2 Simulation de l'effet des émissions γ à partir des fragments

Nous avons entrepris des calculs plus détaillés afin de voir dans quelle mesure la forme des spectres pouvait être qualitativement reproduite, au moins dans les grandes lignes, à partir de l'hypothèse d'un nombre limité de transitions gamma émises par les fragments et en tenant compte notamment de l'ouverture des détecteurs et de l'élargissement des raies en découlant. La figure 5.24 présente les spectres correspondant à l'ensemble des coïncidences télescope-détecteur germanium, pour toute la gamme en Z des fragments, tracés en fonction de l'angle relatif entre le détecteur germanium et le télescope dans lequel le fragment de (quasi-) fission est détecté. Le tableau 5.7 présente les valeurs d'angle relatifs calculées au centre des détecteurs pour toutes les paires de détecteurs possibles.

	Ge 1	Ge 2	Ge 3
Tel 1	90.9	177.8	90.9
Tel 2	103.6	164.5	103.6
Tel 3	115.5	146.9	115.5
Tel 4	134.6	107.0	134.6
Tel 5	136.1	89.6	136.1

TABLE 5.7 – Angles relatifs calculés entre les centres des télescopes et les détecteurs Germanium pour toutes les combinaisons possibles.

L'examen des spectres présentés sur la figure 5.24 ne permet pas d'identifier clairement un « mouvement » systématique de la position des raies en fonction de l'angle relatif tel qu'on pourrait le calculer dans le cas de l'émission d'une ou deux raies émises à partir d'un fragment spécifique. Nous avons déjà évoqué sur la figure 5.22, des zones grisées qui soulignaient la présence de raies dont la position semblaient ne pas varier avec la paire de détecteurs considérée, ou du moins pas de façon évidente. Certaines raies semblant se déplacer en sens inverse nous ont également amené à considérer la situation où c'était le fragment partenaire du fragment détecté dans le télescope considéré qui émettait un gamma.

Il ne s'agit évidemment pas de tenter de reproduire les spectres en invoquant une multitude de raies ou des distributions complexes de fragments mais de montrer qu'effectivement les spectres révèlent la présence de raies gamma émises par des fragments de (quasi-) fission dans la gamme en énergie d'intérêt. Ces simulations dont l'objectif n'est donc que qualitatif reposent sur des hypothèses simplifiées qui sont les suivantes : seules trois raies gamma sont considérées. La vitesse des fragments émetteurs est la vitesse la plus probable reconstruite à partir des énergies fournies par chaque télescope (énergie à mi-cible) et des masses utilisées (cf 4.1.2). Le principe de la simulation est le suivant : un fragment dont la direction est tirée au hasard dans l'un des télescopes émet un gamma d'énergie E_0 , dont la direction est également tirée à l'intérieur de l'ouverture de l'un des détecteurs germanium. Le spectre gamma pour la paire de détecteurs considérée est alors constitué en calculant pour chaque angle relatif le décalage Doppler correspondant. L'observation des spectres présentés sur la figure 5.24 nous a conduit à considérer 3 raies : deux raies à 185 et 208 keV, émises par un fragment léger et une raie à 242 keV émise par un fragment lourd. Les coupures cinématiques impliquent que seuls les télescopes 3 et 4 centrés à $19^\circ 5$ sont susceptibles de détecter ces fragments lourds. Une contribution au spectre des raies émises par le partenaire du fragment effectivement détecté dans le télescope a également été prise en compte, en supposant

5.4. Analyse des spectres et discussion

une cinématique binaire pour une collision complètement relaxée en énergie. Enfin pour tenir compte de la résolution en énergie et de la distribution des vitesses des fragments autour de la valeur retenue, une convolution gaussienne de 2% a été appliquée au spectre calculé.

La figure 5.25 présente le résultat de ces simulations, superposé aux spectres expérimentaux mesurés. L'accord n'est certes pas parfait mais la tendance générale en fonction de l'angle relatif des télescopes et des germanium semble correctement reproduite, ce qui signifie qu'il va falloir dans notre analyse de multiplicité maximale possible d' X_K du $Z=124$ tenir compte de la présence de ces raies, comme nous allons le développer dans les sections suivantes.

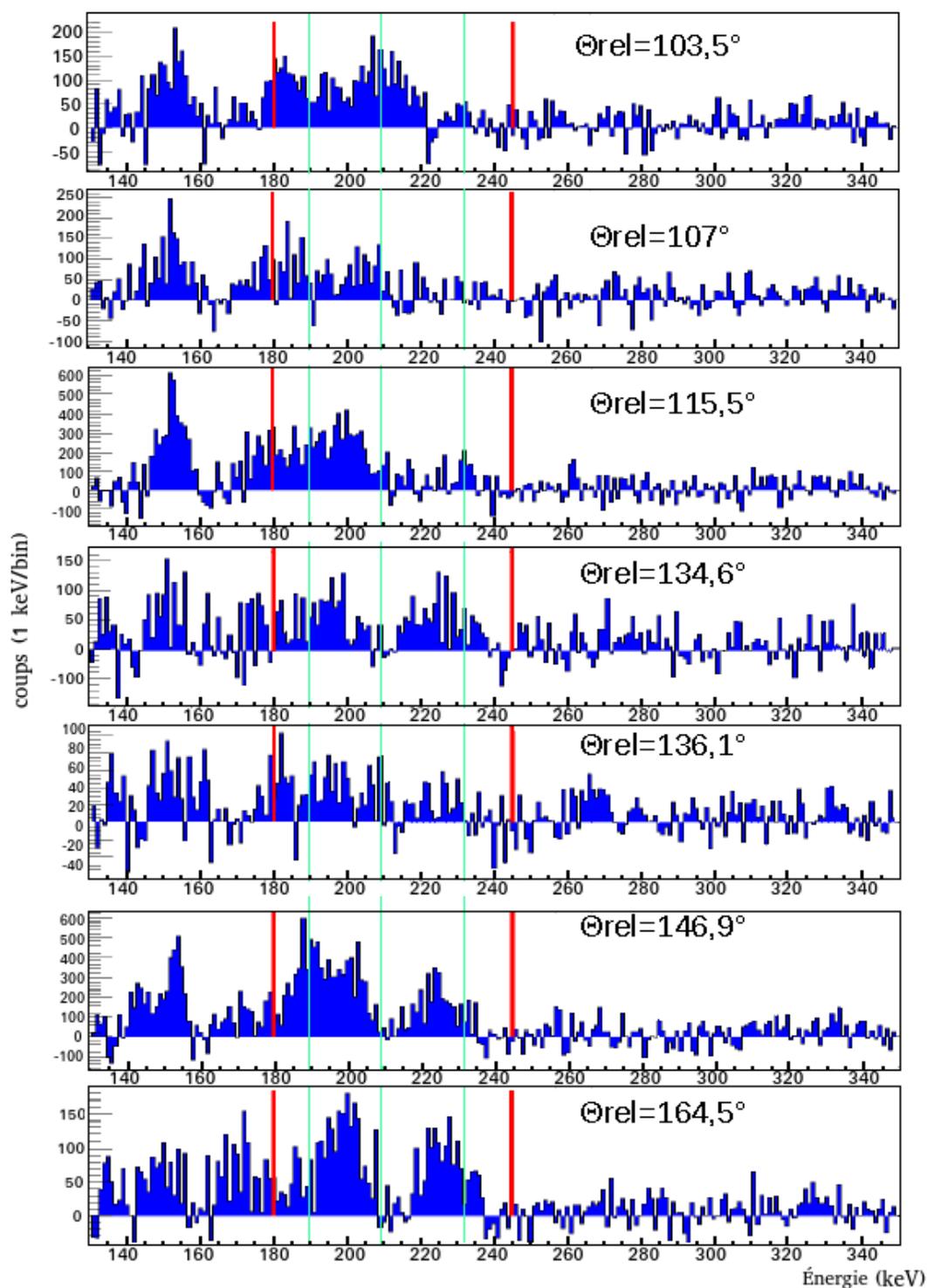


FIGURE 5.24 – Évolution des spectres gamma enregistrés en coïncidence avec les fragments de (quasi-)fission, tracés en fonction de l'angle relatif entre le détecteur germanium et le télescope dans lequel ce fragment est détecté. Les lignes vertes indiquent la position attendue pour les raies de fluorescence du $Z=124$ tandis que les lignes rouges indiquent les limites d'intégration utilisées pour extraire les multiplicités de photons présentées dans la partie 5.3.

5.4. Analyse des spectres et discussion

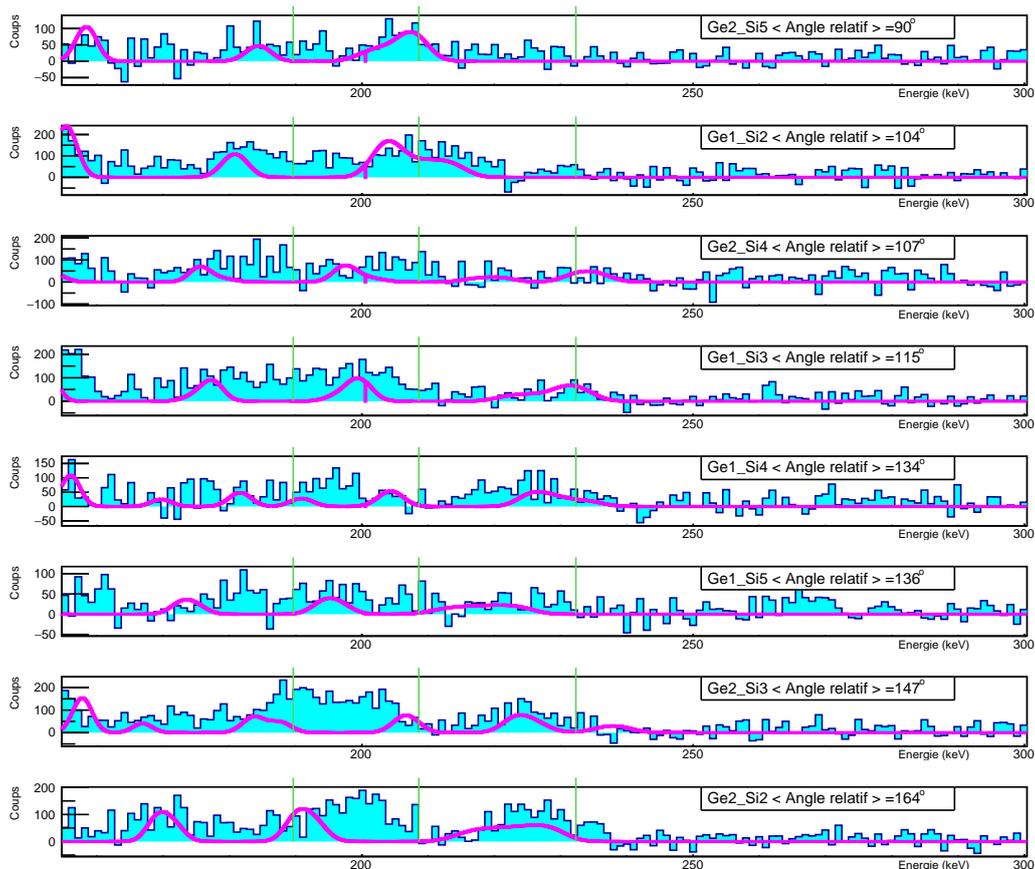


FIGURE 5.25 – Comparaison des spectres gamma enregistrés (en bleu clair) pour différents couples télescope-détecteur germanium, avec le spectre calculé (courbe violette) dans le cas de l'émission de deux raies à 185 et 218 keV issues d'un fragment léger et une raie à 242 keV émise par un fragment lourd. Les hypothèses utilisées pour calculer ces raies sont explicitées dans le texte.

5.4.3 Comparaison avec la situation rencontrée lors de l'étude du noyau de $Z=120$

Cette situation de présence indiscutable sur les spectres de photons enregistrés de gamma émis par les fragments de (quasi-)fission n'avait pas été rencontrée lors de l'analyse du noyau de $Z=120$ [Frégeau *et al.*, 2012]. Même si la présence d'une petite contribution autour de 170 keV avait été évoquée pour expliquer notamment les écarts de multiplicités mesurés sur les deux détecteurs germanium, dans le plan et hors plan des détecteurs de fragments, cet effet était peu important. Les spectres ainsi obtenus n'avaient pas montré une telle variation en fonction de l'angle relatif, comme le montre la figure 5.26. Celle-ci présente pour ce système les spectres équivalents à ceux présentés sur la figure 5.23, c'est-à-dire correspondant aux coïncidences doubles entre un fragment de (quasi-)fission détecté entre 16 et 33 degrés, sans sélection de Z . Rappelons que le dispositif expérimental de détection des germanium était exactement le même et que les détecteurs de fragments chargés, s'ils étaient placés à des angles légèrement différents dans les deux expériences, étaient dans les deux cas situés dans le plan défini par le faisceau et le centre du détecteur Ge 2. Une autre différence importante entre les deux expériences est le taux de fortuites qui était beaucoup plus important dans le cas du $Z=120$. Les corrections importantes appliquées pour les fortuites dans cette expérience génèrent les petites fluctuations statistiques observées sur la figure droite de la figure 5.26.

Sur la partie gauche de la figure sont présentés les spectres mesurés, sur lesquels une composante de coïncidences fortuites avec des transitions de la bande rotationnelle de l'uranium excité est visible, avec notamment une raie abondante autour de 150 keV et un deuxième pic centré autour de 200 keV. Une procédure de déconvolution de ces spectres pour éliminer cette composante fortuite a été menée et est décrite de façon détaillée dans la thèse de MO Frégeau [Frégeau, 2011]. Les spectres déconvolués, présentés sur la partie droite de la figure montrent sans ambiguïté possible un large pic, dont la position est indépendante de l'angle relatif entre les détecteurs signant ainsi la présence d'une raie émise par un noyau reculant à 0 degrés, et dont l'ensemble des caractéristiques permettent d'attribuer à la fluorescence du $Z=120$. Les analyses plus détaillées menées dans la thèse de MO Frégeau n'ont pas permis de mettre en évidence des décalages Doppler quelles que soient les sélections appliquées. Cette différence de comportement entre $Z=120$ et $Z=124$ confirme donc que les fragments de (quasi-)fission du noyau de $Z=124$ sont la source d'émission des γ observés en coïncidence triple lorsque $Z_1+Z_2=124$.

5.4. Analyse des spectres et discussion

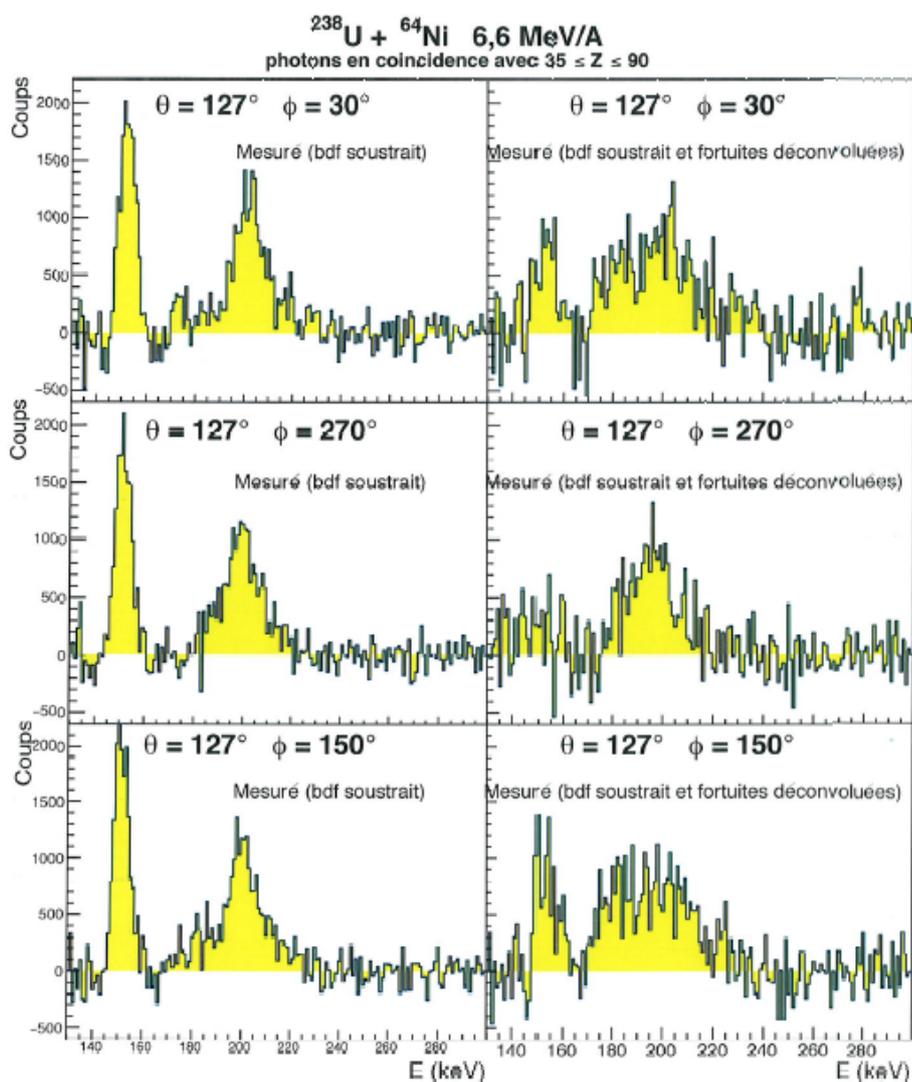


FIGURE 5.26 – Spectres de photons en coïncidence avec un ion à Z entre 35 et 90 pour les trois détecteurs germanium, lors de l'étude du système $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$. Les spectres de droite sont corrigés des coïncidences fortuites et du bruit de fond, tandis que le spectre de gauche est corrigé uniquement du bruit de fond. [Frégeau, 2011]

5.5 Limites supérieures des multiplicités d' X_K pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$

5.5.1 Estimation des multiplicités maximales compatibles avec les données

Cette situation complique naturellement beaucoup la mise en évidence d'une éventuelle composante de fluorescence du $Z=124$. Dans l'impossibilité d'extraire une valeur de multiplicité d' X_K du 124 qui soit pertinente, nous nous sommes limités à extraire une limite supérieure de cette multiplicité, permettant d'estimer une valeur maximum du temps de vie du noyau de $Z=124$. En effet les expériences précédentes de blocage cristallin [Morjean *et al.*, 2008] ont montré pour le $Z=120$ aussi bien que pour le $Z=124$ qu'il existe une composante à long temps dans la distribution de fission, au moins de l'ordre de grandeur des temps de vie des lacunes K de ces noyaux et qu'on attend donc une composante significative d' X_K du $Z=124$ dans nos spectres. Afin d'éliminer dans les spectres analysés une éventuelle contribution à la fission séquentielle de l'uranium, nous avons sélectionné les coïncidences triples télescope-télescope-germanium correspondant à la scission d'un composite de 124 protons. Nous avons ensuite estimé la multiplicité maximale de fluorescence compatible avec les spectres afin de vérifier si cette valeur reste compatible avec les multiplicités déduites des expériences du blocage cristallin.

