

UMR 7178

# Thèse

## Thèse

*Présentée par*

**Farid KHALFALLAH**

*Pour obtenir le grade de*

**Docteur de l'Université Louis Pasteur,  
Strasbourg I**

Discipline : **Physique**

**Spectroscopie de noyaux très lourds en vue de  
l'étude des noyaux super-lourds.**

Institut Pluridisciplinaire Hubert  
Curien  
Département Recherches  
Subatomiques

23 rue du Loess  
BP 28  
F-67037 Strasbourg cedex 2  
Tél. : (33) 03 88 10 65 87  
Fax : (33) 03 88 10 62 34  
<http://www.wires.in2p3.fr>



- Thèse présentée pour obtenir le grade de
- Docteur de l'Université Louis Pasteur
- 
- 
- 
- 
- 
- 
- 

# Thèse

# Thèse

Discipline : Physique  
par Farid Khalfallah

## Spectroscopie de noyaux très lourds en vue de l'étude des noyaux super-lourds

Soutenue publiquement le 31 août 2007 ■

### **Membres du jury** ■

Directeur de Thèse : M Benoît GALL, Professeur, IPHC - Université Louis Pasteur  
Co-directeur : M Olivier DORVAUX, Maître de conférences, IPHC - Université Louis Pasteur  
Rapporteur Interne : M Florent HAAS, Directeur de recherches, IPHC Strasbourg  
Rapporteur Externe : M Jan STYCZEN, Professeur IFJ Cracovie  
Rapporteur Externe : M Roland DAYRAS, Ingénieur CEA (HDR), CEA Saclay  
Examineur : M Jerzy DUDEK, Professeur, IPHC - Université Louis Pasteur

*À mes parents*

*À mon frère et mes soeurs*

*et spécialement à Wafa ...*

# Remerciements

*Je tiens à remercier en premier lieu mon directeur de thèse, Benoît Gall, qui a toujours été là pour me soutenir dans les moments les plus durs, avec sa gentillesse sa patience et ses encouragements, il a su me donner la force pour finir ce travail de thèse. Je le remercie aussi pour tout le savoir qu'il a su me transmettre et pour son côté pédagogique très appréciable.*

*Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Olivier Dorvaux pour toute l'aide qu'il a pu m'apporter durant ma thèse. Notamment dans l'analyse des données du Protactinium ainsi que pour les très instructives explications du fonctionnement des détecteurs et l'instrumentation à Dubna. Je pense aussi à Alexander Yeremin pour son coup de main dans la systématique des sections efficaces, ainsi qu'au groupe du CSNSM.*

*J'adresse aussi mes sincères remerciements à l'équipe du groupe CAN pour leur chaleureux accueil et pour la bonne ambiance. À Dominique Curien, Jerzy Dudek, Abdenbi Khouadja, Tatjana Faul, Gilbert Duchene, Jean Devin, Marc Rousseau et spécialement Patrice Medina et Louise Stuttgé ainsi que les autres que j'ai pu oublier, je leur suis extrêmement reconnaissant pour leur aide précieuse. J'exprime aussi ma profonde reconnaissance au directeur du laboratoire M. Daniel Huss sans lequel cette thèse n'aurait pas pu voir le jour ainsi qu'au personnel administratif notamment à Mmes Érice North, Nicole Gross et Régine d'Armor.*

*Mes remerciements vont à Panu Rahkila et Peter Jones et au groupe de Jyväskylä pour les aides qu'ils ont pu m'apporter dans la lecture des données de GREAT et la maîtrise du logiciel d'analyse GRAIN. Je remercie aussi Piotr Bednarczyk pour ses conseils et son aide ainsi Witek Meczynski pour ses précieuses remarques durant l'expérience de Protactinium et pour sa bonne humeur et ses belles histoires anecdotiques.*

*Je n'oublie pas de penser à mes amis avec lesquels j'ai partagé beaucoup de moments de plaisir, notamment Samir et les thésards Nadjib, Abdleghani et Lotfi ainsi que les autres d'outre mer et spécialement Yazid et Abdou, pour leur soutien.*

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Physique des éléments Transfermiens</b>	<b>4</b>
<b>1</b>	<b>Les éléments super-lourds (SHE)</b>	<b>5</b>
1.1	Généralités et historique . . . . .	5
1.2	Modèle de la goutte liquide, modèle en couches et nombres magiques . . . . .	6
1.3	Observation d'éléments plus lourds et extension du tableau de Mendeleïev . . . . .	10
1.4	Îlot de stabilité théorie ou réalité? . . . . .	11
1.5	Des éléments très lourds aux super-lourds . . . . .	12
1.6	Conditions de synthèse et sections efficaces . . . . .	13
1.7	Modèles théoriques . . . . .	16
<b>2</b>	<b>Spectroscopie des éléments très lourds (VHE)</b>	<b>18</b>
2.1	Les VHE : motivations . . . . .	18
2.1.1	Les noyaux magiques sphériques . . . . .	18
2.1.2	Influence de la déformation sur les orbitales . . . . .	18
2.1.3	Influence de la rotation et importance des orbitales de grand J . . . . .	20
2.2	Contraintes physiques et expérimentales sur la spectroscopie VHE . . . . .	21
2.2.1	Sections efficaces - Difficulté d'accès à la région des noyaux VHE . . . . .	21
2.2.2	La fission, comme phénomène limitant . . . . .	21
<b>II</b>	<b>Techniques expérimentales</b>	<b>23</b>
<b>3</b>	<b>Systèmes de détection adaptés à la spectroscopie des VHE</b>	<b>24</b>
3.1	Spectroscopie des VHE à Jyväskylä . . . . .	24
3.1.1	Le multidétecteur $\gamma$ JUROGAM I . . . . .	24
3.1.2	Le détecteur d'électrons SACRED . . . . .	27
3.1.3	Le spectromètre de recul RITU . . . . .	32
3.1.4	Instrumentation du plan focal de RITU : GREAT . . . . .	34
3.2	Spectroscopie VHE à Dubna . . . . .	40
3.2.1	Le spectromètre de recul VASSILISSA . . . . .	40
3.2.2	GABRIELA . . . . .	42
3.3	Spectroscopie des VHE au GANIL . . . . .	44
3.3.1	Le détecteur de recul VAMOS . . . . .	45
3.3.2	Le multidétecteur $\gamma$ EXOGAM . . . . .	46

<b>4</b>	<b>Pertes d'énergie</b>	<b>49</b>
4.1	Étude des pertes d'énergie dans la cible . . . . .	49
4.1.1	Cinématique des réactions et conditions de recul . . . . .	49
4.1.2	Perte d'énergie . . . . .	51
4.1.3	Formule de Bethe et Bloch . . . . .	52
4.1.4	Adaptation et extrapolation à la production de VHE . . . . .	57
4.1.5	Fonction d'excitation $\sigma(E)$ . . . . .	59
4.2	Simulation des pertes d'énergies à l'aide de SRIM . . . . .	60
4.2.1	Application au transport d'un VHE jusqu'au plan focal de RITU . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Straggling angulaire</b>	<b>68</b>
5.1	Le straggling angulaire des noyaux de recul . . . . .	68
5.1.1	Les différents séparateurs (RITU, VAMOS, VASSILLISSA) et leurs acceptances angulaires . . . . .	69
5.1.2	L'effet du straggling angulaire sur l'efficacité . . . . .	70
5.1.3	Simulation du straggling dû à la cible à l'aide du code TRIM . . . . .	71
5.2	Le straggling angulaire dû aux neutrons . . . . .	74
5.2.1	Simulation du straggling dû aux neutrons . . . . .	74
5.2.2	Calcul du straggling total "cible + neutrons" . . . . .	78
5.2.3	Application . . . . .	79
5.3	Acceptance Angulaire . . . . .	86
5.3.1	Application pour le calcul de l'acceptance . . . . .	89
<b>6</b>	<b>Mise en évidence expérimentale</b>	<b>93</b>
6.1	Principes de la technique RDT (Recoil Decay Tagging) . . . . .	93
6.2	Spectroscopie gamma . . . . .	96
6.2.1	L'absorption par effet photo électrique . . . . .	96
6.2.2	la diffusion Compton . . . . .	96
6.2.3	La création de paires . . . . .	98
6.2.4	Influence de l'environnement . . . . .	98
6.2.5	Sections efficaces associées . . . . .	98
6.3	Spectroscopie électrons . . . . .	100
6.3.1	Conversion interne . . . . .	100
6.4	Principes d'identification à l'aide de la décroissance $\alpha$ (RDT) . . . . .	101
6.5	Spectroscopie alpha . . . . .	102
6.6	Système "trigger less" où TDR (Total Data Readout) . . . . .	103
6.6.1	Limitations des systèmes à trigger . . . . .	103
6.6.2	Principe de fonctionnement . . . . .	104
<b>III</b>	<b>Optimisation de la production VHE et perspectives</b>	<b>106</b>
<b>7</b>	<b>Optimisation des réactions</b>	<b>107</b>
7.1	Optimisation des paramètres de réaction en fonction de l'acceptance angulaire de chaque séparateur . . . . .	107
7.2	Expérience sans contrainte . . . . .	108