Pour effectuer ce travail nous avons dans un premier temps fitté par une fonction analytique simple (somme de trois gaussiennes) les spectres de fluorescence calculés pour différents temps de vie du noyau composé supposés entre 10^{-17}s et 10^{-20}s suivant la procédure détaillée dans la section 2.2.1. Ces trois gaussiennes correspondent aux raies les plus intenses observées lors de la désexcitation des lacunes K de l'élément 124, correspondant par intensité décroissante respectivement aux raies $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ et $K_{\beta 3}$.

La figure 5.27 présente ces fonctions simples pour trois valeurs de temps de vie du noyau composé émetteur. Les spectres calculés ont été corrigés pour tenir compte de l'efficacité de détection des germanium et ont été normalisés par le nombre de fragments en simple, de telle sorte que leur intégrale corresponde à une multiplicité de un X par fragment. À partir de ces fonctions simples nous avons ajusté au mieux possible les spectres expérimentaux dans la région d'intérêt. Le coefficient de normalisation appliqué aux spectres calculés, seul paramètre du fit, donne alors directement la multiplicité maximale d' X_K compatible avec les spectres. Il s'agit bien par là d'extraire une valeur maximale puisqu'un tel fit, même mauvais, ne peut en effet que conduire à une valeur maximisée de la multiplicité dans la mesure où la contribution de γ émis par les fragments ne peut qu'augmenter le coefficient de normalisation. Compte tenu de la présence évidente d'un gamma émis par les fragments autour de 180 keV, la gamme en énergie où ce fit des spectres expérimentaux a été réalisé a été limitée à une fenêtre entre 186 et 245 keV.

La figure 5.28 présente un tel fit pour le spectre enregistré sur Ge 1 et un temps de vie supposé du noyau de 124 protons de 10^{-18}s . Ainsi que nous l'attendions la qualité du fit est très mauvaise. Cela peut provenir soit de la présence d'autres raies émises par les fragments soit tout simplement de valeurs très faibles de multiplicités d' X_K du 124.

Le tableau 5.8 présente les valeurs de multiplicité maximale M_{max} extraites ainsi que, noté entre parenthèses, le chi2 par points du fit pour les spectres enregistrés sur les deux détecteurs germanium, dans le plan et hors plan, et pour les différents temps de vie supposés du noyau

5.5. Limites supérieures des multiplicités d' X_K pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$

émetteur. Soulignons à nouveau qu'il ne s'agit là que de valeurs maximales, de plus fortement entachées d'incertitudes liées aux faibles statistiques, incertitudes que nous allons maintenant essayer d'estimer.

Gamme d'énergie sur Ge 1	10^{-17}s	10^{-18}s	10^{-19}s
176-245	7.8×10^{-2} (109.5/68)	7.9×10^{-2} (105.8/68)	9.1×10^{-2} (92.51/68)
186-245	5.3×10^{-2} (49.83/58)	5.5×10^{-2} (40.36/58)	6.5×10^{-2} (48.89/58)
186-215	4.9×10^{-2} (26.21/28)	4.6×10^{-2} (26.13/28)	6.0×10^{-2} (26.61/28)

Gamme d'énergie sur Ge 2	10^{-17}s	10^{-18}s	10^{-19}s
176-245	8.3×10^{-2} (/68)	8.4×10^{-2} (83.7/68)	9.6×10^{-2} (74.74/68)
186-245	7.3×10^{-2} (/58)	7.5×10^{-2} (62.12/58)	9.0×10^{-2} (59.4/58)
186-215	6.9×10^{-2} (/28)	7.2×10^{-2} (23.66/28)	9.2×10^{-2} (20.68/28)

TABLE 5.8 – Multiplicités maximales d' X_K de l'élément de $Z=124$ compatibles avec les spectres, pour différents temps de vie considérés et selon différentes fenêtres d'intégration en énergie.

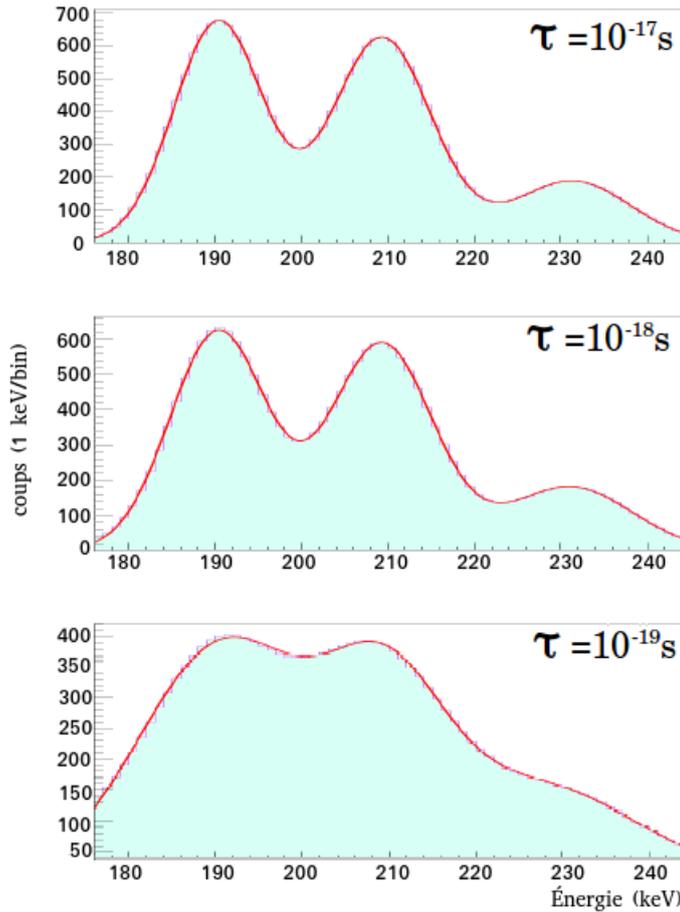


FIGURE 5.27 – Simulation des spectres de fluorescence X de l'élément $Z=124$ selon le temps de vie du noyau émetteur. Les énergies des raies X_K ont été calculées par l'approche MCDF décrite dans la section 2.2.1, et les probabilités d'émission grâce aux équations 2.10 de la section 2.1.3. Les spectres sont fittés par une triple gaussienne, paramétrée par les énergies des trois raies X_K considérées.

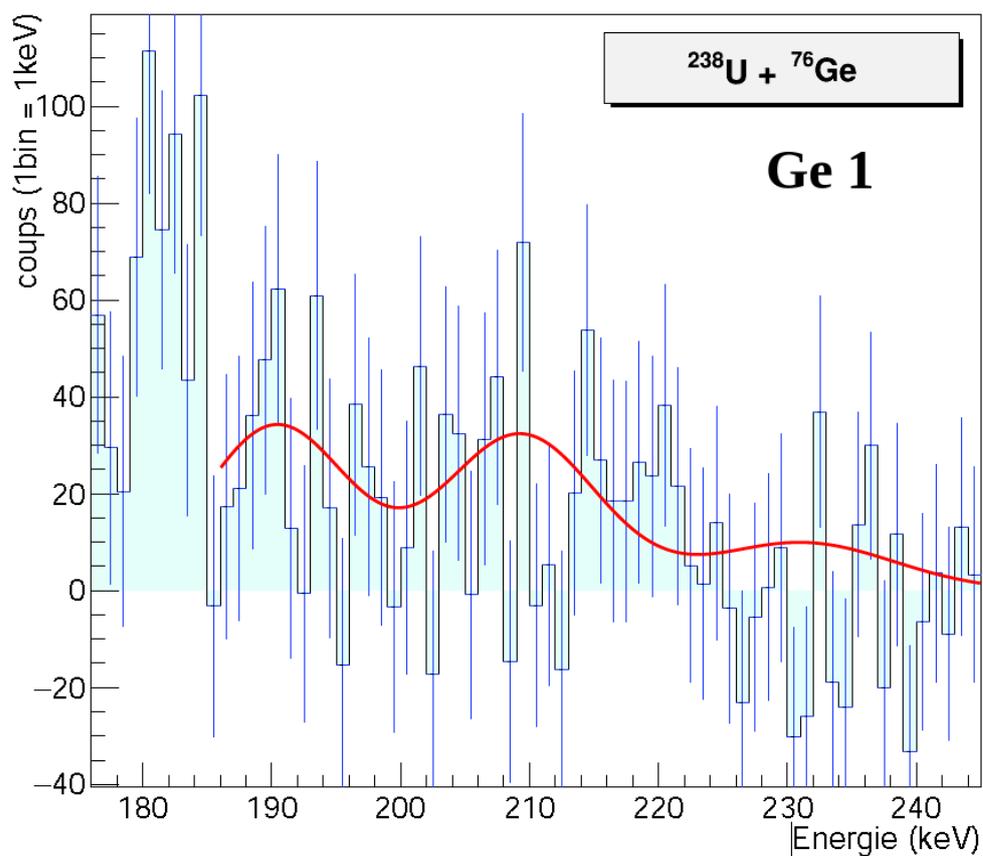


FIGURE 5.28 – Exemple de fit d’un spectre enregistré sur le détecteur Ge1 en coïncidence avec deux fragments de (quasi-)fission d’un système composite à $Z=124$. La fonction utilisée pour le fit est la triple gaussienne présentée sur la figure 5.27 pour un temps de vie de 10^{-18}s , corrigée de l’efficacité du détecteur correspondant, et normalisée de sorte que l’intégrale soit égale au nombre de fragments émis.

5.5.2 Incertitudes statistiques

Les spectres que nous avons analysés pour en extraire une valeur de multiplicité d' X_K ont une statistique assez faible après soustraction du bruit de fond. Cela se traduit par des erreurs statistiques sur le contenu de chaque canal importantes qui finalement ne contraignent pas les fits de façon décisive. Nous avons donc voulu tester la sensibilité de nos résultats à une modification des spectres consistant en l'adjonction d'une petite composante de fluorescence du $Z=124$ afin d'évaluer l'« incertitude » autour de cette valeur maximale M_{max} . Nous avons donc produit un spectre expérimental modifié (Smod) constitué par la somme du spectre expérimental (Sexp) et d'une composante de simulation des raies de fluorescence du 124, d'un poids variable. Nous avons ensuite utilisé un test statistique afin de déterminer à partir de quelle valeur de multiplicité additionnelle le spectre expérimental et le spectre modifié étaient significativement différents. Le test statistique utilisé est le test de Kolmogorov-Smirnov [Massey Jr, 1951] basé sur l'estimation de la différence maximale observée entre les deux distributions cumulées. Développé en statistique, pour tester de façon non paramétrique l'hypothèse selon laquelle les données observées sont engendrées par une loi de probabilité théorique supposée, ce test peut être appliqué à la comparaison de deux jeux de données dont il testera alors la compatibilité. Lorsque les données sont constituées sous forme d'histogrammes, la comparaison reste possible tant que la largeur d'un canal reste petite devant n'importe quel effet physique significatif. Dans la mesure où nous travaillons avec des spectres résolus à 1 keV/canal pour tracer la présence de composantes de plusieurs dizaines de keV de largeur, nous avons donc utilisé la classe correspondante implémentée dans ROOT pour effectuer nos comparaisons, ce test étant à priori mieux adapté que les tests de χ^2 pour les faibles statistiques.

Autrement dit, nous avons étudié à partir de quelle multiplicité « additionnelle » de fluorescence, les deux spectres (Sexp et Smod) étaient trouvés différents de façon statistiquement significative. Le principe de cette procédure est illustré sur la figure 5.29, qui montre pour quatre valeurs de temps de vie la superposition des spectres expérimentaux et modifiés, ici par de très grandes valeurs de multiplicités additionnelles afin de visualiser plus facilement la différence.

L'exploration s'est faite en ajoutant et en soustrayant la composante de simulation afin d'extraire les incertitudes de part et d'autre de la valeur extraite par la procédure de fit des spectres de triples par la somme des trois gaussiennes. Le test de Kolmogorov (tel que disponible sous ROOT) appliqué à la comparaison de deux spectres fournit une probabilité qui représente le degré de confiance accordable au résultat de la comparaison. De façon un peu arbitraire nous avons considéré que les deux spectres étaient statistiquement différents quand le test d'égalité des deux spectres renvoyait une probabilité inférieure à 0.5. Nous avons donc regardé, pour chaque temps de vie supposé, l'évolution de cette probabilité de Kolmogorov en fonction de la multiplicité additionnelle et extrait les valeurs d'incertitudes m_+ et m_- correspondant au passage par 0.5.

La figure 5.30 illustre cette procédure pour le cas des spectres expérimentaux de coïncidences triples mesurés avec la cible de ^{76}Ge entre un gamma enregistré dans le détecteur Ge 1 et deux fragments de (quasi-) fission de $Z_{tot}=124$.

Le tableau 5.9 résume l'ensemble des résultats obtenus pour les deux détecteurs Ge 1 et Ge 2 et les différents temps de vie supposés. Dans la dernière colonne de ce tableau est également indiquée la limite maximale de multiplicité M_{expo} que l'on peut calculer à partir des temps de

vie des lacunes en couche K et du temps de vie supposé du noyau de $Z=124$ en supposant deux décroissances exponentielles indépendantes. En considérant un rendement de fluorescence $\omega(E)$ égal à 1, ce qui est très réaliste pour des noyaux aussi lourds, on peut écrire à partir de la relation 2.2 (donnée dans le chapitre 2) la relation suivante :

$$M_{expo} = \frac{\tau_f}{\tau_f + \tau_K} P_K^{124} \quad (5.8)$$

Considérant la valeur de τ_K prédite par les calculs MCDF de 2.61×10^{-18} s (cf section 2.2.1), et la valeur de P_K^{124} extraite au début de ce chapitre (cf section 5.2), on peut extraire les valeurs de M_{expo} reportées dans la dernière colonne du tableau 5.9. Toutes les valeurs de multiplicités reportées dans ce tableau sont en unités de 10^{-2} .

	m_-	M_{max}	m_+	M_{expo}
Ge 1 : 10^{-17} s	1.0	5.3	1.1	12
Ge 2 : 10^{-17} s	1.3	7.3	3.1	12
Ge 1 : 10^{-18} s	1.0	5.5	1.2	4.3
Ge 2 : 10^{-18} s	1.4	7.5	3.6	4.3
Ge 1 : 10^{-19} s	1.4	6.5	2.1	0.6
Ge 2 : 10^{-19} s	2.3	9.0	16	0.6

TABLE 5.9 – Toutes les valeurs de multiplicités calculées dans cette section, en unité de 10^{-2} . Les valeurs m_{\pm} correspondent aux limites inférieures et supérieures déterminées avec le test de Kolmogorov. M_{max} correspond aux valeurs maximales issues des fits compatibles avec les spectres de photons, extraites dans la section 5.5.1. M_{expo} représente les multiplicités maximales calculées à partir de la relation 5.8 en considérant le temps de vie des lacunes K et le temps de fission.