7.3	Expérience avec contrainte . . . . .	112
7.4	Application à la spectroscopie VHE . . . . .	113
7.4.1	Cas de la spectroscopie au plan focal . . . . .	114
7.4.2	Cas de la spectroscopie prompte . . . . .	115
7.4.3	Conclusion . . . . .	117
<b>8</b>	<b>Mécanismes de production de noyaux VHE</b>	<b>118</b>
8.1	Voies de réaction ouvertes . . . . .	119
8.2	Fusion-évaporation des VHE et SHE . . . . .	122
8.2.1	Fusion froide . . . . .	122
8.2.2	Fusion chaude . . . . .	123
8.2.3	Choix des cibles, critères et contraintes . . . . .	124
8.3	Apport des cibles radioactives . . . . .	125
8.3.1	Cibles stables et quasi-stables . . . . .	126
8.3.2	Cibles radioactives et transuraniennes . . . . .	126
8.3.3	Cibles utilisables et réactions envisageables . . . . .	128
<b>9</b>	<b>Sections efficaces de production, noyaux accessibles</b>	<b>130</b>
9.1	Ordre de grandeur . . . . .	130
9.2	Simulation HIVAP . . . . .	133
9.2.1	Les paramètres de la simulation . . . . .	134
9.2.2	Plan de la simulation . . . . .	134
9.3	Étude de cas concrets . . . . .	136
9.4	Exemple de calcul par interpolation pour des éléments super-lourds . . . . .	140
9.5	Recherche d'un bon jeu de paramètres . . . . .	143
9.5.1	Méthode 1 : cas d'une condition sur deux voies de la même réaction . . . . .	144
9.5.2	Méthode 2 : cas d'une condition sur la même voie de deux réactions voisines différentes . . . . .	148
9.5.3	Cas de réactions asymétriques : exemple de $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ avec la méthode . . . . .	151
<b>IV</b>	<b>Expériences</b>	<b>155</b>
<b>10</b>	<b>Expériences VHE</b>	<b>156</b>
10.1	Spectroscopie du $^{256}\text{No}$ ( $Z=102$ ) et $^{256}\text{Rf}$ ( $Z=104$ ) . . . . .	156
10.2	Motivations physiques . . . . .	156
10.3	Le $^{256}\text{No}$ . . . . .	157
10.3.1	La réaction . . . . .	158
10.3.2	Simulation des spectres $\alpha$ . . . . .	159
10.3.3	Conditions expérimentales . . . . .	161
10.3.4	Cibles tournantes . . . . .	162
10.3.5	Résultats expérimentaux et discussion . . . . .	164
10.3.6	Conclusion . . . . .	169
10.4	Le $^{256}\text{Rf}$ ( $Z=104$ ) . . . . .	170



---

<b>11 Spectroscopie du <math>^{223}\text{Pa}</math></b>	<b>172</b>
11.1 Quelques rappels théoriques . . . . .	172
11.1.1 Déformations nucléaires . . . . .	172
11.1.2 Octupoles . . . . .	173
11.2 Expérience du $^{223}\text{Pa}$ . . . . .	175
11.2.1 Motivations physiques . . . . .	175
11.2.2 Expériences antérieures . . . . .	176
11.2.3 Conditions expérimentales . . . . .	177
11.2.4 Chaînes de décroissance $\alpha$ d'intérêt . . . . .	179
11.2.5 Techniques d'analyse . . . . .	179
11.2.6 Jeu de données et discussion . . . . .	183
11.2.7 Données $\gamma$ et $\gamma$ - $\gamma$ du $^{223}\text{Pa}$ . . . . .	185
11.2.8 Durées de vie $^{223}\text{Pa}$ et autres noyaux . . . . .	188
11.2.9 Schéma de niveaux du $^{223}\text{Pa}$ . . . . .	190

# Table des figures

1.1	Évolution de l'énergie de liaison des noyaux. Valeurs expérimentales [1] en points. La courbe lisse représente la formule semi-empirique de masse (avec des constantes tirées de [2]) . . . . .	6
1.2	Orbitales à une particule du modèle en couches [3] . . . . .	8
1.3	Charte des noyaux : sont représentés en noir les noyaux stables, en jaune les noyaux instables ayant un excès de protons ou de neutrons (dont les noyaux très lourds), en vert la région inconnue de noyaux très loin de la vallée de stabilité et en haut à droite se situerait l'îlot de stabilité des élément super-lourds [5] . . . . .	9
1.4	Durée de vie des noyaux lourds en fonction de N pour plusieurs séries isotopiques [9] . . . . .	12
1.5	Sections efficaces pour la production des éléments super-lourds [9] . . . . .	14
1.6	Charte des nuclides montrant les régions VHE et SHE (Oganessian JINR - Dubna) [6] . . . . .	15
1.7	Comparaison entre les calculs de type H.B.F. et W.S. [9] . . . . .	16
2.1	Énergie à une particule des protons pour les éléments VHE [11] . . . . .	19
2.2	Énergie à une particule des neutrons pour les éléments VHE [11] . . . . .	20
2.3	Effet de l'alignement du moment angulaire . . . . .	21
3.1	Le Multidétecteur $\gamma$ JUROGAM devant le séparateur RITU . . . . .	25
3.2	Représentation du fonctionnement du système anti-Compton [10] . . . . .	27
3.3	Intensité relative de la conversion interne des transitions électromagnétiques par rapport à l'intensité $\gamma$ totale en fonction de l'énergie des rayons $\gamma$ dans la région des VHE (calculée à partir de [17]). . . . .	28
3.4	Vue d'ensemble en coupe du détecteur d'électrons SACRED [19] . . . . .	29
3.5	Schéma représentant le mouvement des électrons convertis depuis la cible jusqu'au détecteur Si . . . . .	30
3.6	Vue de la galette au silicium du détecteur SACRED. Son diamètre total est de 27,56 mm et chaque couronne a une largeur de 1,54 mm (on voit sur la gauche le trou nécessaire au passage du faisceau) . . . . .	31
3.7	Spectre typique d'électrons de conversion mesuré avec SACRED ( $^{254}\text{No}$ ). La ligne en pointillés représente une simulation du bruit de fond. [16] . . . . .	32
3.8	Le séparateur à gaz RITU [20] . . . . .	33
3.9	Schématisation du processus de regroupement de l'état de charge des noyaux de recul à l'intérieur de RITU [21] . . . . .	34
3.10	Vue schématique du plan focal de RITU . . . . .	34
3.11	Le spectromètre GREAT monté au plan focal de RITU . . . . .	34
3.12	Schéma des différents détecteurs constituant l'instrumentation du plan focal de RITU [21] . . . . .	35
3.13	Photographie du MWPC . . . . .	36

3.14	Vue de la face arrière du Silicium du plan focal . . . . .	37
3.15	Spectre $\alpha$ mesuré avec le DSSSD [23] . . . . .	37
3.16	Vue du système des diodes PIN . . . . .	38
3.17	Les Cristaux du germanium planaire (à gauche) et du clover (à droite) et les efficacités absolues de ces détecteurs [24] . . . . .	39
3.18	Vue du séparateur électrostatique VASSILLISSA . . . . .	41
3.19	Le dispositif GABRIELA monté au plan focal du séparateur VASSILLISSA [28] . . . . .	42
3.20	Spectres électron (à gauche) et $\gamma$ (à droite) mesurés avec GABRIELA [29] . . . . .	43
3.21	Le plan focal de VASSILLISSA [28] . . . . .	43
3.22	Photographie du système de détection du plan focal de VASSILLISSA [28] . . . . .	44
3.23	Vue schématique du spectromètre VAMOS [31] . . . . .	45
3.24	Vue du spectromètre VAMOS couplé avec EXOGAM [31] . . . . .	46
3.25	Vue du multidétecteur EXOGAM avec ses Colvers segmentés [32] . . . . .	47
4.1	Schématisation d'une réaction de type fusion-évaporation. Le noyau composé (CN) est créé puis se désexcite en émettant plusieurs neutrons puis des rayons $\gamma$ . . . . .	50
4.2	Bilan énergétique . . . . .	51
4.3	Vue schématique d'une réaction dans une cible : le noyau composé (CN) est créé à une profondeur $x$ dans la cible . . . . .	52
4.4	Courbe de Bragg en fonction de la profondeur simulée avec SRIM . . . . .	55
4.5	Courbe de Bragg en fonction de l'énergie simulée avec SRIM . . . . .	55
4.6	Courbe de Bragg du noyau lourd U en fonction de la profondeur simulée avec SRIM . . . . .	56
4.7	Courbe de Bragg du noyau lourd U en fonction de l'énergie simulée avec SRIM . . . . .	56
4.8	Courbe de Bragg du noyau VHE $^{252}Fm$ reculant dans une cible d' $^{238}U$ en fonction de la profondeur, extrapolée à partir de $^{238}U$ dans $^{238}U$ . . . . .	58
4.9	Courbe de Bragg du noyau VHE $^{252}Fm$ reculant dans une cible d' $^{238}U$ en fonction de l'énergie, extrapolée à partir de $^{238}U$ dans $^{238}U$ . . . . .	58
4.10	Fonction d'excitation de la réaction $^{208}Pb(^{50}Ti, 2n)^{256}Rf$ , d'après [9] . . . . .	59
4.11	Variation de l'énergie de réaction entre deux limites $E_{min}$ et $E_{max}$ en fonction de l'épaisseur de cible (courbe en bleu), positionnement de la fonction d'excitation en fonction de cette variation (courbe en rouge) et perte d'énergie du noyau formé (CN) au sein de la cible (courbe en vert) . . . . .	61
4.12	Schématisation du calcul de la perte d'énergie dans la cible : l'énergie de réaction varie entre deux limites $E_{min}$ et $E_{max}$ qui correspond à l'énergie de bombardement . . . . .	63
4.13	Énergie finale (à la sortie de la cible) du noyau de recul $^{256}Rf$ en fonction du lieu de réaction dans la cible pour différentes épaisseurs . . . . .	65
4.14	Variation de l'énergie finale d'implantation du noyau résiduel dans le Si du plan focal de RITU (en présence du MWPC) en fonction du lieu de réaction dans la cible. Les courbes sont tracées pour différentes épaisseurs de cible pour 4 réactions différentes . . . . .	66
4.15	Épaisseur maximum, pour une réaction en début de cible, permettant de traverser la zone morte du Si et laissant un signal dans le DSSSD dans les cas a) avec utilisation du MWPC et b) Sans le MWPC . . . . .	67

5.1	A la sortie de la cible, la trajectoire du noyau de recul peut avoir, du fait du stragglng angulaire du à l'effet combiné de la cible (interaction avec les électrons du milieu) et de l'évaporation de neutrons, un certain angle avec la direction initiale du faisceau. Plus l'ouverture angulaire du détecteur de recul est grande, plus on récupère de noyaux . . . . .	69
5.2	Comparaison entre les ouvertures angulaires des trois séparateurs . . . . .	69
5.3	Exemple de simulation de la distribution angulaire autour de l'axe du faisceau du noyau d'Uranium traversant une cible de Pb, $\theta$ est l'angle entre la direction du noyau à la sortie de la cible et l'axe du faisceau. 10000 évènements ont été utilisés avec une énergie de recul de 48 MeV . . . . .	72
5.4	Simulation de la distribution angulaire autour de l'axe du faisceau du noyau d'Uranium traversant une cible de Pb. 50000 évènements ont été utilisés avec une énergie incidente de 48 MeV (à droite, la distribution en coordonnées polaires) . . . . .	73
5.5	Illustration des acceptances angulaires des trois détecteurs de recul RITU, VASSILISSA et VAMOS dans le cas d'un noyau d'Uranium dans une cible de Plomb . . . . .	73
5.6	. . . . .	74
5.7	Distribution Maxwellienne des énergies d'évaporation des neutrons dans le cas d'une réaction de fusion froide (à gauche) et de fusion chaude (à droite) . . . . .	78
5.8	Stragglng angulaire induit par les neutrons suivi de celui induit par la cible . . . . .	79
5.9	Distribution angulaire du stragglng dû à l'émission de neutrons autour de l'axe du faisceau des résidus d'évaporation pour la réaction $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \longrightarrow ^{(258-k)}\text{Rf} + kn$ pour les voies de réactions 1n et 2n . . . . .	80
5.10	Distribution de l'énergie d'excitation des résidus d'évaporation pour la réaction $^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb} \longrightarrow ^{(258-k)}\text{Rf} + kn$ pour les voies de réactions 1n et 2n . . . . .	81
5.11	Distribution de l'énergie de recul des résidus d'évaporation pour la réaction $^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb} \longrightarrow ^{(258-k)}\text{Rf} + kn$ pour les voies de réactions 1n et 2n . . . . .	82
5.12	Distribution angulaire autour de l'axe du faisceau des résidus d'évaporation pour la réaction $^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb} \longrightarrow ^{256}\text{Rf} + 2n$ pour différentes épaisseurs de cible selon qu'on tient compte ou non du stragglng angulaire des neutrons . . . . .	83
5.13	Distribution du stragglng angulaire dû aux neutrons autour de l'axe du faisceau des résidus d'évaporation pour la réaction $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \longrightarrow ^{(260-k)}\text{No} + kn$ pour les voies de réactions 4n et 5n . . . . .	84
5.14	Distribution de l'énergie d'excitation des résidus d'évaporation pour la réaction $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \longrightarrow ^{(260-k)}\text{No} + kn$ pour les voies de réactions 4n et 5n . . . . .	84
5.15	Distribution de l'énergie de recul des résidus d'évaporation pour la réaction $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \longrightarrow ^{(260-k)}\text{No} + kn$ pour les voies de réactions 4n et 5n . . . . .	85
5.16	Distribution angulaire autour de l'axe du faisceau des résidus d'évaporation pour la réaction $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \longrightarrow ^{256}\text{No} + 4n$ pour différentes épaisseurs de cible selon que l'on tient compte ou pas du stragglng dû aux neutrons . . . . .	85
5.17	Schématisation du stragglng : avec TRIM, le lieu réaction est considérée en début de cible (figure de gauche), mais en réalité celui-ci est distribué sur toute l'épaisseur de cible selon la fonction d'excitation. Deux cas sont considérés, sur la figure du milieu $\sigma$ est constante et sur la figure de droite elle a la forme d'une gaussienne . . . . .	87
5.18	Illustration du calcul de l'acceptance angulaire totale pour une épaisseur de cible $e$ dans un cône d'ouverture $2\theta_0$ . . . . .	88
5.19	Acceptance angulaire pour différents noyaux ( $1 \leq Z \leq 92$ ) dans un cône d'ouverture $2 \times 3.16$ degré dans une cible de plomb d'épaisseur $e = 2.72 \text{ mg/cm}^2$ . . . . .	90

5.20	Pour calculer l'acceptance angulaire pour chaque épaisseur $e$ on centre la cible sur le maximum de la fonction d'excitation . . . . .	91
5.21	Acceptance angulaire dans un cône d'ouverture $2 \times 1.45^\circ$ (RITU, courbe en rouge) du noyau de Rutherfordium ( $Z=104$ ) produit dans une réaction avec faisceau lourd ( $^{50}Ti$ ) et du noyau de Nobelium ( $Z=102$ ) produit dans une réaction avec faisceau intermédiaire ( $^{22}Ne$ ) en fonction de l'épaisseur de cible. La courbe en bleu représente l'acceptance angulaire obtenue en considérant que la fonction d'excitation est constante, c'est à dire avec la même section efficace sur toute la cible . . . . .	92
6.1	Spectre $\gamma$ $^{252}No$ . En haut, la condition est faite sur le recul tandis qu'en bas elle est faite en plus sur la décroissance $\alpha$ de ce noyau [35] . . . . .	94
6.2	Illustration de la méthode RDT [36] . . . . .	95
6.3	Schématisation du processus de l'interaction par effet photo électrique . . . . .	96
6.4	Schématisation du processus de la diffusion Compton . . . . .	97
6.5	Spectre des $\gamma$ émis lors de la décroissance $\beta$ du $^{60}Co$ en $^{60}Ni$ , avec et sans la suppression Compton [36] . . . . .	97
6.6	Schématisation du processus de création de paires . . . . .	98
6.7	Coefficients d'atténuation de masse des photons dans l'Aluminium (à gauche) et dans le Plomb (à droite) pour les trois processus en fonction de l'énergie [37] . . . . .	99
6.8	Compétition entre les trois processus d'interaction gamma en fonction de $Z$ et de l'énergie [37] . . . . .	99
6.9	Décroissance $\alpha$ de l' $^{238}U$ . . . . .	103
7.1	Optimisation de l'épaisseur de cible pour la réaction $^{50}Ti + ^{208}Pb$ dans le cas d'un séparateur avec une ouverture angulaire de $\pm 10^\circ$ à $I$ constant . . . . .	108
7.2	Illustration de l'effet de l'épaisseur de cible sur le straggling angulaire . . . . .	109
7.3	Optimisation de l'épaisseur de cible pour la réaction $^{50}Ti + ^{208}Pb$ selon la position de la fonction d'excitation par rapport à la cible . . . . .	110
7.4	Optimisation de l'épaisseur de cible pour la réaction $^{50}Ti + ^{208}Pb$ dans le cas d'un séparateur avec une ouverture angulaire de $\pm 10^\circ$ à production constante . . . . .	112
7.5	Optimisation de l'épaisseur de cible pour la réaction $^{50}Ti + ^{208}Pb$ pour les trois séparateurs à intensité de faisceau donnée . . . . .	114
7.6	Optimisation de l'épaisseur de cible pour la réaction $^{50}Ti + ^{208}Pb$ pour les trois séparateurs en variant l'intensité du faisceau à taux de comptage fixe maximum . . . . .	116
8.1	Illustration de la diversité des mécanismes de réaction d'après [40] . . . . .	119
8.2	Illustration du potentiel ressenti par le couple cible-projectile durant la phase d'approche en fonction de la distance relative entre les noyaux . . . . .	120
9.1	Illustration des ordres de grandeur de la fission et de la fusion (obtenue avec le code HIVAP) . . . . .	131
9.2	Influence des paramètres SHELL0 et XTH sur la variation de la section efficace dans le code HIVAP à 22 MeV d'énergie d'excitation . . . . .	135
9.3	influence des paramètres SHELL0 et XTH sur la variation de la section efficace dans le code HIVAP en échelle logarithmique . . . . .	136
9.4	Variation des fonctions d'excitations des différentes voies de la réaction $^{50}Ti + ^{208}Pb$ en fonction du paramètre XTH . . . . .	137

9.5	Variation des fonctions d'excitations des différentes voies de la réaction $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ en fonction du paramètre shell0 par pas de 0,1 . . . . .	138
9.6	Variation des maximums des fonctions d'excitations des différentes voies de la réaction $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ en fonction du paramètre shell0 . . . . .	139
9.7	Variation des maxima des fonctions d'excitation des différentes voies de la réaction $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ en fonction du paramètre XTH . . . . .	139
9.8	Calculs HIVAP utilisant des paramètres obtenus par interpolation . . . . .	141
9.9	Systématique HIVAP VHE et optimisation pour le site de Dubna . . . . .	142
9.10	Variation du maximum de la fonction d'excitation de la voie 2n donné par HIVAP de la réaction $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ en fonction des paramètres SHELL0 et XTH . . . . .	143
9.11	Jeu de paramètres permettant de reproduire les sections efficaces expérimentales des voies 1n (courbes en rouge) et 2n (courbes en bleu) de la réaction $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ . . . . .	144
9.12	Fonctions d'excitation HIVAP correspondant au jeu de paramètres SHELL0=-0.7 et XTH=0.665, permettant de reproduire les voie 1n et 2n de la réaction $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ . . . . .	145
9.13	Fonctions d'excitation expérimentales de la réaction $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ [49] . . . . .	145
9.14	Calculs HIVAP pour quelques réactions proches de la réaction $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ avec le jeu de paramètres obtenu avec la méthode 1) . . . . .	146
9.15	Fonctions d'excitation de la réaction $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ pour différentes valeurs du paramètre SIGRO147	
9.16	Fonctions d'excitation de la réaction $^{22}\text{Ne}+^{238}\text{U}$ pour différentes valeurs du paramètre SIGRO148	
9.17	Jeu de paramètres permettant de reproduire les sections efficaces expérimentales de la voie 2n des réaction $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ et $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ . . . . .	149
9.18	Fonctions d'excitation HIVAP correspondant au jeu de paramètres SHELL0=0 et XTH=0.675, permettant de reproduire la voie 2n des réactions de référence $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ et $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ pour un jeu de paramètres obtenu selon la méthode 2 . . . . .	149
9.19	Calculs HIVAP pour quelques réactions proches des réactions $^{50}\text{Ti}+^{208}\text{Pb}$ et $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ avec le jeu de paramètres obtenu avec la méthode 2 . . . . .	150
9.20	Jeu de paramètres permettant de reproduire la section efficace expérimentale des voies 4n et 5n (méthode 1) de la réaction de référence $^{22}\text{Ne}+^{238}\text{U}$ . . . . .	152
9.21	Calculs HIVAP pour quelques réactions proches de la réaction de référence $^{22}\text{Ne}+^{238}\text{U}$ pour un jeu de paramètres obtenu avec la méthode 1 (voies 4n et 5n) . . . . .	153
10.1	Schémas de décroissance pour $^{255-256}\text{No}$ , d'après [44] . . . . .	158
10.2	Spectre alpha mesuré dans l'expérience $^{248}\text{Cm}(^{12}\text{C}, 4n)^{256}\text{No}$ [45] . . . . .	159
10.3	Spectres $\alpha$ simulés de la réaction $^{22}\text{Ne}+^{238}\text{U} \rightarrow ^{256}\text{No}+4n$ pour différentes valeurs d'énergies incidentes . . . . .	160
10.4	Section efficace expérimentale [46] . . . . .	161
10.5	Section efficace calculée par HIVAP . . . . .	161
10.6	Influence de l'épaisseur de cible sur l'acceptance angulaire de RITU (Straggling angulaire) . . . . .	162
10.7	Vue de la cible rotative développée à l'IReS et montée à l'entrée de RITU . . . . .	163
10.8	Spectres $\alpha$ corrélés pour différentes valeurs d'énergie du faisceau . . . . .	165
10.9	Spectres $\alpha$ corrélés total (somme) . . . . .	166
10.10	Spectres $\alpha$ corrélés, simulé (spectre supérieur) et mesuré (spectre inférieur) pour un temps de faisceau de 24 heures . . . . .	166
10.11	Transmission sur un parcours rectiligne avec l'aire réelle du DSSSD . . . . .	167
10.12	Transmission sur un parcours rectiligne avec une aire effective du DSSSD . . . . .	167