5.5. Limites supérieures des multiplicités d' X_K pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$

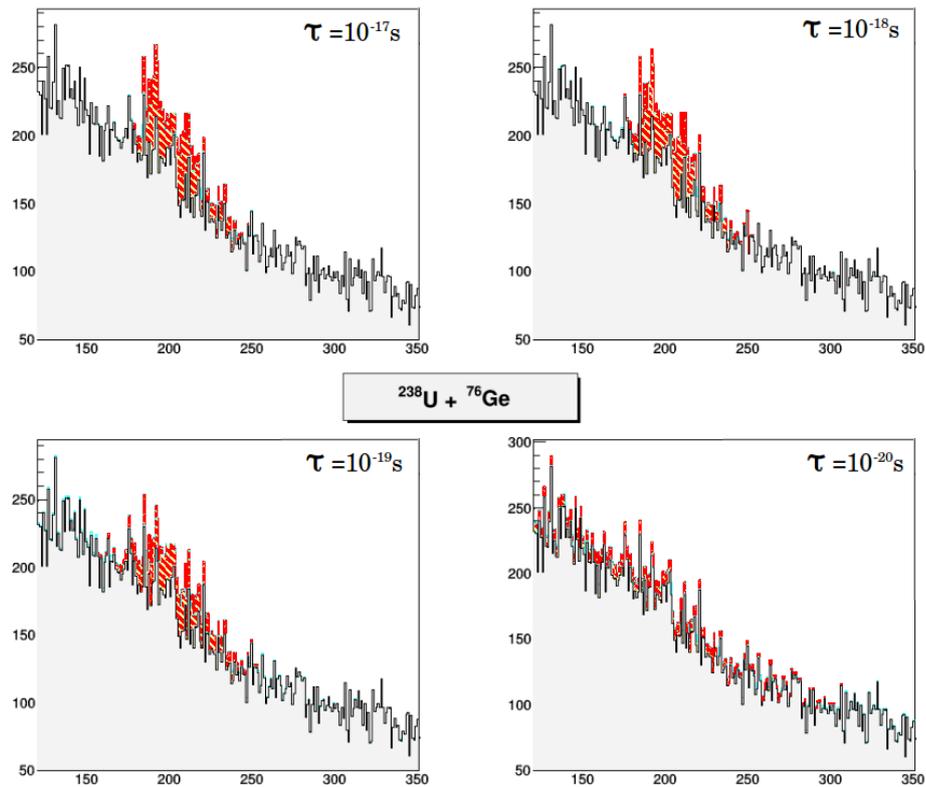


FIGURE 5.29 – Comparaison des spectres expérimentaux (en gris et noir) et des spectres modifiés (en rouge et jaune) par l'ajout d'une composante de fluorescence du 124 servant à extraire l'incertitude sur les multiplicités maximales d' X_K du 124 extraites des spectres en coïncidences triples.

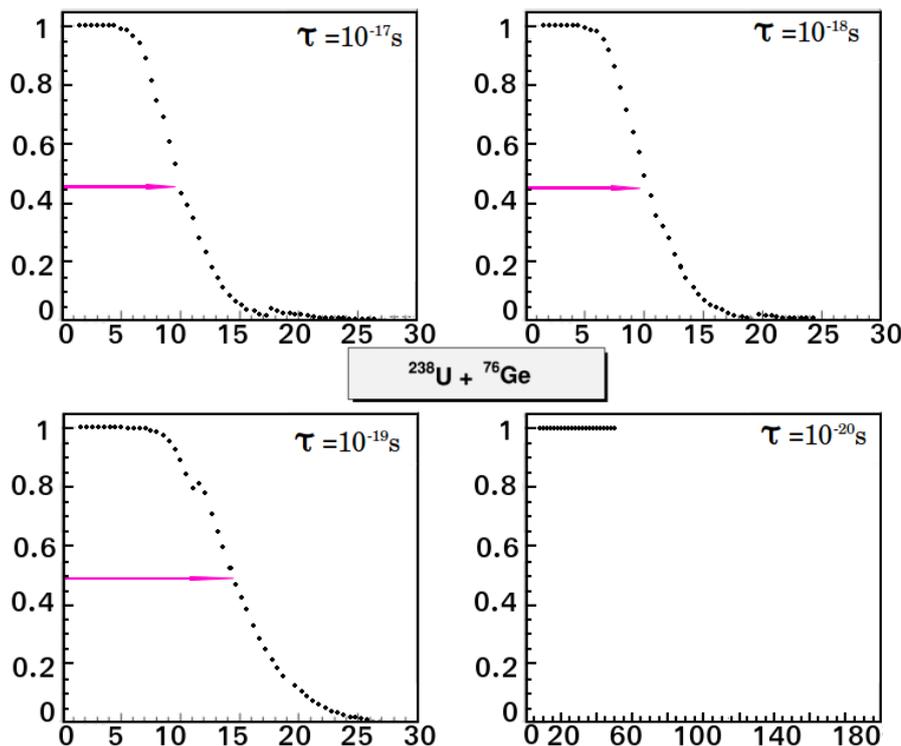


FIGURE 5.30 – Évolution, pour les spectres expérimentaux de coïncidence triples entre un gamma et deux fragments de (quasi-) fission du 124, de la probabilité d'égalité des spectres S_{exp} et S_{mod} donnée par le test de Kolmogorov en fonction de la multiplicité additionnelle d' X_K du 124 qui les différencie (en unité de 10^{-3}). Les quatre spectres représentés correspondent à cette évolution pour 4 temps de vie supposés du noyau émetteur : de 10^{-17} s à 10^{-20} s. Pour un temps de vie de 10^{-20} s, on ne passe jamais par la valeur critique de 0.5 quelle que soit la multiplicité additionnelle.

Les multiplicités maximales M_{max} trouvées pour Ge 2 sont systématiquement plus grandes que pour Ge 1. Ceci s'explique par la position des pics correspondant aux transitions gamma des fragments identifiés dans l'analyse des spectres de coïncidences doubles 1 fragment-1 gamma, notamment pour la raie de 208 keV, position qui correspond précisément aux énergies des raies X_K du $Z=124$.

À titre indicatif les multiplicités maximales ont été également déterminées à partir des spectres de photon mesurés pour différentes tranches en Z à partir des coïncidences doubles 1 gamma-1 fragment. La figure 5.32 illustre pour le cas des spectres enregistrés sur le détecteur Ge1 l'évolution des limites maximales de multiplicité en fonction du Z du fragment, dans le cas des spectres simulés avec un temps de vie de 10^{-18} s. Les multiplicités maximales sont indiqués par les symboles bleus. La qualité des fits est également indiquée par les valeurs de chi2 (symboles oranges). L'exploration des incertitudes statistiques n'a pas été effectuée sur ces spectres de coïncidences doubles. Cette comparaison permet de vérifier la compatibilité des valeurs extraites des coïncidences triples sélectionnant la (quasi-) fission du 124 (zone jaune) avec les valeurs extraites en doubles aux angles avant. Dans ce cas la sélection d'un numéro atomique entre 65 et 85 permet d'éliminer la contribution de fission séquentielle de l'uranium, présente à plus bas Z ou une contamination de processus quasi-élastiques au dessus de 85. Il est intéressant de remarquer que c'est d'ailleurs pour cette fenêtre que la qualité du fit est la meilleure, ce qui est attendu dans la mesure où cette

5.5. Limites supérieures des multiplicités d' X_K pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$

composante d' X_K du 124 doit être la plus importante si on se réfère aux résultats obtenus pour le $Z=120$.

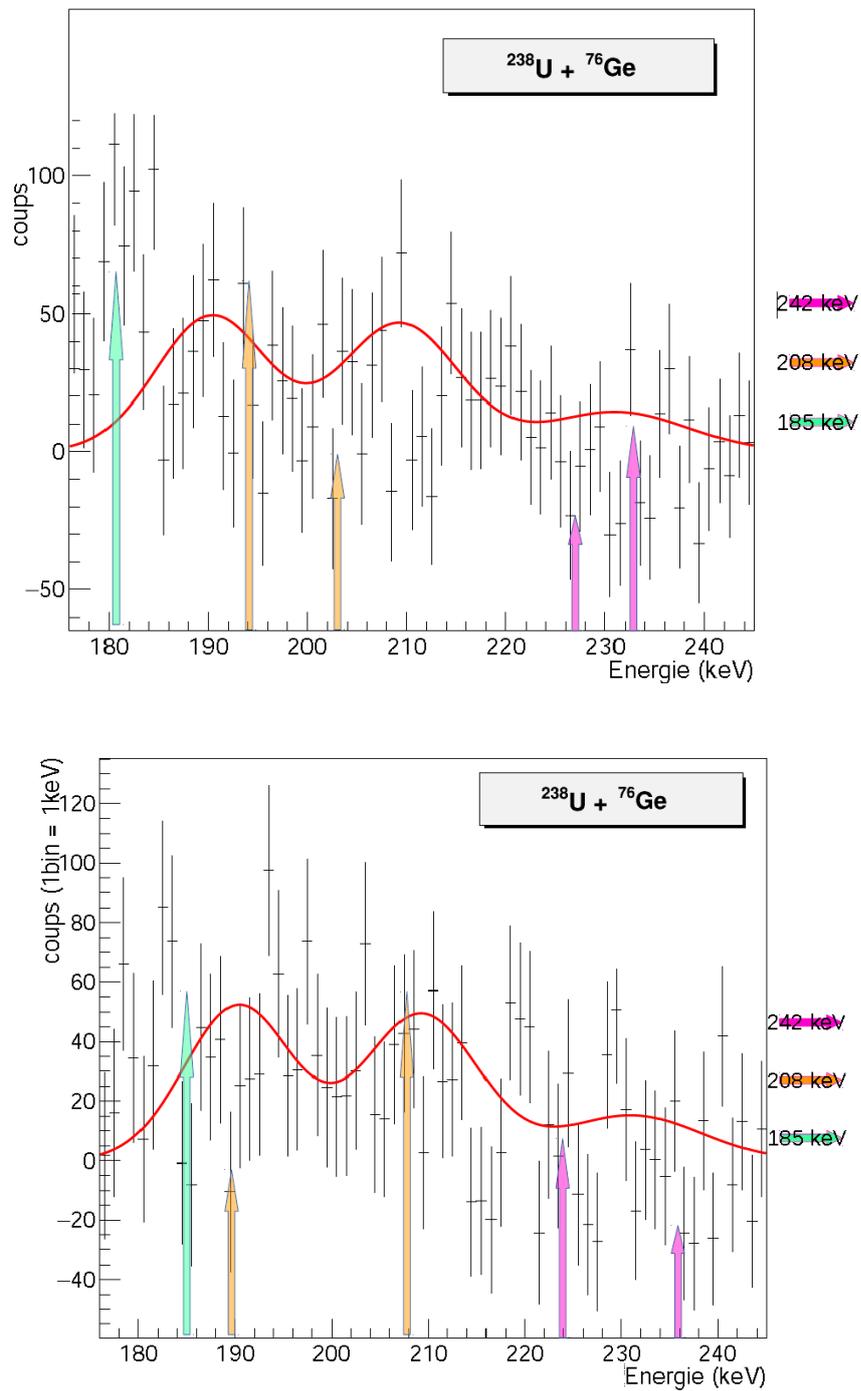


FIGURE 5.31 – Spectres germanium en coïncidences triples, fittés par une triple gaussienne (courbe rouge) paramétrée par l'énergie des trois principales raies X_K du 124. Les flèches colorées indiquent les positions calculées des trois raies γ à 185, 208 et 242 keV identifiées sur les spectres en coïncidence double dans la section précédente.

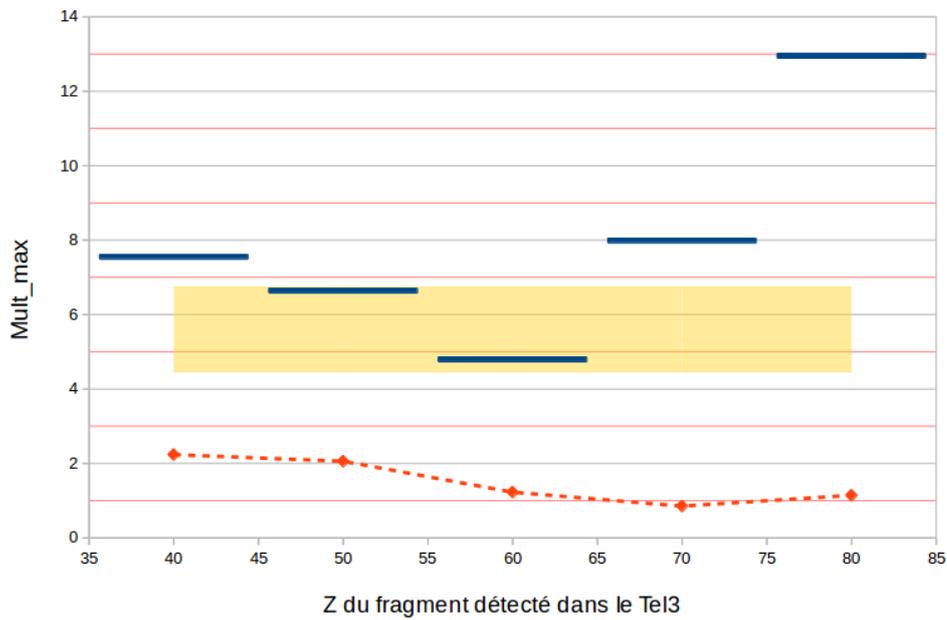


FIGURE 5.32 – Évolution des multiplicités maximales (en unité de 10^{-2}) en fonction du Z du fragment dans l'hypothèse d'un temps de vie de 10^{-18} s. Les segments bleus représentent ces limites maximales pour les coïncidences doubles tandis que les zones jaunes correspondent aux valeurs de multiplicités extraites en coïncidence triple données dans le tableau 5.9, en prenant en compte les incertitudes calculées. Les valeurs des Chi2 des fits sont indiquées par les points oranges reliés entre eux par des tirets.

5.5. Limites supérieures des multiplicités d' X_K pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$

Au terme de toutes ces comparaisons, la seule certitude que nous puissions extraire de ces données est donc que la multiplicité maximale d' X_K du 124 compatible avec les spectres enregistrés sur Ge 1 et Ge 2, est de 6.7×10^{-2} . Cela correspond, dans le cas de deux décroissances exponentielles indépendantes, à un temps moyen maximum de 2×10^{-18} s. Ceci est illustré sur la figure 5.33 qui présente les multiplicités M_{max} compatibles avec les données (cf tableau 5.9) ainsi que la corrélation entre la multiplicité et le temps de fission, dans l'hypothèse d'un temps de vie exponentiel pour la fission et d'un temps de vie exponentiel non corrélé pour les lacunes K (courbe rouge). Dans ce contexte de deux décroissances exponentielles, nos mesures permettent de délimiter pour le temps moyen de fission du noyau de 124 protons une zone compatible avec nos observations, illustrée par la partie hachurée. La comparaison de ces résultats avec ceux obtenus pour la fission du $Z=120$ dans la même hypothèse de décroissance exponentielle ($\tau_{min}^{120} 2.5 \times 10^{-18}$ s [Frégeau *et al.*, 2012]) semble pencher en faveur d'une stabilité plus marquée pour $Z=120$ que pour $Z=124$. Cependant l'hypothèse simplificatrice sur la forme de la distribution des temps de fission aussi bien que le fait que les temps extraits pour les deux systèmes soient similaires - même s'il s'agit d'une limite supérieure pour le $Z=124$ - ne permettent pas d'affirmer cette hiérarchisation avec certitude.