10.13	Transmission sur un parcours rectiligne avec une aire effective du DSSSD : a) $^{238}\text{U}$ dans He seul à 0.6 mbar, b) $^{238}\text{U}$ dans Cible U de $0.2 \text{ mg/cm}^2$ + He à 0.6 mbar, c) $^{215}\text{Ac}$ dans Cible Au de $0.3 \text{ mg/cm}^2$ + He à 0.6 mbar, d) $^{238}\text{U}$ dans Cible U de $0.2 \text{ mg/cm}^2$ + He à 0.1 mbar .	168
11.1	Formes nucléaires les plus courantes dans les noyaux. . . . .	172
11.2	Symétries dans un noyau quadrupolaire (à gauche) et octupolaire (à droite). . . . .	173
11.3	Potentiel nucléaire en fonction de la déformation $\beta_3$ et schéma de niveaux correspondants des noyaux pair-pair (à gauche) et de A impair (à droite) . . . . .	174
11.4	Structure octupolaire dans le noyau $^{221}_{89}\text{Ac}$ (selon [58]) et illustration de l'intensité de la conversion électronique des transitions dans ce noyau pour différentes valeurs de l'énergie . . . . .	176
11.5	Fonction d'excitation de fusion-évaporation des voies $3n$ , $4n$ et $5n$ . . . . .	177
11.6	Variation de $v/c$ du noyau de recul à la sortie de la cible pour différentes positions du lieu de réaction dans celle-ci . . . . .	178
11.7	Acceptance angulaire simulée du séparateur RITU pour la réaction $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, 4n)^{223}\text{Pa}$ . . . . .	178
11.8	Table des isotopes de la familles des actinides (d'après [68]) . . . . .	179
11.9	Spectre $\alpha$ total mesuré dans les DSSSD . . . . .	180
11.10	Spectre $\alpha$ "rapide" avec une fenêtre en temps entre recul et $\alpha$ de 20 ms . . . . .	181
11.11	Spectre $\alpha$ "lent" avec une fenêtre en temps entre recul et $\alpha$ de 4000 ms . . . . .	181
11.12	Coïncidence $\alpha$ père - $\alpha$ fils avec une fenêtre en temps de 20 ms (père) sur $50 \mu\text{s}$ (fils) . . . . .	181
11.13	Coïncidence $\alpha$ père - $\alpha$ fils avec une fenêtre en temps de 10 s (père) sur 10 s (fils) . . . . .	181
11.14	Spectre $\alpha$ fils en coïncidence avec les $\alpha$ 8172 keV (en haut) et 8014 keV (en bas) du noyau père $^{223}\text{Pa}$ . . . . .	182
11.15	Schéma de la sommation d'énergie de particules alpha du fait de la très courte durée de vie du noyau de $^{215}\text{Fr}$ au sein du DSSSD . . . . .	183
11.16	Projection des matrices $\gamma$ - $\gamma$ du $^{223}\text{Pa}$ pour les jeux de données PaRDT1 et PaRDT2 . . . . .	184
11.17	Spectre $\gamma$ total du $^{223}\text{Pa}$ mesuré lors de l'expérience de 1999 . . . . .	185
11.18	Spectre $\gamma$ total du $^{223}\text{Pa}$ conditionné par les deux $\alpha$ de ce noyau . . . . .	185
11.19	Coïncidences $\gamma$ - $\gamma$ avec trois fenêtres différentes pour le jeu de données PaRDT1 . . . . .	187
11.20	gate sur la raie gamma 201 keV pour les deux jeux de données PaRDT1 et PaRDT2 . . . . .	187
11.21	Spectres gamma en corrélation avec différentes raies $\alpha$ ( $^{223}\text{Pa}$ , $^{223}\text{Th}$ et $^{224}\text{Pa}$ ) . . . . .	188
11.22	Spectre en temps recul- $\alpha$ du $^{223}\text{Pa}$ pour la raie $\alpha$ 8172 keV . . . . .	189
11.23	Spectre en temps recul- $\alpha$ du $^{223}\text{Pa}$ pour la raie $\alpha$ 8014 keV . . . . .	189
11.24	Première tentative de schéma de niveaux du noyau $^{223}\text{Pa}$ . . . . .	190

# Liste des tableaux

1.1	Comparaison entre les calculs de type H.B.F. et W.S. . . . . .	17
3.1	Illustration des coefficients de conversion interne et de leur effet pour différents domaines d'énergie et différents type de transitions $\gamma$ pour le cas de $Z=100$ . . . . .	29
3.2	Les efficacités photopic et pic sur total du multidétecteur EXOGAM selon les différentes configurations . . . . .	47
7.1	Efficacité relative des trois séparateur pour différentes épaisseur de cible dans le cas d'une spectroscopie au plan focal, le séparateur RITU étant pris pour référence . . . . .	115
7.2	Efficacité relative des trois séparateur pour différentes épaisseur de cible dans le cas d'une spectroscopie prompte, le séparateur RITU étant pris pour référence . . . . .	117
8.1	Ordre de grandeur des énergies mises en jeu dans une réaction de fusion froide . . . . .	122
8.2	Liste des réactions de fusion-évaporation avec faisceau de $^{48}\text{Ca}$ investies dans la production des VHE [35] . . . . .	123
8.3	Ordre de grandeur des énergies mises en jeu dans une réaction de fusion chaude . . . . .	123
8.4	Avantages et inconvénients des deux types de fusion froide et chaude selon le type de spectroscopie	124
8.5	Les différents dispositifs adaptés à la spectroscopie prompt et plan focal . . . . .	125
8.6	Liste des quelques cibles radioactives et l'activité $\gamma$ résultante sur un détecteur $\gamma$ dans une géométrie de type JUROGAM, pour deux type de cibles, une cible de masse égale à 1 mg et une cible de masse égale à 0.15 mg . . . . .	127
8.7	Liste d'éventuelles réactions pour la production de VHE, notamment avec des cibles radioactives, ayant des sections efficaces fort intéressantes . . . . .	129
9.1	Compilation de sections efficaces mesurées pour des noyaux VHE et SHE . . . . .	133
9.2	Valeurs de sections efficaces HIVAP pour quelques réactions proches de la réaction de référence $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ pour le jeu de paramètres obtenu selon la méthode 1 . . . . .	146
9.3	Valeurs de sections efficaces HIVAP pour quelques réactions proches des réactions de référence $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ et $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ pour un jeu de paramètres obtenu selon la méthode 2 . . . . .	151
9.4	Valeurs de sections efficaces HIVAP pour quelques réactions proches de la réaction de référence $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ pour un jeu de paramètres obtenu avec la méthode 1 (voies 4n et 5n) . . . . .	153
9.5	Jeux de paramètres HIVAP obtenu selon les deux critères utilisés et pour deux réactions de référence. . . . .	154
10.1	Liste des cibles d'U métallique et d' $\text{UF}_4$ préparées pour les besoin de l'expérience . . . . .	163
10.2	Les différents runs pour mesurer une fonction d'excitation pour la réaction . . . . .	164



11.1	Liste des $\gamma$ du $^{223}\text{Pa}$ mesurés durant l'expérience. Les intensités ont été obtenues en supposant une intensité de 100% pour le pic 201,81 keV . . . . .	186
11.2	Périodes de décroissance $\alpha$ de quelques noyaux détectés dans le DSSSD . . . . .	189

# Introduction

L'étude des éléments très lourds (VHE) et super-lourds (SHE), thème majeur de la physique nucléaire actuelle, est la source de beaucoup de questions aussi bien du point de vue de la structure nucléaire que des mécanismes de réaction mis en jeu pour leur synthèse. Leur mise en évidence est conditionnée par le développement de dispositifs expérimentaux de plus en plus complexes. Ces efforts sont encouragés par les modèles théoriques qui nous suggèrent invariablement l'existence d'un îlot de noyaux super-lourds, ultime sursaut de la stabilité nucléaire uniquement dû à des effets de couches. Les faibles sections efficaces de production de ces éléments super-lourds et la rareté de couples cible-projectile appropriés ne permettent de faire actuellement que de la spectroscopie  $\alpha$ ,  $\gamma$  et  $e^-$  retardée au niveau du plan focal des spectromètres. La spectroscopie prompte dans ce domaine, donnant accès à des informations complémentaires, n'est pour le moment accessible que pour des noyaux plus légers situés au voisinage du Nobelium ( $Z=102$ ).

Il a été démontré que la déformation a une influence extrêmement forte sur certaines orbitales nucléoniques. Ainsi, sous l'effet de la déformation, certaines orbitales situées au voisinage du niveau de Fermi pour les noyaux super-lourds peuvent se retrouver au voisinage du niveau de Fermi des noyaux très lourds ( $Z \geq 100$ ). Cette propriété rend la région des VHE particulièrement intéressante. En effet, les études spectroscopiques dans cette région vont nous donner un moyen unique d'approcher la structure quantique des noyaux super-lourds et, par la même occasion, de tester les modèles théoriques et de les confronter aux résultats expérimentaux. Récemment, de grands efforts ont été entrepris pour la spectroscopie des noyaux transfermiens. Le succès de la spectroscopie gamma du  $^{254}\text{No}$  a ouvert la voie à d'importants programmes dans cette région de masse.

Ce travail de thèse en physique nucléaire de basse énergie, porte précisément sur la spectroscopie nucléaire de ces noyaux très lourds. L'étude des orbitales nucléoniques de ces noyaux déformés est aujourd'hui possible grâce à l'amélioration des dispositifs expérimentaux. Il est ainsi possible d'étudier au travers de la déformation, certaines orbitales présentes au voisinage du niveau de Fermi dans les noyaux super-lourds sphériques.

Un des buts principaux de ce travail a été l'étude prospective et de faisabilité de réactions nouvelles d'intérêt majeur. Il nous a fallu donc, dans un premier temps, clairement déterminer les expériences accessibles dans les conditions actuelles, selon le type de dispositif expérimental en question et le type de mesures envisagées. Pour ce faire, une étude détaillée d'optimisation de la production de ces noyaux et de tous les paramètres de réaction a été entreprise.

L'optimisation de la production et la détection des noyaux VHE a été effectuée par la simulation des effets des différents paramètres de la réaction. La production est directement liée à l'épaisseur de cible, à l'intensité de faisceau et à la section efficace (via l'énergie de faisceau). La détection dépend, en plus de ces paramètres, de la transmission du séparateur, des effets

du stragglng angulaire dans la cible et de l'efficacité du dispositif expérimental. Nous avons donc tenu compte de tous ces paramètres dans la simulation de la production et de la détection afin de dégager le meilleur compromis pour une efficacité optimale. Cette étude d'optimisation nous a permis de faire des choix judicieux pour le type de spectroscopie à investir selon le type de séparateur, le type de couple cible-projectile et les contraintes imposées par les limitations de taux de comptage  $\gamma$  dues à la saturation de l'électronique.

On verra que deux types de spectroscopie se dégagent selon que l'on est limité par le taux de comptage ou non. Dans les deux cas, l'épaisseur de cible est le paramètre central étant donné qu'il agit directement sur le taux de production, sur l'énergie de recul du noyau résiduel ainsi que sur le stragglng angulaire qui peut détériorer la transmission du séparateur. Il a donc fallu simuler les effets dus à la cible à l'aide du code Monte-Carlo SRIM ainsi que l'effet de l'évaporation de neutrons sur la trajectoire du recul. Le premier effet est étroitement lié à l'épaisseur de cible à parcourir par le noyau résiduel, donc au lieu de la réaction dans la cible. Plus la cible est épaisse plus le stragglng angulaire est important. La production dépend de la section efficace. Celle-ci est donnée par la fonction d'excitation qui est une fonction de l'énergie du faisceau. La perte d'énergie du faisceau dans la cible implique une énergie de réaction variable qui dépend du lieu de réaction. De ce fait, la fonction d'excitation, dépend elle aussi du lieu de réaction. Nous avons donc tenu compte, dans l'optimisation de la production et de la détection, de l'effet de la position de la fonction d'excitation par rapport à la largeur de la cible.

Le nombre de couples cible-projectile offrant des sections efficaces relativement élevées est assez restreint et les données expérimentales ne sont pas disponibles pour bon nombre de couples. Il est de ce fait important de pouvoir être assez prédictif dans l'estimation des sections efficaces. Dans ce but, un large travail de prospection et de compilation de sections efficaces a été réalisé dans la région de masse des VHE ainsi qu'une étude des différents mécanismes de réaction mis en jeu. Pour la validation de ce travail, une étude de simulation de section efficaces a été entreprise. Nous avons, à cet effet, testé les limites de validité du code d'évaporation statistique HIVAP. Ceci nous a permis de déduire quelques jeux de paramètres utilisables pour la détermination par extrapolation de sections efficaces inconnues dans cette région.

Dans le cadre de l'étude de la spectroscopie d'éléments VHE, l'étude d'optimisation a été appliquée à des réactions pour la production de deux noyaux très lourds : le  $^{256}\text{No}$  ( $Z=102$ ) et le  $^{256}\text{Rf}$  ( $Z=104$ ) produits via les réactions  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$  et  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 4n)^{256}\text{Rf}$ . Du point de vue de la physique, on verra que ces deux noyaux ont une importance particulière dans l'étude de la structure nucléaire dans la région VHE et SHE. Ces noyaux qui, d'après les prédictions théoriques, sont déformés se situent dans une région où l'on constate la présence de niveaux à fermeture de gap au voisinage du niveau de Fermi. Ces niveaux "ferment" en même temps des gaps sphériques dans des éléments très lourds et super-lourds. La spectroscopie de ces noyaux VHE nous permettra donc d'obtenir des informations indirectes sur la structure nucléaire de noyaux SHE. C'est dans ce but qu'une expérience pour la production du noyau  $^{256}\text{No}$  a été réalisée dans le cadre de cette thèse à l'Université de Jyväskylä (Finlande) auprès du dispositif expérimental JUROGAM-RITU-GREAT.

Dans un domaine de noyaux de masse plus faible, je me suis également intéressé à l'étude de la structure octupolaire du noyau  $^{223}\text{Pa}$  ( $Z=91$ ). Une expérience, au sein du groupe, pour peupler ce noyau, a eu lieu en 1999 à l'aide du multidétecteur  $\gamma$  JUROSPHERE auprès du séparateur RITU et a permis de mesurer, avec une statistique relativement faible, un certain nombre de transitions  $\gamma$  sans pouvoir construire un schéma de niveaux. Dans le but d'obtenir

plus d'informations pour ce noyau, nous avons refait l'expérience avec le multidétecteur  $\gamma$  plus efficace JUROGAM couplé au séparateur RITU et une version améliorée du détecteur GREAT. Le  $^{223}\text{Pa}$  étant un noyau impair en proton, son étude spectroscopique est plus difficile. Il sera peuplé par le biais de la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, 4n)^{223}\text{Pa}$ . Le but étant d'obtenir assez de statistique pour construire un schéma de niveaux pour ce noyau.

L'ensemble de ces travaux consigné dans ce mémoire de thèse constitue une contribution de fond à l'étude des noyaux SHE au travers de leurs correspondants VHE. Il serviront, je l'espère, de base à d'autres travaux que les développements techniques en cours rendront possibles.

## Première partie

# Physique des éléments Transfermiens

# Chapitre 1

## Les éléments super-lourds (SHE)

### 1.1 Généralités et historique

La découverte de nouveaux noyaux lourds et super-lourds apporte régulièrement son lot de questions et espoirs. De telles découvertes sont conditionnées par le fonctionnement de dispositifs expérimentaux complexes et par les améliorations qui y sont régulièrement apportées. L'espérance de trouver une région de noyaux super-lourds de longue durée de vie, prédite dans les années 60, est réapparue ces dernières années.

Toute combinaison de neutrons et de protons ne donne généralement pas forcément un noyau stable. On a actuellement pu identifier 89 éléments naturellement présents sur notre planète, depuis l'Hydrogène ( $Z=1$ ) jusqu'à l'Uranium ( $Z=92$ ). En général, chacun de ces noyaux comporte plusieurs isotopes. Trois cent cinquante deux isotopes ont été identifiés à l'état naturel, dont environ 285 sont considérés comme étant stables (donc de durée de vie suffisamment longue). Les autres, étant radioactifs, se désintègrent par l'une des voies suivantes : décroissance  $\alpha$  et  $\beta^\pm$ , capture électronique ( $CE$ ), fission spontanée ( $SF$ ) ou émission de neutrons ou de protons. Ces émissions sont en général associées à l'émission de rayonnements  $\gamma$ . Chaque isotope instable est caractérisé par sa demi-vie<sup>1</sup>. Trois éléments manquent à ce tableau d'éléments naturels, le Technétium  $Z=43$ , Le Prométhium  $Z=61$  et l'astate  $Z=85$ ). Ils n'existent pas à l'état naturel du fait de leur durée de vie trop courte (l'âge de la terre étant de 4.5 milliards d'années). En effet, les isotopes les plus stables de ces éléments ont des demi-vies respectivement de 4.2 millions d'années, de 17.7 ans et de 8.1 heures.

Le premier élément artificiel créé par l'homme fut le Technétium ( $Z=43$ ), en 1936 à Palerme par Emilio Segrè. Celui-ci réussit, en 1940 à Berkeley avec son équipe, à synthétiser l'Astate ( $Z=85$ ) en bombardant une cible de Bismuth ( $Z=83$ ) avec des noyaux d'hélium. Le dernier élément manquant dans la table périodique, le Prométhium ( $Z=61$ ), fut enfin synthétisé en 1941 à l'Université d'Ohio en bombardant du Néodyme ( $Z=60$ ) et du Praséodyme ( $Z=59$ ) avec des neutrons et des noyaux de deutérium et d'hélium. Depuis, plus de 3000 nouveaux noyaux atomiques ont été synthétisés. Parmi ces 3000 noyaux, dont la majorité sont des isotopes de noyaux existants, se trouvent des nouveaux éléments lourds. Ainsi la charte des nuclides a pu être étendue jusqu'à l'élément  $Z=118$

---

<sup>1</sup>durée au bout de laquelle la moitié d'un échantillon de cet isotope se désintègre

## 1.2 Modèle de la goutte liquide, modèle en couches et nombres magiques

### Modèle de la goutte liquide

La connaissance limitée de la nature des forces nucléaires nous a amenés à tenter de comprendre les noyaux par analogie avec des modèles. Une première représentation concrète du noyau est obtenue avec le modèle de la goutte liquide. Le modèle est basé sur une description du noyau, sous forme d'une goutte de liquide nucléaire, issue de l'observation du comportement régulier de l'énergie de liaison par nucléon en fonction de la masse (cf. fig. 1.1). Dans cette description figurent plusieurs termes : un terme de volume correspondant aux forces de cohésion nucléaire (proportionnel au volume, donc à  $A$ ), un terme d'énergie superficielle (proportionnel à la surface donc à  $A^{2/3}$ ), un terme d'énergie coulombienne répulsive s'exerçant entre les protons (proportionnelle à  $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$ ), un terme d'asymétrie entre protons et neutrons et un terme d'appariement  $\delta(A, Z)$  dépendant de la parité du nombre  $N$  de neutrons et  $Z$  de protons.