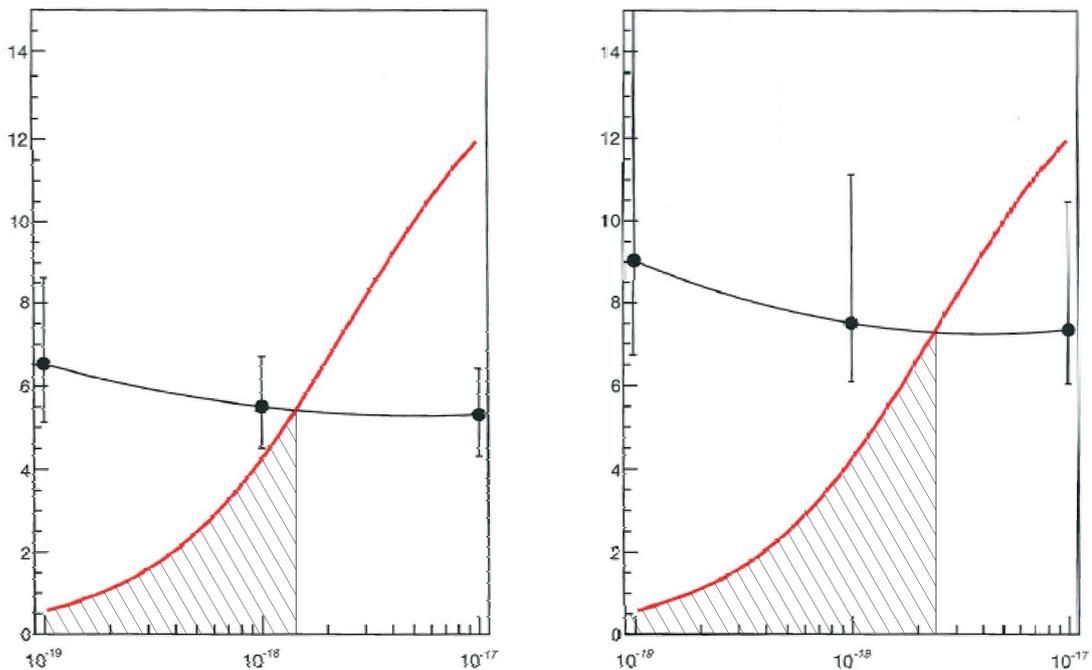


FIGURE 5.33 – Représentation graphique des valeurs de multiplicité en unité de 10^{-2} présentées dans le tableau 5.9 pour le détecteur Ge 1 (gauche) et Ge 2 (droit). La courbe rouge indique la limite maximale de multiplicité M_{expo} que l'on peut calculer en supposant deux décroissances exponentielles indépendantes pour la fission et la fluorescence atomique. La zone hachurée indique la zone compatible avec nos données expérimentales dans le cadre de cette hypothèse.

5.6 Limites supérieures des multiplicités d' X_K pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$

La même analyse a été entreprise pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$ et les valeurs limites de multiplicité sont reportées sur le tableau 5.10. Elles sont nettement supérieures puisqu'elles sont pour un spectre simulé correspondant à 10^{-18}s de 12% pour Ge 1 et 13.6% pour Ge 2. La figure 5.34 présente pour illustration les fits obtenus dans le cas d'un temps de vie de 10^{-18}s pour les spectres enregistrés sur Ge 1 pour les deux cibles. Le fait d'imposer une contrainte sur les particules légères ($Z_{PLC}=0$) ne modifie pas les multiplicités de plus de 0,2%

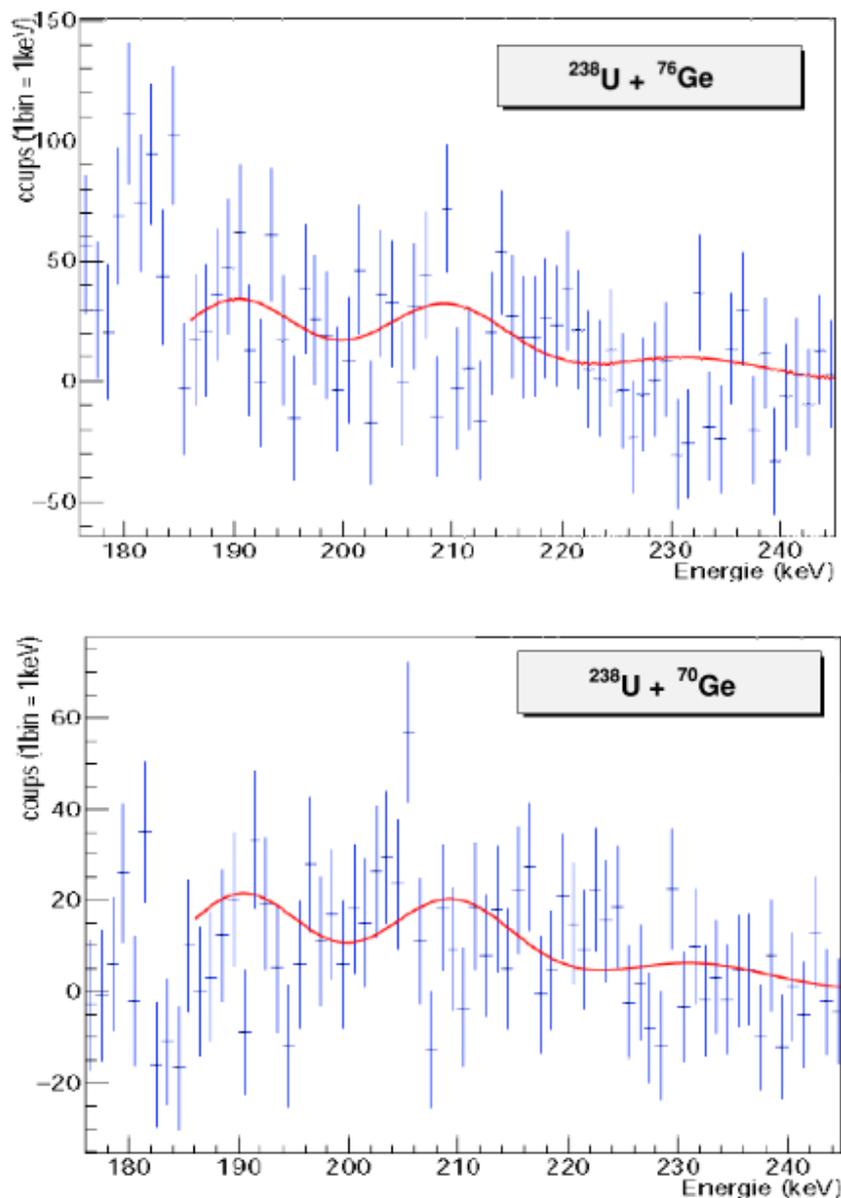


FIGURE 5.34 – Spectres de photons en coïncidences triples avec les fragments de (quasi-)fission du 124, pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$. Les courbes rouges correspondent aux fits paramétrés sur les énergies des trois principales raies X_K du 124, décrits dans la section précédente.

5.6. Limites supérieures des multiplicités d' X_K pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$

La contribution des gamma de fragments, manifestement différente - que ce soit lié à la cinématique des fragments ou à leur nature - se traduit dans le cas de la cible de ^{70}Ge par un surplus de comptage au niveau des énergies de transition, notamment $K_{\alpha 1}$, qui vont significativement augmenter les valeurs de multiplicité extraites. Malheureusement dans la mesure où nous n'extrayons que des limites supérieures de multiplicité, aucune comparaison ne peut être effectuée entre les deux isotopes de germanium nous interdisant de discriminer entre les différentes prédictions de la fermeture de couches neutrons. Par ailleurs, les très importantes contaminations de raies γ ne permettent pas d'extraire une valeur de temps maximum compatible avec l'hypothèse de double décroissance exponentielle décorrélée.

	M_{max} (%)	M_{expo}
Ge 1 : 10^{-17}s	12.1	12
Ge 2 : 10^{-17}s	13.7	12
Ge 1 : 10^{-18}s	12.0	4.3
Ge 2 : 10^{-18}s	13.6	4.3
Ge 1 : 10^{-19}s	14.3	0.6
Ge 2 : 10^{-19}s	16.0	0.6

TABLE 5.10 – Les multiplicités maximales de X_K compatibles avec les spectres de photons pour des coïncidences triples pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$. M_{expo} représente les multiplicités maximales calculées à partir de la relation 5.8 en considérant le temps de vie des lacunes K et le temps de fission.

Conclusions et perspectives

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre des recherches sur l'îlot de stabilité des noyaux superlourds. Nous avons effectué une expérience visant à mesurer les temps de fission du noyau superlourd de $Z=124$, formé par les réactions de fusion $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$. Ces mesures avaient pour objectif premier de donner des indications sur la position de la fermeture de couche proton au regard de nos mesures précédentes. Le deuxième objectif, spécifique à cette expérience, était de comparer la stabilité relative des isotopes du noyau de $Z=124$ vis-à-vis des fermetures de couche neutron, prédites entre $N=172$ et $N=184$ selon les modèles de structure nucléaire.

La méthode expérimentale utilisée est celle de la fluorescence X, une méthode basée sur le remplissage des lacunes électroniques en couches internes de l'atome unifié, créées lors de sa formation par fusion. Ce réarrangement électronique est accompagné de l'émission de X_K à des énergies caractéristiques du noyau émetteur. Mais l'atome unifié doit survivre suffisamment longtemps pour pouvoir émettre de façon significative des X_K car le temps de vie d'une lacune K est de l'ordre de 10^{-18}s pour des atomes lourds. L'émission de X_K est donc dans notre cas une signature forte de la création d'un noyau composé superlourd à long temps de fission. Le temps de fission moyen peut ensuite être déterminé en mesurant la multiplicité de X_K caractéristiques du noyau composé émis par l'atome unifié avant de fissionner, sous réserve de connaître la probabilité de création ainsi que le temps de vie des lacunes K de l'atome unifié.

Pour l'atome unifié de $Z=124$, un pic large d'une soixantaine de keV est attendu autour de la transition $K_{\alpha 1}$ à 221 keV, d'après des calculs réalisés par l'approche auto-consistante relativiste MCDF (Multi-Configuration-Dirac-Fock). La méthode de fluorescence permet de mesurer des temps de fission comparables aux temps de vie des lacunes K, qui sont de l'ordre de $2.61 \times 10^{-18}\text{s}$ d'après ces mêmes calculs.

Le phénomène de fusion-fission largement minoritaire pour des systèmes superlourds s'accompagne des réactions suivantes : la fission séquentielle de l'uranium, les processus élastiques et inélastiques ainsi que la quasi-fission, un processus rapide ($\tau_{QF} \sim 10^{-21}\text{s}$) en compétition avec la fusion. La signature de création du noyau composé est alors noyée dans un bruit de fond γ résultant de tous ces processus. Il est donc crucial de sélectionner les réactions de capture (fusion-fission et quasi-fission), ce qui est effectué par l'identification des produits de réaction.

Les produits de réaction sont identifiés en énergie et en Z par un ensemble de télescopes couvrant une grande gamme de corrélations angulaires. La résolution en Z accessible par ce type de télescope ($\pm 3.5 Z$ pour $Z=92$) permet, par la sélection de deux fragments en coïncidence, de séparer sans ambiguïté la fission séquentielle de l'uranium des réactions de capture. Des sélections sévères en charge des partenaires en voie de sortie de réaction permettent également d'éliminer les réactions élastiques. De plus la détection des particules légères chargées par un multi-détecteur à grande efficacité géométrique permet d'apporter une contrainte supplémentaire sur la charge du système fissionnant et de vérifier qu'une éventuelle émission de particules, même faible, ne modifierait pas les résultats obtenus en terme de multiplicité de X_K .

La détection des X_K de l'atome unifié est assurée par trois détecteurs germanium planaires optimisés pour la détection de photons autour de 200 keV. L'observation d'un pic de X_K aux

énergies attendues et présentant des décalages Doppler identiques sur chaque détecteur germanium permet d'attribuer avec certitude ces X_K au noyau composé avançant dans la direction du faisceau. Cette forte caractéristique permet de distinguer les raies X_K de l'atome unifié des γ de désexcitation des fragments de (quasi-)fission, qui eux sont émis sur une large distribution angulaire.

Parmi toutes les sélections de fragments effectuées, que ce soit en coïncidence double (1 photon - 1 fragment) ou en coïncidence triple (1 photon - 2 fragments), aucune signature nette de transitions X_K de l'atome unifié n'a pu être observée. Des multiplicités de photons ont tout de même été extraites sur la gamme en énergie où sont attendus les X_K caractéristiques du noyau composé de $Z=124$. Ces multiplicités sont de l'ordre de 8% pour le ^{76}Ge et de l'ordre de 12% en ^{70}Ge . Les barres d'erreur sont importantes, de l'ordre de 50%, essentiellement dues à la soustraction de fond. En outre, une présence indiscutable de raies γ dont l'énergie varie avec l'angle relatif entre le détecteur germanium et le télescope détectant le fragment a clairement été observée dans la gamme d'énergie des X_K recherchés. Les multiplicités de photons sont donc augmentées par cette contamination de γ . De plus, leur présence perturbe le fond soustrait, ce qui affecte l'extraction de multiplicité. Ces raies qui apparaissent quelle que soit la sélection effectuée en Z pourraient provenir de fragments de fission ou de quasi-fission du système de $Z\sim 124$. Afin de vérifier cette hypothèse, des spectres ont été simulés en considérant trois transitions identifiées à 185, 208 et 242 keV. Les décalages Doppler sont estimés à partir des vitesses les plus probables des fragments détectés. Bien que ces simulations permettent de reproduire qualitativement la tendance observée sur les spectres, elles sont trop approximatives pour permettre de supprimer la contribution de ces raies aux multiplicités de X_K .

Devant l'impossibilité de constituer des spectres de photons non contaminés, nous avons cherché à déterminer un temps de fission maximal qui soit compatible avec les données. Pour cela, des spectres de fluorescence de l'atome unifié de $Z=124$ ont été simulés à partir de calculs MCDF et comparés aux spectres expérimentaux à l'aide d'un test statistique de Kolmogorov-Smirnov. Des multiplicités maximales de l'ordre de 6 à 7% ont été ainsi extraites pour le ^{76}Ge , et de 12 à 14% pour le ^{70}Ge . Bien que les valeurs obtenues en ^{70}Ge soient nettement supérieures à celles en ^{76}Ge , ces valeurs ne permettent cependant pas de discriminer entre les différentes fermetures de couche neutrons, dans la mesure où ce sont des limites maximales.

Ces multiplicités maximales permettent de déduire une limite maximale sur le temps de fission moyen, à condition d'effectuer des hypothèses sur les distributions en temps de la fluorescence atomique et de la fission. Nous avons alors supposé qu'elles étaient gouvernées par des lois exponentielles décroissantes décorréelées. La probabilité d'ionisation en couche K de l'atome unifié a été déterminée à partir de la probabilité d'ionisation de la couche K du partenaire lourd (dans notre cas l'uranium) lors de diffusions élastiques, mesurée à $30\% \pm 3\%$. Sous ces conditions un temps maximal de $2 \times 10^{-18}\text{s}$ a été déduit pour le $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$. Pour le système $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$, les très importantes contaminations de raies γ issues des fragments ne permettent pas d'extraire une valeur de temps maximum compatible avec cette hypothèse de double décroissance exponentielle décorrélée.

Cette valeur est inférieure au temps de fission moyen minimum du système $Z=120$ de $2.5 \times 10^{-18}\text{s}$, extrait auparavant par la fluorescence X, avec les mêmes hypothèses. Ceci pourrait présager une stabilité plus marquée pour le noyau de $Z=120$ que pour le noyau de $Z=124$. Cependant les

grandes incertitudes liées à l'extraction des multiplicités pour ce dernier, ne permettent pas d'affirmer cette conclusion avec certitude.

Le même noyau superlourd de $Z=124$ avait déjà été étudié par la technique de blocage cristallin à une énergie d'excitation comparable. Les mesures présentes de multiplicités sont compatibles avec les mesures précédentes, où une proportion de composantes à long temps de fission ($\tau > 10^{-18}\text{s}$) de l'ordre de 10% avait été observée.

La présence de raies γ émises par des fragments de (quasi-)fission et venant entacher les multiplicités de X_K pose une difficulté sérieuse à la méthode de fluorescence X appliquée à l'étude des noyaux superlourds. Toutefois cette difficulté n'avait pas été rencontrée lors de l'étude du système de $Z=120$, formé par fusion de $^{238}\text{U}+^{64}\text{Ni}$. Par conséquent les distributions des fragments émetteurs dépendent de la voie d'entrée du système étudié. Quel que soit le processus de fission, si la distribution des fragments est fortement influencée par la fermeture de couches $Z=82$, le fragment complémentaire pourrait se situer dans des régions de déformation très différentes autour de $N=60$ pour les deux systèmes et donc être à l'origine de la présence ou de l'absence de ces transitions gamma.

La perspective de futures expériences de fluorescence X nécessite d'identifier les systèmes où ce problème apparaîtrait. Dans la mesure où la multiplicité de ces γ reste du même ordre de grandeur que celle des X_K recherchés, il paraît exclu d'envisager des expériences préliminaires permettant d'explorer la présence de ces contaminations sur le système à l'étude. En effet cela nécessiterait des temps de faisceau comparables à ceux de l'expérience de mesure de temps de fission proprement dite. Une réflexion mérite certainement d'être menée sur des modifications du dispositif ou de la méthode d'identification des fragments permettant de contourner ces difficultés. Il faudrait par exemple identifier les fragments émetteurs afin de pouvoir les exclure du spectre de photons, à condition que ces fragments proviennent bien de réactions de quasi-fission. Il paraît illusoire d'utiliser des télescopes pour identifier ces fragments de manière non ambiguë par leur numéro atomique supérieur à 50. En supposant que ces fragments émettent plusieurs γ , on pourrait alors envisager un dispositif permettant l'identification de ces fragments par des coïncidences $\gamma-\gamma$, ou encore par des coïncidences entre ces γ et les X_K du fragment lourd. Cependant cela nécessiterait un dispositif assurant une très haute efficacité sur une grande couverture spatiale. Des détecteurs germanium de nouvelle génération, dont la couverture angulaire serait proche de 4π , pourraient éventuellement être adaptés à ce genre de mesure. Il apparaît nécessaire de conduire une étude approfondie afin d'évaluer la faisabilité de ce genre d'expériences.

Annexes

Traitement des incertitudes pour le calcul de multiplicité

Sommaire

A.1 Erreurs statistiques	163
A.2 Erreurs systématiques	164
A.2.1 Bruit de fond	164
A.2.2 Efficacité de détection des photons	166
A.3 Comparaison des différentes sources d'erreurs	168

Les multiplicités de photons extraites dans le chapitre 5 sont calculées par la formule A.1 où N_X représente le nombre de coups $n(e)$ dans le spectre « physique » enregistré par un détecteur Germanium, intégré entre E_{min} et E_{max} (typiquement entre 180 keV et 245 keV) et corrigé de l'efficacité du détecteur considéré $\varepsilon(e)$. N_{div} est le nombre de fragments détecté dans les télescopes, sélectionné en déclenchement inclusif et R_{div} le facteur correctif lié au taux d'échantillonnage.

$$M = \frac{N_X}{N_{div} \times R_{div}} \quad \text{avec} \quad N_X = \sum_{e=E_{min}}^{E_{max}} \frac{n(e)}{\varepsilon(e)} \quad (\text{A.1})$$

A.1 Erreurs statistiques

On s'intéresse tout d'abord à l'erreur statistique sur la multiplicité σ_M , qui provient des incertitudes statistiques sur les spectres enregistrés avec les détecteurs germanium et les télescopes. Pour des grandeurs physiques indépendantes, la propagation des incertitudes donne :

$$\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_X}}{N_X}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{div}}}{N_{div}}\right)^2 \quad (\text{A.2})$$

$$\sigma_{N_{div}} = \sqrt{N_{div}} \quad \text{donc} \quad \left(\frac{\sigma_{N_{div}}}{N_{div}}\right)^2 = \frac{1}{N_{div}} \quad (\text{A.3})$$

$$\sigma_{N_X}^2 = \sigma^2 \left[\sum_{e=E_{min}}^{E_{max}} \frac{n(e)}{\varepsilon(e)} \right] \quad (\text{A.4})$$

L'erreur principale à considérer sur l'efficacité de détection est purement systématique et sera traitée dans la section A.2.2. Pour simplifier l'évaluation de l'erreur statistique sur N_X (eq. (A.4)), on réalise l'approximation que $\varepsilon(e)$ varie lentement sur la gamme d'énergie considérée. Bien qu'il y ait un facteur 2 entre l'efficacité à 180 keV et celle à 245 keV, on prend une efficacité moyenne

ε_0 et on obtient ainsi :

$$\sigma_{N_X}^2 = \sigma^2 \left[\frac{1}{\varepsilon_0^2} \sum_{e=Emin}^{Emax} n(e) \right] = \frac{1}{\varepsilon_0^2} \sigma^2 [N_E] \quad (\text{A.5})$$

$$\left(\frac{\sigma_{N_X}}{N_X} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_E}}{N_E} \right)^2 \quad (\text{A.6})$$

Pour évaluer l'incertitude statistique sur N_E , il faut remonter à sa définition, donnée par l'équation (A.7), où N_E^φ est le nombre de coups dans le spectre initial, N_E^{fort} le nombre de photons fortuits à retirer et N_E^{bdf} le nombre de coups constituant le bruit de fond, à soustraire au spectre initial.

$$\sum_{e=Emin}^{Emax} n(e) = N_E = N_E^\varphi - N_E^{fort} - N_E^{bdf} \quad (\text{A.7})$$

Grâce à l'équation (A.7), on peut maintenant calculer l'erreur sur N_E .

$$\sigma_{N_E}^2 = \sigma_{N_E^\varphi}^2 + \sigma_{N_E^{fort}}^2 + \sigma_{N_E^{bdf}}^2 \quad (\text{A.8})$$

L'erreur statistique sur le bruit de fond peut être négligée et le nombre de fortuites est largement minoritaire par rapport au nombre N_E^φ . On considère alors uniquement l'erreur statistique $\sigma_{N_E^\varphi}$. On a donc :

$$\sigma_{N_E}^2 = \sigma_{N_E^\varphi}^2 = \{ \sqrt{N_E^\varphi} \}^2 \quad (\text{A.9})$$

On obtient ainsi une erreur statistique totale :

$$\left(\frac{\sigma_M}{M} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_X}}{N_X} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{div}}}{N_{div}} \right)^2 \quad (\text{A.10})$$

$$\left(\frac{\sigma_M}{M} \right)^2 = \frac{1}{N_E^2} \times \{ N_E^\varphi \} + \frac{1}{N_{div}} \quad (\text{A.11})$$

Ces erreurs sont de l'ordre de 5 à 30% selon le spectre étudié. Elles sont reportées sur chaque tableau présentant les multiplicités dans le chapitre 5.

A.2 Erreurs systématiques

Aux erreurs statistiques s'ajoutent les erreurs systématiques. Dans notre cas, les erreurs systématiques dominantes proviennent de la sélection du bruit de fond et des approximations réalisées pour l'efficacité des détecteurs germanium.

A.2.1 Bruit de fond

Pour évaluer l'erreur systématique σ_{bdf}^{syst} sur le bruit de fond, nous avons constitué plusieurs spectres de bruit de fond avec la routine de ROOT « ShowBackground »¹ en faisant varier deux paramètres : le nombre d'itérations et la gamme en énergie sur laquelle le fond est généré. Dans le cadre de cette étude, les spectres de bruit de fond ont été tracés sur des spectres enregistrés avec les détecteurs germanium pour des coïncidence doubles avec le silicium 3, pour une sélection en Z de fragments légers ($35 < Z < 45$). Pour chaque couple de paramètres, l'intégrale Int_i du spectre de bruit de fond a été évaluée sur la fenêtre d'intégration des multiplicités (180-245 keV) et comparée

1. Pour plus de détails concernant l'algorithme : voir la fonction [Background](#) de la classe `TSpectrum` de ROOT

A.2. Erreurs systématiques

à Int_{ref} , l'intégrale de référence, c'est-à-dire l'intégrale du spectre de bruit de fond utilisé lors des calculs de multiplicité. Toutes les valeurs sont données dans la figure A.1.

GERMANIUM 1

Estart	itérations			
	10	20	30	40
100	116541	113731	110020	108246
110	116541	114440	113119	112421
120	116541	114457	113166	112646
130	116541	114314	112918	112494
140	116542	114302	112832	112452
150	116546	114505	113681	113635
160	116521	114465	113782	113749
170	116568	115177	114493	114165
180	117353	117342	117218	117507

GERMANIUM 2

Estart	itérations			
	10	20	30	40
100	120325	117207	113701	112103
110	120325	117672	116798	116613
120	120325	117667	116736	116600
130	120325	117665	116749	116534
140	120325	117715	116739	116570
150	120323	117555	116613	116506
160	120364	118172	117769	117728
170	120457	119506	119463	119511
180	120573	120165	120132	120165

GERMANIUM 3

Estart	itérations						
	5	10	15	20	25	30	40
100	18584	18259	17664	16334	14640	13011	10773
110	18584	18259	17679	16536	15204	14050	12557
120	18584	18259	17712	16795	15959	15351	14719
130	18584	18259	17738	16965	16367	15973	15598
140	18584	18259	17793	17253	16765	16450	16188
150	18584	18264	17934	17642	17417	17295	17295
160	18584	18269	17912	17621	17436	17344	17339
170	18584	18231	17956	17711	17547	17435	17429
180	18654	18458	18299	18243	18166	18095	18155

FIGURE A.1 – Intégrales des spectres de bruit de fond pour les trois détecteurs germanium selon deux paramètres : le nombre d'itérations et l'énergie minimale (Estart) de la gamme en énergie sur laquelle le fond est généré. Les valeurs grisées correspondent à des fonds non acceptables à l'œil tandis que les zones bleues correspondent au bruit de fond de référence.

Pour obtenir l'erreur systématique à partir de toutes ces valeurs, nous avons sélectionné celles qui correspondaient à des spectres de bruit de fond « acceptables à l'œil », puis nous avons calculé un écart-type moyen $\Delta\%$ correspondant, selon la formule (A.12). Idéalement il faudrait faire la même chose pour chaque spectre dont les multiplicités ont été extraites, mais on peut supposer que ces erreurs sont toujours du même ordre, en pourcentage, peu importe les conditions choisies.

On utilise donc la valeur relative plutôt que la valeur absolue.

$$\Delta\bar{\sigma}\%{}^2 = \left(\frac{100}{Int_{ref}}\right)^2 \times \sum_{i=1}^N \frac{(Int_i - Int_{ref})^2}{N} \quad (\text{A.12})$$

L'erreur systématique relative sur le bruit de fond est donc :

$$\sigma_{bdf}^{syst} = \sqrt{\Delta\bar{\sigma}\%{}^2} \quad (\text{A.13})$$

Cette erreur systématique est de 1.3% sur les intégrales N_{bdf}^E des spectres de bruit de fond constitués avec les détecteurs Ge 1 et Ge 2, et de 3% avec le détecteur Ge 3.

Pour évaluer l'impact de l'erreur systématique du bruit de fond sur les multiplicités, on calcule un N_X minimal (N_X^-) et maximal (N_X^+). On rajoute ainsi (respectivement retranche) un pourcentage σ_{bdf}^{syst} du bruit de fond N_{bdf}^E considéré pour une multiplicité donnée, en supposant que le nombre de coups rajoutés (resp. enlevés) est réparti uniformément sur toute la fenêtre d'intégration composée de N_{cx} canaux. Ce nombre de coups est ensuite corrigé de l'efficacité de détection $\varepsilon(e)$ canal par canal. On a alors :

$$N_X^\pm = \sum_{e=E_{min}}^{E_{max}} \frac{n(e) \pm \{\sigma_{bdf}^{syst} \times N_{bdf}^E / 100 / N_{cx}\}}{\varepsilon(e)} \quad (\text{A.14})$$

$$N_X^\pm = N_X \pm \left\{ \frac{\sigma_{bdf}^{syst} \times N_{bdf}^E}{100 \times N_{cx}} \times \sum_{e=E_{min}}^{E_{max}} \frac{1}{\varepsilon(e)} \right\} \quad (\text{A.15})$$

$$M^\pm = \frac{N_X^\pm}{N_{div} \times R_{div}} \quad (\text{A.16})$$

$$M^\pm = M \pm \left\{ \frac{\sigma_{bdf}^{syst} \times N_{bdf}^E}{100 \times N_{cx}} \times \sum_{e=E_{min}}^{E_{max}} \frac{1}{\varepsilon(e)} \right\} \times \frac{1}{N_{div} \times R_{div}} \quad (\text{A.17})$$

On prend ensuite comme incertitude systématique totale sur la multiplicité la moyenne de M^+ et M^- . Les valeurs numériques obtenues pour un spectre typique sont reportées dans le tableau [A.1](#).

A.2.2 Efficacité de détection des photons

Les courbes d'efficacité des détecteurs germanium sont présentées sur la figure [A.2](#). Pour obtenir les valeurs d'efficacité entre les valeurs calculées, les courbes d'efficacité ont été ajustées par une fonction exponentielle décroissante, ce qui donne lieu à une erreur systématique $\sigma_\varepsilon^{syst}$. Pour évaluer cette incertitude, nous avons calculé l'écart relatif moyen entre les valeurs d'efficacité calculées ε_{cal} et les valeurs ε_{fit} interpolées par l'ajustement exponentiel :

$$\sigma_\varepsilon^{syst} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\varepsilon_{cal}(i) - \varepsilon_{fit}(i)}{\varepsilon_{cal}(i)} \times 100 \quad (\text{A.18})$$

Pour chacun des détecteurs germanium on obtient un écart relatif moyen de l'ordre de 1.7%.

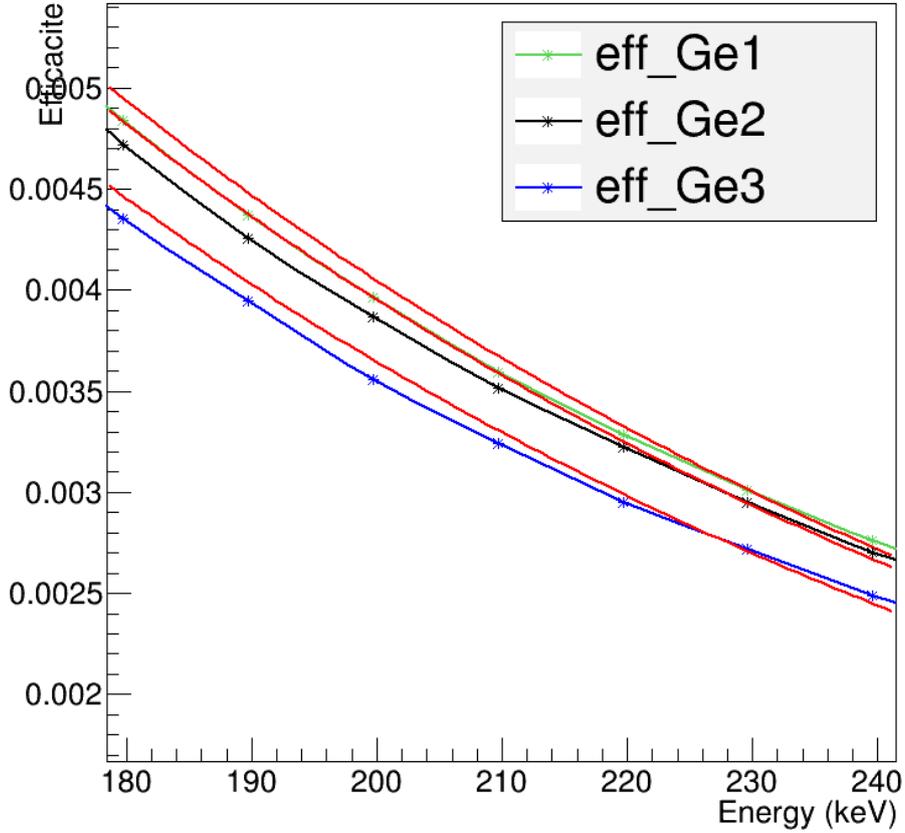


FIGURE A.2 – Courbes d’efficacité pour les trois détecteurs germanium. Les courbes rouges correspondent aux fits exponentiels effectués pour chaque détecteur.

Pour évaluer l’impact de l’erreur systématique de l’efficacité de détection sur les multiplicités, on procède de la même manière que pour les erreurs systématiques dues au bruit de fond. On calcule un N_X minimal (N_X^-) et maximal (N_X^+) corrigé respectivement d’une efficacité $\varepsilon(e)^+$ ou $\varepsilon(e)^-$ et on obtient alors :

$$N_X^\pm = \sum_{e=E_{min}}^{E_{max}} \frac{n(e)}{\varepsilon(e)(1 \pm \sigma_\varepsilon^{syst}/100)} \quad (\text{A.19})$$

On a alors pour les multiplicités la relation A.20. On prend comme incertitude totale la moyenne de M^+ et M^- , celle-ci est alors directement égale à $\sigma_\varepsilon^{syst}$.

$$M^\pm = M \times \frac{1}{1 \pm \sigma_\varepsilon^{syst}/100} \quad (\text{A.20})$$

A.3 Comparaison des différentes sources d'erreurs

L'impact de toutes les erreurs sur les multiplicités a été évalué numériquement sur un spectre de photons constitué en coïncidence avec des fragments légers ($35 < Z < 45$) détectés dans le télescope 3 pour le système ^{76}Ge . Ce spectre est visible sur la figure 5.6 du chapitre 5. Les valeurs des incertitudes correspondantes sont reportées dans le tableau A.1.

Détecteur	Multiplicité	Erreur statistique	Erreur systématique due au bruit de fond	Erreur systématique due à l'efficacité
Ge 1	0.079	$\pm 6.5 \%$	$\pm 31.2 \%$	$\pm 1.7 \%$
Ge 2	0.063	$\pm 8.2 \%$	$\pm 41.7 \%$	$\pm 1.7 \%$

TABLE A.1 – Tableau récapitulatif des différentes sources d'erreurs sur des multiplicités de photons intégrées entre 180 et 245 keV et extraites des spectres enregistrés en coïncidence avec des fragments légers, de Z situé entre 35 et 45, détectés dans le télescope 3.