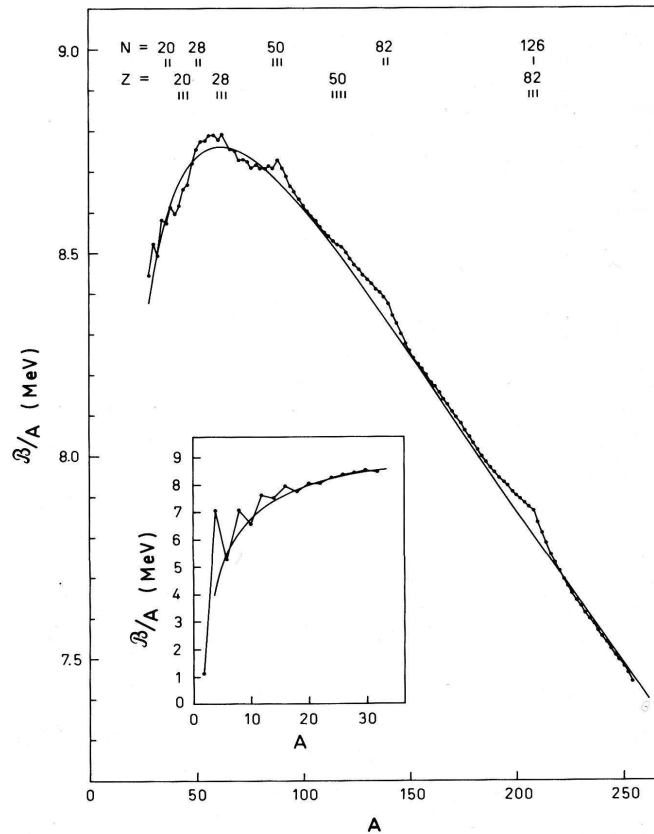


FIG. 1.1 – Évolution de l'énergie de liaison des noyaux. Valeurs expérimentales [1] en points. La courbe lisse représente la formule semi-empirique de masse (avec des constantes tirées de [2])

Dans le cadre de ce modèle, l'énergie de liaison  $B(A, Z)$  d'un noyau est donnée par :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_s \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (1.1)$$

où les coefficients  $a_v, a_s, a_c, a_s$  sont déterminés de façon empirique. Le terme  $\delta$  tient compte de l'appariement des nucléons, nul pour  $A$  impair et pour  $A$  pair égale à  $+f(A)$  ( $-f(A)$ ) pour  $Z$  et  $N$  impairs ( $Z$  et  $N$  pairs) avec  $f(A) \approx 33A^{-3/4} \text{MeV}$

Le modèle de la goutte liquide permet notamment de comprendre les principales caractéristiques de la fission nucléaire et il a eu un grand succès dans l'explication de la fission des noyaux lourds. En première approximation, ce modèle décrit bien la forme en cloche de l'énergie de liaison par nucléon  $B/A$  (courbe lisse) mais ne parvient à reproduire ni les oscillations qu'on voit sur la figure 1.1, tous deux d'origine quantique, ni les états excités nucléaires.

### Modèle en couches et noyaux magiques

Comme nous venons de le voir, et par analogie avec la physique atomique, les oscillations qui apparaissent lorsqu'on compare les masses expérimentales au modèle de la goutte liquide (cf. fig. 1.1), découlent du fait que le noyau doit être considéré comme un système quantique. Une première approche quantique du noyau atomique consiste à considérer tous les nucléons se mouvant dans un potentiel moyen créé par ces nucléons et calculé de façon à mieux reproduire les nombres magiques (c'est le modèle en couches sphériques). Ces nombres dont l'expérience a démontré l'existence, correspondent aux nombres de protons  $Z$  ou de neutrons  $N$  de certains noyaux qui présentent une plus grande stabilité que la moyenne (oscillations cf. fig. 1.1). Ces noyaux sont dits magiques (ou doublement magiques) et ils ont un nombre de protons ou (et) de neutrons égal à 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (cf. fig. 1.2).

Comme les électrons dans l'atome, protons et neutrons se répartissent dans le noyau selon des niveaux d'énergie regroupés en couches. Un noyau dont toutes les couches de protons ou de neutrons sont complètes est dit "magique". Il a des propriétés particulièrement remarquables, d'où l'appellation "noyau magique". La figure 1.2 représente le schéma de niveaux nucléonique dans le cas d'un noyau sphérique (sans déformation), on remarque que les nombres magiques correspondent à des grands gaps dont les positions sont directement liées à l'interaction spin-orbite. Si, de plus, un noyau a un nombre magique de protons et un nombre magique de neutrons, comme l'hélium 4 (2 protons et 2 neutrons), ou le calcium 40 (20 et 20) et 48 (20 et 28), alors il est encore plus stable dans son état fondamental et on dit dans ce cas qu'il est doublement magique. Ces exemples de noyaux magiques cités ont une forme sphérique, Néanmoins, on verra plus loin que d'autres lots de nombres magiques peuvent apparaître sous l'effet de la déformation nucléaire. De tels noyaux magiques présentent un regain en énergie de liaison et sont précieux pour le "calage" des modèles théoriques et la prédiction des propriétés de noyaux plus lourds.

Avec le modèle en couches ([3], [4]), on obtient le schéma de niveaux nucléonique représenté sur la figure 1.2. Les nombres magiques correspondent à des forts écarts en énergie, que nous désigneront par la suite par le terme anglophone "gaps", dont les positions sont intimement liées à l'interaction spin-orbite. On arrive ainsi à reproduire l'excès de stabilité que présente certains noyaux (cf. fig. 1.2) et qui est dû à des fermetures de couches quantiques. Tout comme le modèle en couche atomique, le modèle en couches permet de retrouver ces nombres magiques avec un choix judicieux du potentiel nucléaire et en jouant sur l'interaction spin-orbite entre



nucléons. Avec ce modèle, on arrive à une meilleure évaluation de l'énergie de liaison par nucléon dans le noyau.

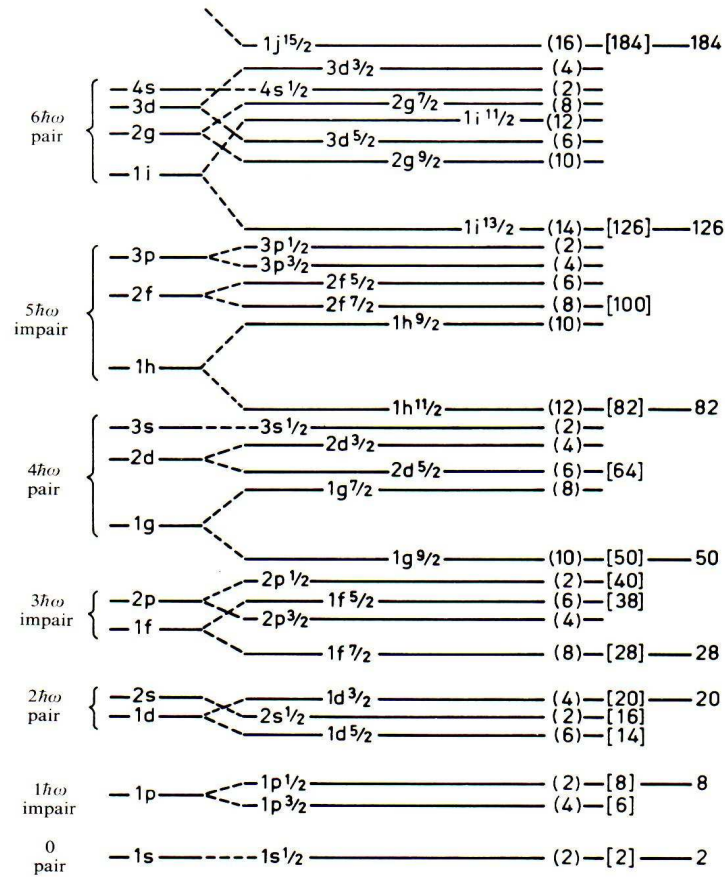


FIG. 1.2 – Orbitales à une particule du modèle en couches [3]

La figure 1.3 représente la charte des noyaux atomiques avec ses différentes régions. Le long d'une ligne d'isotopes ou d'isotones magiques on a un excès de stabilité. D'un point de vue classique (i.e. sans tenir compte des effets quantiques), au-delà d'une certaine taille, plus aucun noyau ne peut être stable du fait de la répulsion coulombienne. Y a-t-il, avant cette extrême limite et au-delà de  $N=126$  et  $Z=82$ , d'autres nombres magiques ? S'ils existent, ces ultimes nombres (prédits par la théorie) stabiliseront l'îlot des noyaux super-lourds (SHE).

L'observation d'une telle structure particulièrement stable au-delà des limites conventionnelles pousserait notre champ d'étude de l'édifice nucléaire encore plus loin. Cependant les sections efficaces de production de ces éléments super-lourds sont tellement faibles que toute étude spectroscopique est actuellement impossible, même pour la région de ces nombres magiques, dite "îlot de stabilité", caractérisée par un regain de durée de vie et de la section efficace de production.