Les erreurs systématiques liées aux approximations réalisées sur l'efficacité de détection étant beaucoup plus faibles que celles sur le bruit de fond ou encore que les erreurs statistiques, elles ont été négligées dans tout le corps du mémoire. Chaque fois que les multiplicités sont présentées sous forme de tableau dans le chapitre 5, les erreurs systématiques dues au bruit de fond ainsi que les erreurs statistiques ont été reportées. Lorsque les multiplicités sont présentées sous forme de graphique, seules les incertitudes maximales (c'est-à-dire celles sur le bruit de fond) ont été reportées.

Bibliographie

- ADAMIAN G., ANTONENKO N. AND SCHEID W., **2000**. *Isotopic dependence of fusion cross sections in reactions with heavy nuclei*. Nuclear Physics A, **678**(1) 24–38. (Cité en page 10.)
- ADAMIAN G., ANTONENKO N. AND SCHEID W., **2009**. *Feature of production of new superheavy nuclei in actinide-based complete-fusion reactions*. The European Physical Journal A, **41**(2) 235–241. (Cité en page 10.)
- ADEMARD G., **2011**. *Décroissance de noyaux excités produits dans les réactions $78, 82kr + 40ca$ à 5.5 amev*. Ph.D. thesis, Université de Caen. (Cité en page 73.)
- ANDERSEN J., LÆGSGAARD E., NIELSEN K., GIBSON W., FORSTER J., MITCHELL I. AND WARD D., **1976**. *Time evolution of heavy-ion-induced fission studied by crystal blocking*. Physical Review Letters, **36**(26) 1539. (Cité en page 17.)
- ANHOLT R., **1985**. *X rays from quasimolecules*. Reviews of modern physics, **57**(4) 995. (Cité en page 33.)
- AUDI G., WANG M., WAPSTRA A., KONDEV F., MACCORMICK M., XU X. AND PFEIFFER B., **2012**. *The ame2012 atomic mass evaluation*. Chinese physics C, **36**(12) 1287. (Cité en page 6.)
- BACK B., **1985**. *Complete fusion and quasifission in reactions between heavy ions*. Physical Review C, **31**(6) 2104. (Cité en page 13.)
- BACK B., BETTS R., GINDLER J., WILKINS B., SAINI S., TSANG M., GELBKE C., LYNCH W., MCMAHAN M. AND BAISDEN P., **1985**. *Angular distributions in heavy-ion-induced fission*. Physical Review C, **32**(1) 195. (Cité en page 13.)
- BACK B., BJØRNHOLM S., DØSSING T., SHEN W., HILDENBRAND K., GOBBI A. AND SØRENSEN S., **1990**. *Relaxation of angular momentum in fission and quasifission reactions*. Physical Review C, **41**(4) 1495. (Cité en page 13.)
- BASS R., **1974**. *Fusion of heavy nuclei in a classical model*. Nuclear Physics A, **231**(1) 45–63. (Cité en pages 9 et 49.)
- BEARDEN J.A., **1967**. *X-ray wavelengths*. Reviews of Modern Physics, **39**(1) 78. (Cité en page 109.)
- BEMIS C.E., SILVA R.J., HENSLEY D.C., KELLER O.L., TARRANT J.R., HUNT L.D., DITTNER P.F., HAHN R.L. AND GOODMAN C.D., **1973**. *X-Ray Identification of Element 104*. Physical Review Letters, **31**(10) 647–650. (Cité en page 27.)
- BENDER M., NAZAREWICZ W. AND REINHARD P.G., **2001**. *Shell stabilization of super- and hyperheavy nuclei without magic gaps*. Physics Letters B, **515**(1) 42–48. (Cité en pages 1 et 8.)
- BERGER J.F., **2006**. *La fission : de la phénoménologie à la théorie*. <http://www.cenbg.in2p3.fr/heberge/EcoleJoliotCurie/coursJC/Joliotcurie2006.pdf>. (Cité en page 15.)
- BERGER J.F., **2011**. *Communication privée*. (Cité en page 18.)

- BETHE H.A., **1936**. *An attempt to calculate the number of energy levels of a heavy nucleus*. Phys. Rev., **50** 332–341. (Cité en page 88.)
- BOHR N. AND WHEELER J.A., **1939a**. *The fission of protactinium*. Physical Review, **56**(10) 1065. (Cité en page 4.)
- BOHR N. AND WHEELER J.A., **1939b**. *The mechanism of nuclear fission*. Physical Review, **56**(5) 426. (Cité en pages 1 et 16.)
- BROWNE E. AND TULI J.K., **2015**. *Nuclear data sheets*. (Cité en page 109.)
- BRUNEAU J., **1983**. *Mcdf calculation of argon auger process*. Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, **16**(22) 4135. (Cité en pages 35 et 37.)
- BUTSCH R., HOFMAN D., MONTOYA C., PAUL P. AND THOENNESSEN M., **1991**. *Time scales for fusion-fission and quasifission from giant dipole resonance decay*. Physical Review C, **44**(4) 1515. (Cité en page 17.)
- CABRERA J., KEUTGEN T., EL MASRI Y., DUFAUQUEZ C., ROBERFROID V., TILQUIN I., VAN MOL J., RÉGIMBART R., CHARITY R., NATOWITZ J. *et al.*, **2003**. *Fusion-fission and fusion-evaporation processes in 20 ne+ 159 tb and 20 ne+ 169 tm interactions between e/a= 8 and 16 mev*. Physical Review C, **68**(3) 034613. (Cité en page 17.)
- CARLSON T.A. AND NESTOR C., **1977**. *Calculation of k and l x rays for elements of z= 95 to 130*. Atomic Data and Nuclear Data Tables, **19**(2) 153–173. (Cité en pages 25 et 37.)
- CHIZHOV A.Y., ITKIS M., ITKIS I., KNIAJEVA G., KOZULIN E., KONDRATIEV N., POKROVSKY I., SAGAIK R., VOSKRESSENSKY V., YEREMIN A. *et al.*, **2003**. *Unexpected entrance-channel effect in the fission of 216 ra**. Physical Review C, **67**(1) 011603. (Cité en page 13.)
- ĆWIOK S., DOBACZEWSKI J., HEENEN P.H., MAGIERSKI P. AND NAZAREWICZ W., **1996**. *Shell structure of the superheavy elements*. Nuclear Physics A, **611**(2) 211–246. (Cité en pages 6 et 8.)
- DECHARGÉ J. AND GOGNY D., **1980**. *Hartree-fock-bogolyubov calculations with the d 1 effective interaction on spherical nuclei*. Physical Review C, **21**(4) 1568. (Cité en page 7.)
- DENIS-PETIT D., **2014**. *Nuclear excitations in plasmas : the case of 84m Rb*. Theses, Université de Bordeaux. (Cité en page 36.)
- DITTNER P., BEMIS JR C., HENSLEY D., SILVA R. AND GOODMAN C., **1971**. *Identification of the atomic number of nobelium by an x-ray technique*. Physical Review Letters, **26**(17) 1037. (Cité en page 27.)
- DU RIETZ R., WILLIAMS E., HINDE D., DASGUPTA M., EVERS M., LIN C., LUONG D., SIMENEL C. AND WAKHLE A., **2013**. *Mapping quasifission characteristics and timescales in heavy element formation reactions*. Physical Review C, **88**(5) 054618. (Cité en page 14.)
- DUDEK J., SZYMAŃSKI Z. AND WERNER T., **1981**. *Woods-saxon potential parameters optimized to the high spin spectra in the lead region*. Physical Review C, **23**(2) 920. (Cité en page 6.)
- FABLE Q. *Communication privée*. (Cité en page 55.)

- FRANKLAND J.D., **1998**. *Etude de systèmes très lourds observés avec indra: première mise en évidence d'un effet de volume dans le processus de multifragmentation nucléaire*. Ph.D. thesis, Université Paris Sud-Paris XI. (Cité en pages [73](#) et [88](#).)
- FRÉGEAU M., **2011**. *Fluorescence X appliquée à l'étude du temps de fission de l'élément $Z=120$* . Ph.D. thesis, Université de Caen. (Cité en pages [20](#), [45](#), [46](#), [54](#), [97](#), [142](#) et [143](#).)
- FRÉGEAU M., JACQUET D., MORJEAN M., BONNET E., CHBIHI A., FRANKLAND J., RIVET M., TASSAN-GOT L., DECHERY F., DROUART A. *et al.*, **2012**. *X-ray fluorescence from the element with atomic number $Z=120$* . Physical review letters, **108**(12) 122701. (Cité en pages [2](#), [13](#), [19](#), [20](#), [24](#), [25](#), [27](#), [48](#), [113](#), [142](#) et [153](#).)
- FRICKE B., MOROVIĆ T., SEPP W.D., ROSEN A. AND ELLIS D., **1976**. *Interpretation of noncharacteristic m x-rays in heavy colliding systems by selfconsistent relativistic molecular calculations*. Physics Letters A, **59**(5) 375–378. (Cité en page [33](#).)
- GAVRON A., BEENE J., CHEYNIS B., FERGUSON R., OBENSHAIN F., PLASIL F., YOUNG G., PETITT G., JÄÄSKELÄINEN M., SARANTITES D. *et al.*, **1981**. *Time scale of fission at high angular momentum*. Physical Review Letters, **47**(18) 1255. (Cité en page [16](#).)
- GHIORSO A., THOMPSON S., HIGGINS G., SEABORG G., STUDIER M., FIELDS P., FRIED S., DIAMOND H., MECH J., PYLE G. *et al.*, **1955**. *New elements einsteinium and fermium, atomic numbers 99 and 100*. Physical Review, **99**(3) 1048. (Cité en page [3](#).)
- GOLDENBAUM F., MORJEAN M., GALIN J., LIENARD E., LOTT B., PÉRIER Y., CHEVALLIER M., DAUVERGNE D., KIRSCH R., POIZAT J. *et al.*, **1999**. *Fission time evolution with excitation energy from a crystal blocking experiment*. Physical review letters, **82**(25) 5012. (Cité en page [17](#).)
- GONTCHAR I., MORJEAN M. AND BASNARY S., **2002**. *Nuclear dissipation from fission time*. EPL (Europhysics Letters), **57**(3) 355. (Cité en page [17](#).)
- GRANGÉ P., JUN-QING L. AND WEIDENMÜLLER H.A., **1983**. *Induced nuclear fission viewed as a diffusion process: Transients*. Phys. Rev. C, **27** 2063–2077. (Cité en page [16](#).)
- GREENLEES P., RUBERT J., PIOT J., GALL B., ANDERSSON L., ASAI M., ASFARI Z., COX D., DECHERY F., DORVAUX O. *et al.*, **2012**. *Shell-structure and pairing interaction in superheavy nuclei: Rotational properties of the $z=104$ nucleus $rf\ 256$* . Physical review letters, **109**(1) 012501. (Cité en page [11](#).)
- GUGELOT P., **1962**. *Direct reactions and nuclear reaction mechanisms*. (Cité en page [27](#).)
- GÉANT 4. <http://www.geant4.org/geant4/>. (Cité en page [57](#).)
- HANAPPE F., LEFORT M., NGÔ C., PÉTER J. AND TAMAIN B., **1974**. *Cross section and angular distribution of products in "quasifission" reactions induced by 525-mev $kr\ 84$ ions on a $bi\ 209$ target*. Physical Review Letters, **32**(13) 738. (Cité en page [13](#).)
- HANLE W., **1978**. Progress in atomic spectroscopy, volume 18. Plenum Press. (Cité en pages [28](#) et [29](#).)
- HINDE D., HILSCHER D., ROSSNER H., GEBAUER B., LEHMANN M. AND WILPERT M., **1992**. *Neutron emission as a probe of fusion-fission and quasifission dynamics*. Physical Review C, **45**(3) 1229. (Cité en pages [13](#) et [17](#).)

- HOFMAN D., BACK B. AND PAUL P., **1995**. *Rapid increase in prescission giant-dipole-resonance γ -ray emission with bombarding energy*. Physical Review C, **51**(5) 2597. (Cité en page 17.)
- HOFMANN S., **1998**. *New elements-approaching*. Reports on Progress in Physics, **61**(6) 639. (Cité en page 10.)
- HOFMANN S., **2011**. *Synthesis of superheavy elements by cold fusion*. Radiochimica Acta International journal for chemical aspects of nuclear science and technology, **99**(7-8) 405–428. (Cité en page 10.)
- HOFMANN S., HEINZ S., MANN R., MAURER J., MÜNZENBERG G., ANTALIC S., BARTH W., DAHL L., EBERHARDT K., GRZYWACZ R. *et al.*, **2016**. *Remarks on the fission barriers of super-heavy nuclei*. The European Physical Journal A, **52**(4) 1–12. (Cité en pages 11 et 12.)
- ITKIS M., BENOIT B., BOGACHEV A., GORODISSKIY D., HANAPPE F., ITKIS I., JANDEL M., KLIMAN J., KONDRATIEV N., KOZULIN E., KRUPA L., MATERNA T., OGANESSIAN Y., POKROVSKY I., PROKHOROVA E., RUSANOV A., STUTTGE L. AND VOSKRESSENSKI V., **2004**. *Energy balance in fission and quasifission of ^{256}No* . Nuclear Physics A, **734**, Supplement E29 – E32. Proceedings of the Eighth International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions (NN2003). (Cité en page 13.)
- ITKIS M., BOGACHEV A., ITKIS I., KLIMAN J., KNYAZHEVA G., KONDRATIEV N., KOZULIN E., KRUPA L., OGANESSIAN Y.T., POKROVSKY I. *et al.*, **2007**. *The processes of fusion-fission and quasi-fission of superheavy nuclei*. Nuclear Physics A, **787**(1) 150–159. (Cité en page 13.)
- JACQUET D. AND MORJEAN M., **2009a**. *Fission times of excited nuclei: An experimental overview*. Progress in Particle and Nuclear Physics, **63**(1) 155–185. (Cité en pages 1, 17 et 32.)
- JACQUET D. AND MORJEAN M., **2009b**. *La stabilité des éléments super-lourds sondée par des mesures de temps de fission*. Images de la Physique 2009, 42–48. (Cité en page 21.)
- KIBÉDI T. *Bricc program - anu*. <http://bricc.anu.edu.au/index.php>. (Cité en page 111.)
- KIBÉDI T., BURROWS T., TRZHASKOVSKAYA M., DAVIDSON P. AND JR. C.N., **2008**. *Evaluation of theoretical conversion coefficients using bricc*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **589**(2) 202–229. (Cité en page 111.)
- KNOLL G.F., **2010**. Radiation detection and measurement. John Wiley & Sons. (Cité en page 63.)
- KOZULIN E., KNYAZHEVA G., ITKIS I., ITKIS M., BOGACHEV A., KRUPA L., LOKTEV T., SMIRNOV S., ZAGREBAEV V., ÄYSTÖ J., TRZASKA W., RUBCHENYA V., VARDACI E., STEFANINI A., CINAUSERO M., CORRADI L., FIORETTO E., MASON P., PRETE G., SILVESTRI R., BEGHINI S., MONTAGNOLI G., SCARLASSARA F., HANAPPE F., KHLEBNIKOV S., KLIMAN J., BRONDI A., NITTO A.D., MORO R., GELLI N. AND SZILNER S., **2010**. *Investigation of the reaction $64\text{Ni} + 238\text{U}$ being an option of synthesizing element 120*. Physics Letters B, **686**(4–5) 227 – 232. (Cité en page 14.)
- KRAMERS H.A., **1940**. *Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions*. Physica, **7**(4) 284–304. (Cité en page 16.)

- KRAUSE M.O. AND OLIVER J., **1979**. *Natural widths of atomic k and l levels, $k\alpha$ x-ray lines and several kll auger lines*. Journal of Physical and Chemical Reference Data, **8**(2) 329–338. (Cité en page 109.)
- LACROIX D., **2002**. *Macroscopic approaches for fusion reactions*. Ecole Joliot-Curie. (Cité en page 48.)
- LAGET M., **2007**. *Etude de la stabilité d'éléments superlourds testée par la mesure de leurs temps de fission obtenus par la méthode du blocage cristallin*. Ph.D. thesis, Université Paris Sud. (Cité en pages 18, 45 et 97.)
- LEBRUN C., HANAPPE F., LECOLLEY J.F., LEFEBVRES F., NGÔ C., PETER J. AND TAMAIN B., **1979**. *Influence of angular momentum on the mass distribution width of heavy ion induced fission: What is the frontier between fission and quasi-fission?* Nuclear Physics A, **321**(1) 207–212. (Cité en page 13.)
- LESTONE J., **1993**. *Determination of the time evolution of fission from particle emission*. Physical review letters, **70**(15) 2245. (Cité en page 17.)
- LIRAN S., MARINOV A. AND ZELDES N., **2002**. *Applications of semiempirical shell model masses based on a proton magic number $z=126$ to heavy and superheavy nuclei*. Physical Review C, **66**(2) 024303. (Cité en page 10.)
- LIU Z.H. AND BAO J.D., **2010**. *Systematical calculations of the ^{136}Xe (^{136}Xe , xn) $272-x$ $h\nu$ reaction: Effects of quasifission in the early stage of the fusion process*. Physical Review C, **81**(4) 044606. (Cité en page 10.)
- MASSEY JR F.J., **1951**. *The kolmogorov-smirnov test for goodness of fit*. Journal of the American statistical Association, **46**(253) 68–78. (Cité en page 147.)
- MAYER M.G., **1950**. *Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. i. empirical evidence*. Physical Review, **78**(1) 16. (Cité en page 6.)
- MCNPX, **2002**. *Mcnpx users's manual version 2.4.0*. (Cité en page 57.)
- MOLITORIS J., MEYERHOF W., STOLLER C., ANHOLT R., SPOONER D., MORETTO L., SOBOTKA L., McDONALD R., WOZNIAK G., MCMAHAN M. *et al.*, **1993**. *Molecular-orbital study of late-fission times in deep-inelastic $u\ 238+238\ u$ collisions*. Physical review letters, **70**(5) 537. (Cité en pages 1, 17 et 27.)
- MÖLLER P. AND NIX J., **1988**. *Nuclear masses from a unified macroscopic-microscopic model*. Atomic data and nuclear data tables, **39**(2) 213–223. (Cité en page 10.)
- MÖLLER P. AND NIX J.R., **1981**. *Nuclear mass formula with a yukawa-plus-exponential macroscopic model and a folded-yukawa single-particle potential*. Nuclear Physics A, **361**(1) 117–146. (Cité en page 6.)
- MOLLER P., NIX J., MYERS W. AND SWIATECKI W., **1995a**. *Nuclear Ground-State Masses and Deformations*. Atomic Data and Nuclear Data Tables, **59**(2) 185–381. (Cité en pages 48 et 49.)
- MOLLER P., NIX J.R., MYERS W. AND SWIATECKI W., **1995b**. *Nuclear ground-state masses and deformations*. Atomic Data and Nuclear Data Tables, **59**(2) 185–381. (Cité en pages 8, 19 et 88.)

- MÖLLER P., SIERK A.J., ICHIKAWA T., IWAMOTO A., BENGTSSON R., UHRENHOLT H. AND ÅBERG S., **2009**. *Heavy-element fission barriers*. Physical Review C, **79**(6) 064304. (Cité en page 12.)
- MÖLLER P., SIERK A.J., ICHIKAWA T., IWAMOTO A. AND MUMPOWER M., **2015**. *Fission barriers at the end of the chart of the nuclides*. Physical Review C, **91**(2) 024310. (Cité en page 6.)
- MORITA K., MORIMOTO K., KAJI D., HABA H., OZEKI K., KUDOU Y., SUMITA T., WAKABAYASHI Y., YONEDA A., TANAKA K. *et al.*, **2012**. *New result in the production and decay of an isotope, $^{278}113$, of the 113th element*. Journal of the Physical Society of Japan, **81**(10) 103201. (Cité en page 11.)
- MORJEAN M., CHARVET J.L., CHBIHI A., CHEVALLIER M., COHEN C., DAUVERGNE D., DAYRAS R., DROUART A., FRANKLAND J.D., JACQUET D., KIRSCH R., LAGET M., LAUTESSE P., L'HOIR A., MARCHIX A., NALPAS L., PARLOG M., RAY C., SCHMITT C., STODEL C., TASSAN-GOT L. AND VOLANT C., **2007**. *Direct experimental evidence for very long fission times of super-heavy elements*. European Physical Journal D, **45**(1) 27–31. (Cité en pages 1, 17 et 22.)
- MORJEAN M., JACQUET D., CHARVET J., L'HOIR A., LAGET M., PARLOG M., CHBIHI A., CHEVALLIER M., COHEN C., DAUVERGNE D. *et al.*, **2008**. *Fission time measurements: A new probe into superheavy element stability*. Physical review letters, **101**(7) 072701. (Cité en pages 1, 13, 22, 23, 26 et 144.)
- MORJEAN M., JACQUET D., LAGET M. AND BERGER J., **2011**. *Discrimination between fission and quasi-fission from reaction time measurements*. In Journal of Physics: Conference Series, volume 282, 012009. IOP Publishing. (Cité en pages 18 et 19.)
- MORJEAN M., JACQUET D. AND DROUART A., **2012**. *Communication privée*. (Cité en page 19.)
- MOSELEY H.G., **1913**. *Xciii. the high-frequency spectra of the elements*. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, **26**(156) 1024–1034. (Cité en page 27.)
- MOULTON J., STEPHENSON J., SCHMITT R. AND WOZNIAK G., **1978**. *A new method for calibrating the pulse-height defect in solid state detectors*. Nuclear Instruments and Methods, **157**(2) 325–331. (Cité en page 84.)
- MUNTIAN I., HOFMANN S., PATYK Z. AND SOBICZEWSKI A., **2003a**. *Properties of heaviest nuclei*. Acta Physica Polonica B, **34** 2073. (Cité en page 6.)
- MUNTIAN I., PATYK Z. AND SOBICZEWSKI A., **2003b**. *Calculated masses of heaviest nuclei*. Physics of Atomic Nuclei, **66**(6) 1015–1019. (Cité en page 12.)
- MYERS W.D. AND SWIATECKI W.J., **1966**. *Nuclear masses and deformations*. Nuclear Physics, **81**(2) 11N159–58IN360. (Cité en pages 5 et 6.)
- MYERS W.D. AND SWIATECKI W.S., **1967**. *Anomalies in nuclear masses, ark*. Physik, **36** 343–353. (Cité en page 5.)
- NNDC. <http://www.nndc.bnl.gov>. (Cité en page 56.)

- OGANESSIAN Y.T., **2007**. *Heaviest nuclei from 48Ca -induced reactions*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, **34**(4) R165. (Cité en page 5.)
- OGANESSIAN Y.T. AND TRET'YAKOV Y.P., **1974**. *As liinov, ag demin, aa pleve, sp tret'yakova, vm plotko, mp ivanov, na danilov, ys korotkin, gn flerov*. JETP Lett, **20** 265. (Cité en page 10.)
- OGANESSIAN Y.T. AND UT'YONKOV V., **2015**. *Super-heavy element research*. Reports on Progress in Physics, **78**(3) 036301. (Cité en pages 1, 5, 7 et 11.)
- OGANESSIAN Y.T., UT'YONKOV V., LOBANOV Y.V., ABDULLIN F.S., POLYAKOV A., SAGAI-DAK R., SHIROKOVSKY I., TSYGANOV Y.S., VOINOV A., GULBEKIAN G. *et al.*, **2006**. *Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the $cf\ 249$ and $cm\ 245+ca\ 48$ fusion reactions*. Physical Review C, **74**(4) 044602. (Cité en page 3.)
- OGANESSIAN Y.T., ABDULLIN F.S., BAILEY P., BENKER D., BENNETT M., DMITRIEV S., EZOLD J.G., HAMILTON J., HENDERSON R.A., ITKIS M. *et al.*, **2010**. *Synthesis of a new element with atomic number $z=117$* . Physical review letters, **104**(14) 142502. (Cité en page 3.)
- OGANESSIAN Y.T. *et al.*, **2011**. *Synthesis of the heaviest elements in 48Ca -induced reactions*. Radiochimica Acta International journal for chemical aspects of nuclear science and technology, **99**(7-8) 429–439. (Cité en pages 10 et 11.)
- OHTA M., **1994**. *Proc of tours symposium nuclear physics ii*. Proc of Tours Symposium Nuclear Physics II, 480. (Cité en page 19.)
- PATTÉ P., **2002**. *Study of metastable states in multicharged heavy ions*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. (Cité en page 36.)
- PHYSICS.NIST.GOV. http://xdb.lbl.gov/Section1/Periodic_Table/X-ray_Elements.html. (Cité en page 54.)
- POUTHAS J., BORDERIE B., DAYRAS R., PLAGNOL E., RIVET M., SAINT-LAURENT F., STECKMEYER J., AUGER G., BACRI C.O., BARBEY S. *et al.*, **1995**. *Indra, a 4π charged product detection array at ganil*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **357**(2) 418–442. (Cité en pages 46 et 73.)
- POUTHAS J., BERTAUT A., BORDERIE B., BOURGAULT P., CAHAN B., CARLES G., CHARLET D., CUSSOL D., DAYRAS R., ENGRAND M. *et al.*, **1996**. *The electronics of the indra 4π detection array*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **369**(1) 222–247. (Cité en page 77.)
- RAMACHANDRAN K., CHATTERJEE A., NAVIN A., MAHATA K., SHRIVASTAVA A., TRIPATHI V., KAILAS S., NANAL V., PILLAY R., SAXENA A. *et al.*, **2006**. *Fission time scale from pre-scission neutron, proton, and α particle multiplicities in $si\ 28+lu\ 175$* . Physical Review C, **73**(6) 064609. (Cité en page 17.)
- SAVAJOLS H., COLLABORATION V. *et al.*, **1999**. *Vamos: a variable mode high acceptance spectrometer*. Nuclear Physics A, **654**(1) 1027c–1032c. (Cité en page 46.)
- SEROT B.D. AND WALECKA J.D., **1986**. *The relativistic nuclear many body problem*. Advances in nuclear physics, **16**(1). (Cité en page 7.)

- SHEN W., ALBINSKI J., BOCK R., GOBBI A., GRALLA S., HILDENBRAND K., HERRMANN N., KUZMINSKI J., MÜLLER W., STELZER H. *et al.*, **1986**. *Characteristic time for mass asymmetry relaxation in quasi-fission reactions*. EPL (Europhysics Letters), **1**(3) 113. (Cité en page 14.)
- SHEN W., ALBINSKI J., GOBBI A., GRALLA S., HILDENBRAND K., HERRMANN N., KUZMINSKI J., MÜLLER W., STELZER H., TKE J. *et al.*, **1987**. *Fission and quasifission in u-induced reactions*. Physical Review C, **36**(1) 115. (Cité en page 13.)
- SIWEK-WILCZYŃSKA K., WILCZYŃSKI J., SIEMSEN R. AND WILSCHUT H., **1995**. *Role of nuclear dynamics in deducing the fusion-fission time scales from prescission neutron multiplicities*. Physical Review C, **51**(4) 2054. (Cité en pages 1 et 17.)
- SKYRME T., **1959**. *The effective nuclear potential*. Nuclear Physics, **9**(4) 615–634. (Cité en page 7.)
- SMOLAŃCZUK R., **1997**. *Properties of the hypothetical spherical superheavy nuclei*. Phys. Rev. C, **56** 812–824. (Cité en pages 1 et 5.)
- SMOLAŃCZUK R., SKALSKI J. AND SOBICZEWSKI A., **1995**. *Spontaneous-fission half-lives of deformed superheavy nuclei*. Phys. Rev. C, **52** 1871–1880. (Cité en page 5.)
- STRUTINSKY V., **1967**. *Shell effects in nuclear masses and deformation energies*. Nuclear Physics A, **95**(2) 420–442. (Cité en pages 6 et 8.)
- STRUTINSKY V., **1968**. *“shells” in deformed nuclei*. Nuclear Physics A, **122**(1) 1–33. (Cité en page 6.)
- TŐKE J., BOCK R., DAI G., GOBBI A., GRALLA S., HILDENBRAND K., KUZMINSKI J., MÜLLER W., OLMI A., STELZER H. *et al.*, **1985**. *Quasi-fission—the mass-drift mode in heavy-ion reactions*. Nuclear Physics A, **440**(2) 327–365. (Cité en pages 13 et 14.)
- VAZ L.C., ALEXANDER J.M. AND SATCHLER G.R., **1981**. *Fusion barriers, empirical and theoretical: Evidence for dynamic deformation in subbarrier fusion*. Physics reports, **69**(5) 373–399. (Cité en page 48.)
- VIOLA V., KWIATKOWSKI K. AND WALKER M., **1985**. *Systematics of fission fragment total kinetic energy release*. Physical Review C, **31**(4) 1550. (Cité en pages 88 et 97.)
- VRETENAR D., AFANASJEV A., LALAZISSIS G. AND RING P., **2005**. *Relativistic hartree–bogoliubov theory: static and dynamic aspects of exotic nuclear structure*. Physics reports, **409**(3) 101–259. (Cité en page 7.)
- WANG C., ZHANG J., REN Z. AND SHEN C., **2010**. *How the projectile neutron number influences the evaporation cross section in complete fusion reactions with heavy ions*. Physical Review C, **82**(5) 054605. (Cité en page 10.)
- WANG M., AUDI G., WAPSTRA A., KONDEV F., MACCORMICK M., XU X. AND PFEIFFER B., **2012**. *The ame2012 atomic mass evaluation*. Chinese Physics C, **36**(12) 1603. (Cité en page 6.)
- WARCZAK A., LIESEN D., MAOR D., MOKLER P. AND SCHONFELDT W., **1983**. *K and l x-ray excitation in very-heavy-ion-atom collisions near kl level matching*. Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, **16**(9) 1575. (Cité en pages 30 et 31.)

Bibliographie

- WEIZSÄCKER C.V., **1935**. *Zur theorie der kernmassen*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, **96**(7) 431–458. (Cité en pages 1 et 4.)
- WHEELER J., **1955**. *Proceedings of the international conference on the peaceful uses of atomic energy, geneva*. (Cité en page 3.)
- WIKI GANIL - HARDWARE/VXI. http://wiki.ganil.fr/gap/export/810/Documents/Hardware/VXI/xdc/Formation_XDC3214.ppt. (Cité en page 70.)
- WILSCHUT H. AND KRAVCHUK V., **2004**. *Developing an “atomic clock” for fission lifetime measurements*. Nuclear Physics A, **734** 156–163. (Cité en pages 17, 27, 34 et 35.)
- XDATA WEB. http://xdb.lbl.gov/Section1/Periodic_Table/X-ray_Elements.html. (Cité en pages 52 et 111.)
- ZAGREBAEV V., **2001**. *Synthesis of superheavy nuclei: Nucleon collectivization as a mechanism for compound nucleus formation*. Physical Review C, **64**(3) 034606. (Cité en page 10.)
- ZAGREBAEV V., **2012**. <http://nrv.jinr.ru/nrv>. Em code of nrv. (Cité en page 10.)
- ZAGREBAEV V. AND GREINER W., **2008**. *Synthesis of superheavy nuclei: A search for new production reactions*. Physical Review C - Nuclear Physics, **78**(3) 1–11. (Cité en pages 9, 10 et 14.)