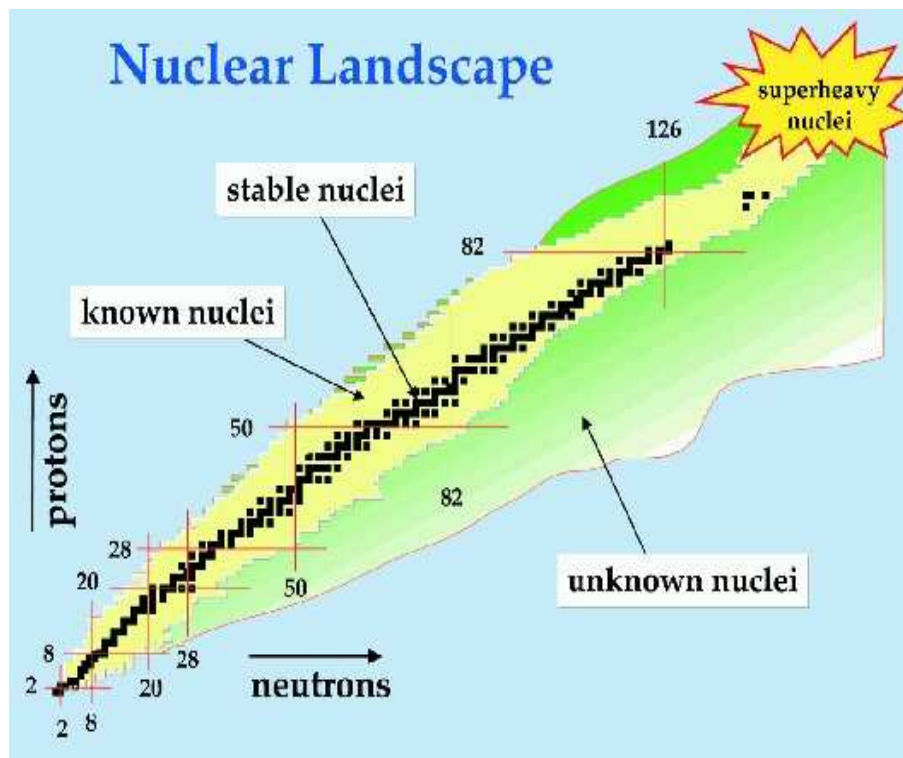


FIG. 1.3 – Charte des noyaux : sont représentés en noir les noyaux stables, en jaune les noyaux instables ayant un excès de protons ou de neutrons (dont les noyaux très lourds), en vert la région inconnue de noyaux très loin de la vallée de stabilité et en haut à droite se situerait l’îlot de stabilité des élément super-lourds [5]

La théorie a montré qu’en déformant un noyau, on observe un déplacement des niveaux d’énergie des nucléons ce qui a pour résultat la fermeture des gaps sphériques et l’ouverture de nouveaux gaps induisant l’apparition de nouvelles séries de nombres magiques. Cette propriété de déplacement des niveaux permet de retrouver, au voisinage du niveau de Fermi des noyaux très lourds (VHE) ( $Z \approx 100$  à  $104$ ), les niveaux d’énergie nucléoniques situés au voisinage du niveau de Fermi des noyaux super-lourds ( $Z > 106$ ). Ceci rend particulièrement intéressants ces noyaux très lourds. En effet, leur étude nous donne un moyen de prévoir la structure des éléments super-lourds bien que l’on ne parvienne pas à les synthétiser.

C’est précisément l’objet de ce travail de définir quels sont les noyaux accessibles et, parmi eux, lesquels présentent un intérêt physique de premier ordre. L’étude spectroscopique des éléments très lourds est aujourd’hui possible grâce à l’amélioration continue des systèmes de détection qui nous permet d’effectuer la spectroscopie de noyaux de plus en plus lourds.

## 1.3 Observation d'éléments plus lourds et extension du tableau de Mendeleïev

Dans un noyau, les nucléons sont liés entre eux par l'interaction forte dont la portée est très courte (de l'ordre de 1,4 fm). Cette force très intense rend les noyaux remarquablement stables et ceci en dépit de la force répulsive coulombienne, de portée infinie, s'exerçant entre les constituants chargés du noyau (les protons) et qui tend à faire éclater ce dernier. L'existence du noyau est donc régie par un équilibre subtile entre les forces nucléaires fortes attractives de courte portée d'une part et la force coulombienne répulsive de longue portée d'autre part.

Depuis la découverte en 1940 du premier élément de numéro atomique  $Z$  supérieur à celui de l'Uranium ( $Z=92$ , l'élément le plus lourd existant sur terre dans un état naturel), la synthèse d'éléments de plus en plus lourds a fait l'objet d'une compétition très vive entre de grands laboratoires spécialisés. La synthèse de ces nouveaux noyaux, appelés aussi transuraniens, commença dans les années 40 prolongeant ainsi la table périodique. En 1940 Le Neptunium ( $Z=93$ ) et Plutonium ( $Z=94$ ) ont été découverts. La synthèse de l'Americium ( $Z=95$ ) et du Curium ( $Z=96$ ) se réalisa en 1944, puis le Berkelium ( $Z=97$ ) en 1949, le Californium ( $Z=98$ ), Einsteinium ( $Z=99$ ) et Fermium ( $Z=100$ ) en 1952, et le Mendeleevium ( $Z=101$ ) en 1955. Tout ces éléments ont été produits par irradiation intense par des neutrons, des protons, des deutérons, ou des particules alpha.

De 1940 à 1996, 20 nouveaux éléments sont venus compléter le tableau périodique jusqu'à l'élément superlourd  $Z=112$ . En 1999 et 2000 deux autres éléments ont pu être synthétisés à Dubna en Russie, ils s'agit des éléments  $Z=114$  et  $Z=116$ . Pendant les années 1960 à 1970, cette compétition s'est exercée de manière pratiquement exclusive entre le laboratoire américain de Berkeley et le laboratoire soviétique de Dubna. L'identification de certains éléments a même conduit à des querelles d'antériorité ; ainsi l'élément 104, découvert en 1965, a été baptisé Rutherfordium par les Américains et Kourchatovium par les Soviétiques. Pour éviter la répétition de situations analogues, l'union internationale de chimie pure et appliquée a décidé de désigner temporairement les éléments de  $Z$  supérieur à 100 par des noms numériques formés à partir de racines latines ou grecques et de la terminaison *ium* : le Mendeleevium ( $Z = 101$ ), le Nobélium ( $Z = 102$ ) et le Lawrencium ( $Z = 103$ ) pouvant ainsi être nommés respectivement Unnilunium, Unnilbium et Unniltrium (0 = nil, 1 = un, 2 = bi, 3 = tri). Cette terminologie est la seule homologuée à partir de  $Z = 104$  (Unnilquadium - renommé ensuite officiellement Rutherfordium). Ainsi, pour l'élément 105, découvert en 1970 à Berkeley, le nom proposé de Hahnium (en l'honneur de Otto Hahn qui découvrit la fission du noyau) n'a pas été retenu, et cet élément, d'abord nommé Unnilpentium, a finalement reçu officiellement le nom de Dubnium. L'Unnilhexium ( $Z = 106$ ), synthétisé la même année (1974) à Berkeley et à Dubna, a été renommé Seaborgium. A partir de 1980, la mise en service à Darmstadt (Allemagne) d'un accélérateur d'ions lourds associé à un filtre de vitesse a permis de synthétiser des éléments encore plus lourds : l'Unnilseptium renommé Bohrium ( $Z = 107$ ), et le Unnilnovium renommé Meitnerium ( $Z = 109$ ), identifiés respectivement en 1981 et en 1982, et l'élément  $Z = 108$ , identifié également à Darmstadt en 1984 et finalement nommé Hassium.

Une expérience menée au cyclotron de Dubna par une équipe de scientifiques du Lawrence Livermore National Laboratory (Californie) et du Joint Institute for Nuclear Research russe en 2004 a permis de produire deux éléments lourds jusqu'alors inconnus. Il s'agit des éléments

"Z=113" et "Z=115" [7]. Selon une convention internationale, les deux nouveaux venus se sont vus attribués les noms provisoires de Ununpentium (Uup) et Ununtrium (Uut).

Puis, tout récemment, le 10 octobre 2006, deux nouveaux éléments super-lourds, le "Z=118" (qui avait fait l'objet d'une annonce d'une découverte en 1999 par N. Ninov au laboratoire de Berkeley puis d'une rétraction) et le "Z=116" ont été synthétisés à Dubna par la même équipe en bombardant des cibles de Californium et de Curium pendant plus de 1000 heures. Trois atomes d'Ununoctium (Z=118) ont été observées indirectement par leurs décroissance  $\alpha$  [8]. Évidemment, ces découvertes devons attendre des confirmations par d'autres expériences de synthèses pour être définitivement validées.

Cette "course aux transuraniens" n'est pas seulement motivée par des raisons de prestige ; depuis que celui-ci a été proposé il y a un siècle par Mendeleïev, les chimistes souhaitent savoir où se termine le tableau périodique des éléments : les édifices nucléaires sont-ils définitivement instables à partir de  $Z = 110$ , comme le pensent certains, ou existe-t-il plus loin un "îlot de stabilité" correspondant à des "éléments super-lourds" dont l'existence est prédite par d'autres modèles théoriques et est-ce que cela risque de remettre en cause la classification de Mendeleïev ?

## 1.4 Îlot de stabilité théorie ou réalité ?

Selon la théorie (modèles de type Nilsson ou Woods Saxon), Le noyau le plus stable de cet îlot devrait être celui avec 114 protons et 184 neutrons. Son temps de demi-vie serait de trente ans. Cette propriété semble inimaginable pour un élément lourd quand on connaît le temps de désintégration des éléments récemment synthétisés : 30 s pour l'élément 114 et 0.28 s pour l'élément 112.