Table des figures

1.1	Hauteur des barrières de fission en fonction du paramètre de fissilité	5
1.2	Carte des corrections de couches en fonction du nombre de protons et de neutrons	7
1.3	Schéma de niveaux protons et neutrons du ^{132}Sn et $^{310}126$	8
1.4	Sections efficaces de fusion-évaporation de la réaction $^{48}\text{Ca}+^{226}\text{Ra}$	9
1.5	Maximum de sections efficaces de synthèse de noyaux superlourds	11
1.6	Évolution des Q_α de la chaîne de décroissance α du ^{291}Lv	12
1.7	Surface d'énergie potentielle pour un système de $Z=120$ et $N=182$	14
1.8	Illustration pédagogique de l'évolution temporelle du processus de fission	15
1.9	Évolution de la barrière de fission des noyaux superlourds de $Z=114$ à $Z=124$ en fonction de la température nucléaire	18
1.10	Influence de la barrière de fission sur les temps de fission et sur la proportion de composantes à long temps de fission du système $^{302}120$	19
1.11	Charte nucléaire présentant les systèmes superlourds à étudier par la mesure des temps de fission	20
1.12	Illustration du principe de la mesure des temps de réaction par blocage cristallin	21
1.13	Creux de blocage cristallin mesurés pour les systèmes superlourds de $Z=114, 120$ et 124	23
1.14	Illustration du principe de la mesure des temps de fission par fluorescence X	24
1.15	Multiplicité de photons mesurée lors de l'étude du système de $Z=120$	25
2.1	Domaines de validité des régimes orbitales moléculaires (MO) et des atomes séparés (PWBA, SCA)	28
2.2	Diagramme de corrélation schématique pour un système asymétrique	29
2.3	Diagramme d'orbitales moléculaires pour un système lourd et asymétrique	31
2.4	Diagramme de corrélation du système Au-I	33
2.5	Forme du spectre de fluorescence de l'uranium formé par réaction de transfert selon le temps de vie	35
2.6	Évolution de l'énergie de la raie $K_{\alpha 1}$ de l'élément $Z=124$ en fonction de la configuration électronique des orbitales	38
2.7	Spectres de fluorescence X de l'élément $Z=124$ pour différentes configurations électroniques et pour un temps de vie de 10^{-19}s	39
2.8	Temps de vie d'une lacune K en fonction du nombre de lacunes dans la couche L	40
2.9	Spectres de fluorescence X de l'élément $Z=124$ en fonction du temps de vie du noyau	42
3.1	Vue schématique du dispositif expérimental dans son ensemble.	47
3.2	Mesures d'épaisseurs de la cible de ^{70}Ge	49
3.3	Photo du porte-cible vue de l'intérieur de la chambre à réaction	51
3.4	Photo des détecteurs germanium vue de l'intérieur de la chambre à réaction	53
3.5	Courbe de transmission de photons dans une feuille de Titane	54
3.6	Spectre d'holmium 166^m enregistré avec les trois détecteurs germanium	55
3.7	Courbe d'étalonnage en énergie du détecteur germanium 2	57
3.8	Courbe d'efficacité du détecteur germanium 2 mesurée et simulée avec MNCPIX	58
3.9	Courbe d'efficacité du germanium 1 simulée avec GÉANT 4 pour une distance source-détecteur variable.	59

3.10	Courbes d'efficacités pour chaque détecteur, simulées avec GÉANT 4 pour trois différentes configurations de source.	59
3.11	Photo des cibles à la fin de l'expérience	60
3.12	Position des sources utilisées pour simuler la position de l'impact faisceau sur les cibles de ^{76}Ge et ^{70}Ge	60
3.13	Montage électronique des détecteurs germanium.	62
3.14	Angles couverts par les télescopes dans le plan horizontal. Vue du dessus.	64
3.15	Structure schématique d'une chambre d'ionisation	65
3.16	Effet d'atténuation de la réponse des chambres d'ionisation avec la distance à l'anode	66
3.17	Illustration des corrections sur la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation selon la position verticale de l'ion détecté	67
3.18	Schéma des pistes fonctionnelles sur les 5 détecteurs silicium	69
3.19	Montage électronique des silicium.	71
3.20	Énergie cinétique des particules légères chargées selon l'angle d'émission	72
3.21	Photo des couronnes 13 à 17 d'INDRA	75
3.22	Simulation de l'impact des particules α sur les détecteurs CsI	76
3.23	Simulation des distributions angulaires des particules α et des protons évaporés	76
3.24	Montage électronique pour les scintillateurs d'INDRA	78
3.25	Montage électronique global.	80
4.1	Énergie cinétique des ions de diffusions élastiques selon l'angle d'émission	83
4.2	Dépendance en X de la perte d'énergie des ions dans la chambre d'ionisation	85
4.3	Correction de l'atténuation de la réponse des chambres d'ionisation sur les bords	85
4.4	Résolution en énergie de la chambre d'ionisation et du silicium composant le télescope 3	86
4.5	Schéma d'une grille d'identification en Z	88
4.6	Masses utilisées pour constituer les grilles d'identification	89
4.7	Spectres $\Delta E_{chio} - E_{si}$ du télescope 3 des systèmes $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$	90
4.8	Distribution en Z des détecteurs de fragments lourds pour les systèmes $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$	92
4.9	Résolution en Z du télescope 3 pour l'uranium détecté lors des réactions de diffusion élastique	93
4.10	Schéma illustrant la méthode de reconstruction de l'énergie d'un ion lors de son émission à mi-cible.	94
4.11	Spectre $Z - E_{si}$ du télescope 3 pour les systèmes $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$	95
4.12	Distributions en Z des produits de réaction détectés dans le télescope 3, pour les systèmes $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$	96
4.13	Spectre $Z - E_{mi-cible}$ à différents angles de détection pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$ comparé aux énergies de Viola	98
4.14	Spectre $Z - E_{mi-cible}$ à différents angles de détection pour le système $^{238}\text{U} + ^{70}\text{Ge}$ comparé aux énergies de Viola	99
4.15	Spectres bidimensionnels $\Delta E_{chio} - \Delta E_{chio}$ pour les paires de télescope 3-4 et 3-5 pour le système ^{76}Ge	101
4.16	Distribution de $Z_{tot} = Z_1 + Z_2$ sommée sur toutes les paires de télescopes pour le système $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$	102
4.17	Matrice $CsI : R_{apide} - CsI : Lente$ du module 16 de la couronne 13 ($\theta \sim 70 - 88^\circ$)	104
4.18	Matrice $CsI : R_{apide} - CsI : Lente$ du module 1 de la couronne 17 ($\theta \sim 4 - 23^\circ$)	104

5.1	Spectres inclusifs des trois détecteurs germanium	108
5.2	Spectre enregistré avec le détecteur germanium 1, agrandi dans la région des X_K et des premiers γ de la bande rotationnelle de l'uranium	110
5.3	Sélection de l'uranium élastique détecté à 5 degrés sur le module 17:1 des CsI	111
5.4	Spectre germanium 1 en coïncidence avec l'uranium diffusé élastiquement à 5 degrés, pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	112
5.5	Spectres de coïncidences fortuites avec les télescopes, enregistrés sur le Germanium 1, en déclenchement inclusif " <i>INCONF</i> = <i>SI%</i> "	115
5.6	Spectres germanium en coïncidence avec un produit de réaction de Z situé entre 35 et 45, détecté entre 14 et 26 degrés, pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	116
5.7	Spectres germanium en coïncidence avec un produit de réaction de Z situé entre 75 et 85, détecté entre 14 et 26 degrés, pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	117
5.8	Spectres germanium en coïncidence avec des produits de réaction à $35 < Z < 45$ et $75 < Z < 85$, détectés entre 14 et 26 degrés, pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	118
5.9	Spectres germanium en coïncidence avec un produit de réaction à Z situé entre 35 et 45, détecté dans le télescope 3, pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	120
5.10	Spectres germanium en coïncidence avec un produit de réaction à Z situé entre 35 et 45, détecté dans le télescope 4, pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	120
5.11	Multiplicité de photons, pour les coïncidences doubles entre les détecteurs germanium et un ion détecté entre 14 et 26 degrés, selon sa charge Z, pour les systèmes $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	122
5.12	Spectres $Z - E_{mi-cible}$ pour des ions détectés entre 14 et 25 degrés, pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	123
5.13	Spectres germanium en coïncidence avec un fragment lourd ($Z \gtrsim 60$) détecté entre 20 et 26 degrés, pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	124
5.14	Spectres germanium en coïncidence avec un fragment lourd ($Z \gtrsim 60$) détecté entre 20 et 26 degrés pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	125
5.15	Multiplicité de photons pour les coïncidences doubles entre les détecteurs germanium et un ion détecté entre 31 et 43 degrés, selon sa charge Z, pour les systèmes : $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	127
5.16	Les multiplicités de photons en fonction de la limite inférieure de la fenêtre d'intégration en énergie, pour des ions à $35 < Z < 45$ détectés entre 14 et 26 pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	129
5.17	Les multiplicités de photons en fonction de la limite inférieure de la fenêtre d'intégration en énergie, pour des ions à $75 < Z < 85$ détectés entre 14 et 26 pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	130
5.18	Spectres germanium en coïncidence avec les deux fragments de (quasi-)fission du 124 détectés pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	132
5.19	Spectres germanium en coïncidence avec les fragments de fission séquentielle de l'uranium pour le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	133
5.20	Spectres germanium en coïncidence avec les fragments de fission séquentielle de l'uranium pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	134
5.21	Spectres germanium en coïncidence avec les deux fragments de fission séquentielle de l'uranium avec la cible de carbone.	134
5.22	Spectres enregistrés sur les détecteurs germanium 1 et 2, en coïncidence avec un fragment détecté dans le télescope 2, centré à 37°	136

5.23	Spectres enregistrés dans les détecteurs germanium en coïncidence avec le télescope 3 centré à 19° et le télescope 5 centré à -37°	137
5.24	Évolution des spectres gamma enregistrés en coïncidence avec les fragments de (quasi-)fission, tracés en fonction de l'angle relatif entre le détecteur germanium et le télescope dans lequel le fragment est détecté	140
5.25	Comparaison des spectres de photons enregistrés pour différents couples télescope-détecteur germanium, avec un spectre calculé sous l'hypothèse de l'émission de deux raies émises par des fragments	141
5.26	Spectres de photons en coïncidence avec un ion à Z entre 35 et 90 pour les trois détecteurs germanium, lors de l'étude du système $^{238}\text{U}+^{64}\text{Ni}$	143
5.27	Simulation des spectres de fluorescence X de l'élément $Z=124$ selon le temps de vie du noyau émetteur	145
5.28	Exemple de fit d'un spectre enregistré sur le détecteur Ge1 en coïncidence avec deux fragments de (quasi-)fission d'un système composite à $Z=124$	146
5.29	Comparaison des spectres expérimentaux et modifiés par l'ajout d'une composante de fluorescence du système $Z=124$, afin d'extraire les incertitudes statistiques sur les multiplicités d' X_K maximales compatibles avec les données	149
5.30	Évolution de la probabilité d'égalité des spectres Sexp et Smod donnée par le test de Kolmogorov en fonction de la multiplicité additionnelle d' X_K du 124 qui les différencie, pour des coïncidences triples	150
5.31	Spectres germanium en coïncidences triples, fittés par une triple gaussienne paramétrée par l'énergie des trois principales raies X_K de l'élément $Z=124$	151
5.32	Évolution des multiplicités maximales de X_K en fonction du Z du fragment dans l'hypothèse d'un temps de vie de 10^{-18}s	152
5.33	Représentation graphique des valeurs de multiplicité maximales de X_K pour le détecteur Ge 1 et Ge 2	153
5.34	Spectres de photons en coïncidences triples avec les fragments de (quasi-)fission du 124, pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	154
A.1	Intégrales des spectres de bruit de fond pour les trois détecteurs germanium selon deux paramètres : le nombre d'itérations et l'énergie minimale (Estart) de la gamme en énergie sur laquelle le fond est généré. Les valeurs grisées correspondent à des fonds non acceptables à l'œil tandis que les zones bleues correspondent au bruit de fond de référence.	165
A.2	Courbes d'efficacité pour les trois détecteurs germanium. Les courbes rouges correspondent aux fits exponentiels effectués pour chaque détecteur.	167

Liste des tableaux

1.1	Exemples de nombres magiques sphériques prédits par différents modèles de structure nucléaire	8
2.1	Énergies et taux de transitions pour les principales raies X_K d'un atome de $Z=124$ ionisé une fois	37
3.1	Angles d'effleurements des diffusions élastiques $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	48
3.2	Énergies mises en jeu lors de la formation du noyau composé pour les deux systèmes $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	49
3.3	Dimensions spécifiques des détecteurs germanium	54
3.4	Énergies des transitions X et γ utilisées pour la calibration des détecteurs Germanium	56
3.5	Coefficients obtenus pour l'étalonnage en énergie des détecteurs germanium avec un polynôme d'ordre deux.	56
3.6	Épaisseurs et angles des détecteurs silicium	68
3.7	Caractéristiques géométriques des CsI d'Indra	74
3.8	Liste des modules CsI absents ou reculés	74
4.1	Taux d'interpistes des silicium	82
4.2	Systèmes utilisés pour étalonner les télescopes en énergie	84
4.3	Résultats de l'identification en Z pour les produits de diffusions élastiques	91
4.4	Multiplicité des particules légères chargées émises en coïncidence avec des fragments de (quasi-)fission d'un noyau de $Z=124$	105
5.1	Énergies des transitions X_K et γ de l'uranium	109
5.2	Probabilité de création de lacune K dans un atome d'uranium lors des diffusions élastiques $^{238}\text{U}+^{70,76}\text{Ge}$	113
5.3	Énergie des principales raies X_K de l'élément de $Z=124$, calculées dans la configuration d'un atome ionisé une fois	113
5.4	Multiplicités de photons pour une coïncidence double entre un fragment lourd, détecté entre 20 et 26 degrés, et les détecteurs germanium 1 et 2 pour les systèmes $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$ et $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	123
5.5	Multiplicités de photons pour une coïncidence triple entre un photon et les deux fragments de (quasi-)fission du 124	131
5.6	Multiplicités de photons pour les spectres en coïncidence avec les fragments de fission séquentielle de l'uranium	133
5.7	Angles relatifs calculés entre les centres des télescopes et les détecteurs Germanium pour toutes les combinaisons possibles.	138
5.8	Multiplicités maximales d' X_K de l'élément de $Z=124$ compatibles avec les spectres, pour différents temps de vie considérés et selon différentes fenêtres d'intégration en énergie.	145
5.9	Toutes les valeurs de multiplicités calculées pour des coïncidences triples sur le système $^{238}\text{U}+^{76}\text{Ge}$	148
5.10	Multiplicités maximales de X_K compatibles avec les spectres de photons pour des coïncidences triples pour le système $^{238}\text{U}+^{70}\text{Ge}$	155

A.1 Tableau récapitulatif des différentes sources d'erreurs sur des multiplicités de photons intégrées entre 180 et 245 keV et extraites des spectres enregistrés en coïncidence avec des fragments légers, de Z situé entre 35 et 45, détectés dans le télescope 3. 168

Titre : Étude des temps de fission du noyau superlourd de $Z=124$ par fluorescence X

Mots clefs : noyaux super-lourds, temps de fission, fluorescence X, fusion-fission, îlot de stabilité

Résumé : Depuis les années 60 les modèles de structure nucléaire prédisent l'existence d'un îlot de stabilité des noyaux super-lourds, situé autour du prochain noyau doublement magique, attendu selon les modèles à $N=172$ ou 184 et entre $Z=114$ et 126 . Ces noyaux posséderaient de très hautes barrières de fission, de l'ordre de quelques MeV, générées par les effets microscopiques, et responsables de larges distributions de temps de fission s'étendant à des temps très longs. Ainsi nous avons entrepris des mesures de temps de fission du noyau superlourd $Z=124$ par fluorescence X, une méthode basée sur le remplissage des lacunes électroniques internes créées durant la collision conduisant à la formation du noyau composé. Cette expérience repose sur la détection des fragments de fission en coïncidence avec les raies XK caractéristiques du $Z=124$, formé lors de la réaction $^{238}\text{U} + ^{70,76}\text{Ge}$. La difficulté majeure a été d'identifier

ces raies XK, du fait de la présence de raies gamma émises par des fragments de fission dans la gamme d'énergie des X_K du 124 entachant les multiplicités de photons mesurées pour différentes sélections de fragments. Cette difficulté met clairement en évidence une limitation importante à la méthode de fluorescence X pour certains systèmes super-lourds. Des simulations de spectres d'émission X_K , réalisées à partir d'un calcul MCDF (Multi-Configuration-Dirac-Fock) ont été comparées aux spectres expérimentaux. Une limite maximale de multiplicité d' X_K compatible avec les données, de l'ordre de 6 à 7% pour le ^{76}Ge et de 12 à 14% pour le ^{70}Ge ont ainsi pu être extraites. Ces valeurs restent compatibles avec les signatures de temps longs obtenues sur le même système par la technique de blocage cristallin.

Title : Fission times study of the $Z=124$ superheavy nucleus by X-ray fluorescence

Keywords : superheavy nuclei, fission times, X-ray fluorescence, fusion-fission, island of stability

Abstract : Since the 1960s nuclear structure model have predicted the existence of an island of stability of superheavy elements. It should be located around the next magic numbers expected at $N=172$ or 184 and between $Z=114$ and 126 depending on the model. Very high fission barrier of a few MeV are predicted to be generated by microscopic effects for those nuclei for which large fission times distributions extended to very high fission times are induced. Fission time measurements of the superheavy element $Z=124$ have been made by us using the X-ray fluorescence technique, a method based on the filling of inner-shell electronic vacancies created during the collision leading to the formation of the compound nucleus. The aim of this experiment was to detect in coincidence both fission fragments and characteristic X-rays from the $Z=124$, created by the reac-

tion $^{238}\text{U} + ^{70,76}\text{Ge}$. The main difficulty was to identify those X-rays due to the fact that gamma-rays from fission fragments were emitted in the same energy range, which affected our photon multiplicities for any fragment selection. This new difficulty brings an important limitation to the study of some particular superheavy elements by the X-ray fluorescence method. K X-rays spectra have been simulated using MCDF (Multi-Configuration-Dirac-Fock) and then compared to the experimental ones in order to get a maximal K X-ray multiplicity compatible with our data. The extracted results were about 6-7% for ^{76}Ge and from 12 to 14% for ^{70}Ge . Those values remain compatible with the experimental signature of long lifetime component observed for the same system but using a blocking technique in single crystals.