On observe sur la figure 1.4 les temps de demi vie ( $T_{1/2}$ ) pour quelques noyaux VHE et SHE [9], chaque courbe représente une série d'isotopes. Ces courbes mettent clairement en lumière deux types de comportements : pour  $Z \leq 102$  (VHE) et pour chaque série d'isotope, l'élément le plus stable correspond à  $N=152$  ( indépendamment du  $Z$  du noyau). Dans cette région (VHE), les noyaux semblent donc être "attirés" par le gap  $N=152$  qui correspond à un nombre magique déformé. Pour  $Z \geq 104$  le comportement des courbes change et les noyaux commencent à être sensibles à un autre gap correspondant à un nombre magique de neutrons plus grand.

C'est la structure en couches de ces noyaux qui permet l'existence de tel noyaux relativement stables et, si les résultats des dernières expériences sont confirmés, ils représenteraient une étape de plus qui permettra de mieux cerner cet "îlot de stabilité" prédit par la théorie mais jamais mis en évidence. Ce gap devrait rendre stables des noyaux encore plus lourds présentant probablement de nouvelles propriétés chimiques.

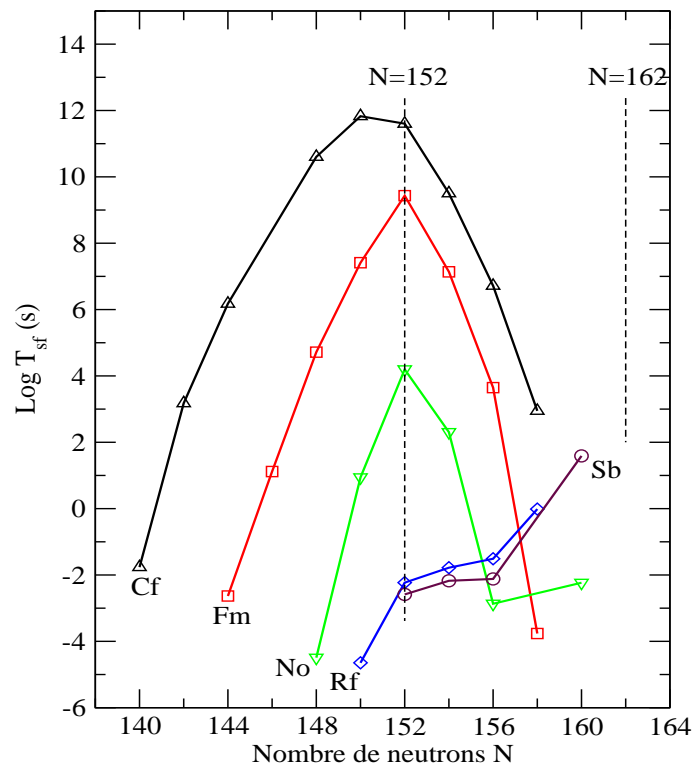


FIG. 1.4 – Durée de vie des noyaux lourds en fonction de N pour plusieurs séries isotopiques [9]

## 1.5 Des éléments très lourds aux super-lourds

### Les éléments très lourds (VHE)

Par convention, on appelle éléments très lourds (VHE) les éléments ayant un numéro atomique supérieur à 92. Ces éléments sont en général radioactifs. On les identifie par l'intermédiaire de leurs produits de désintégration successifs, le plus souvent par leurs décroissances  $\alpha$ . Le temps de réaction des détecteurs utilisés est environ un million de fois inférieur à la durée de vie (quelques ms) des noyaux étudiés. Ceci permet de suivre les événements qui se produisent et se succèdent. Connaissant les énergies des transitions  $\alpha$ , on peut remonter au noyau d'origine et l'identifier. Il est donc important d'observer tous les  $\alpha$  d'une chaîne de décroissance et ainsi adapter les dispositifs expérimentaux dans le souci d'assurer une efficacité de détection  $\alpha$  maximale.

### Série des Actinides ( $89 \leq Z \leq 103$ ) :

Une partie des éléments très lourds (qui sont tous des transuraniens) appartient à la famille des actinides. Les actinides représentent une série de quinze éléments radioactifs du tableau périodique dont les numéros atomiques sont compris entre 89 et 103. Les quatre premiers éléments naturels ( $Z \leq 92$ ) : l'Actinium, le Thorium, le Protactinium et l'Uranium. Les autres

dont les numéros atomiques sont supérieurs à 92 sont synthétisés par l'homme et sont appelés éléments transuraniens. Il s'agit des éléments suivants : le Neptunium, le Plutonium, l'Americi-ium, le Curium, le Berkélium, le Californium, l'Einsteinium, le Fermium, le Mendélévium, le Nobélium et le Lawrencium.

### Éléments Transuraniens ( $Z > 92$ ) :

Les éléments chimiques dont le numéro atomique est supérieur à 92, celui de l'uranium, sont appelés les éléments transuraniens. Une vingtaine de ces éléments ont été identifiés et ils comportent plus de 100 isotopes radioactifs généralement synthétisés en bombardant des atomes lourds par des faisceaux de particules comme les neutrons (produits dans les réacteurs nucléaires) ou des ions plus ou moins lourds, accélérées à grande énergie dans des cyclotrons ou des accélérateurs linéaires.

### Les éléments super-lourds (SHE, $Z \geq 104$ ) :

La limite entre très lourds et super-lourds est un peu ambiguë dans la communauté des physiciens nucléaires. Ce nom est généralement donné aux éléments transuraniens qui ont un nombre de protons supérieur à 104. On pourrait en effet considérer que seuls les éléments faisant partie de l'îlot de stabilité SHE puissent porter cette dénomination. Cependant une telle définition ne résoudrait pas le problème de frontière avant que l'îlot ne soit entièrement exploré. On a cependant observé sur la figure 1.4 un changement de comportement pour  $Z \geq 104$  que l'on pense être lié aux gaps VHE.

## 1.6 Conditions de synthèse et sections efficaces

Deux principales contraintes expérimentales sont à l'origine de la difficulté de la production des SHE. La première est la rareté de couples cible-projectile permettant de les synthétiser. En effet, les SHE étant très riches en neutron, il faudrait à la fois une cible et un projectile riches en neutrons, or ceux là ne sont pas forcément stables, d'où la difficulté. L'autre contrainte de taille est l'ordre de grandeur des sections efficaces de production. En se rapprochant de la région des super-lourds la compétition entre fusion évaporation et fission devient très forte, la probabilité de fission dans ce type de noyaux est extrêmement élevée (4 à 5 ordres de grandeur supérieur à celle de la fusion), la section efficace diminue exponentiellement d'un ordre de grandeur à chaque augmentation d'une unité de  $Z$  et on arrive très vite à des sections efficaces de l'ordre du picobarn à partir de  $Z \geq 110$  comme le montre la figure 1.5. Cette diminution rapide de la section efficace avec l'augmentation de  $Z$  impose des conditions expérimentales extrêmement sévères pour la détection des noyaux les plus lourds.

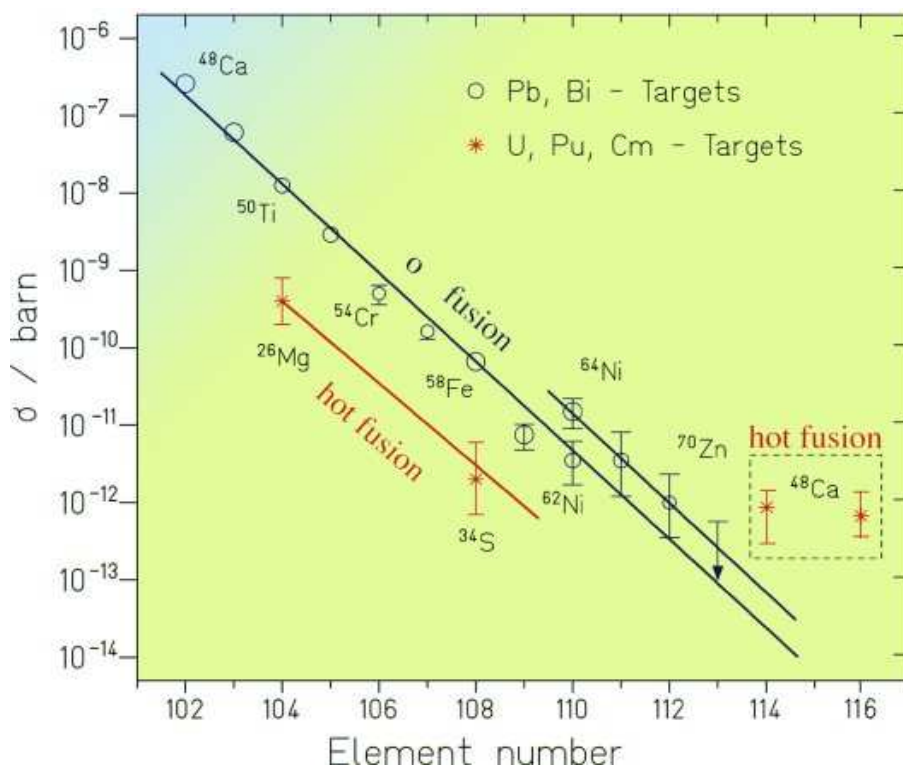


FIG. 1.5 – Sections efficaces pour la production des éléments super-lourds [9]

On verra au chapitre 8 les différentes méthodes de fusion utilisées pour la synthèse de ces éléments dont la fusion chaude et la fusion froide<sup>2</sup>. C'est cette dernière qui est généralement utilisée notamment par l'emploi de cibles et/ou projectiles magiques ou doublement magiques comme  $^{208}\text{Pb}$  et  $^{48}\text{Ca}$  pour lesquels la section efficace de fusion est relativement élevée. On constate que nous atteignons aujourd'hui les limites de nos capacités technologiques. On ne peut actuellement plus compenser des faibles productions que par des temps de faisceaux extrêmement longs (de l'ordre de plusieurs mois) ou par des faisceaux beaucoup plus intenses dont l'utilisation demande des développements technologiques.

<sup>2</sup>Dans la fusion froide, une fois la barrière coulombienne franchie, une grande partie de l'énergie de la réaction sert à combler la grande valeur négative de la chaleur de réaction induite par la magie de la cible et/ou projectile. De fait, le noyau composé obtenu a une énergie d'excitation relativement faible, ce qui implique que le nombre de neutrons émis soit faible

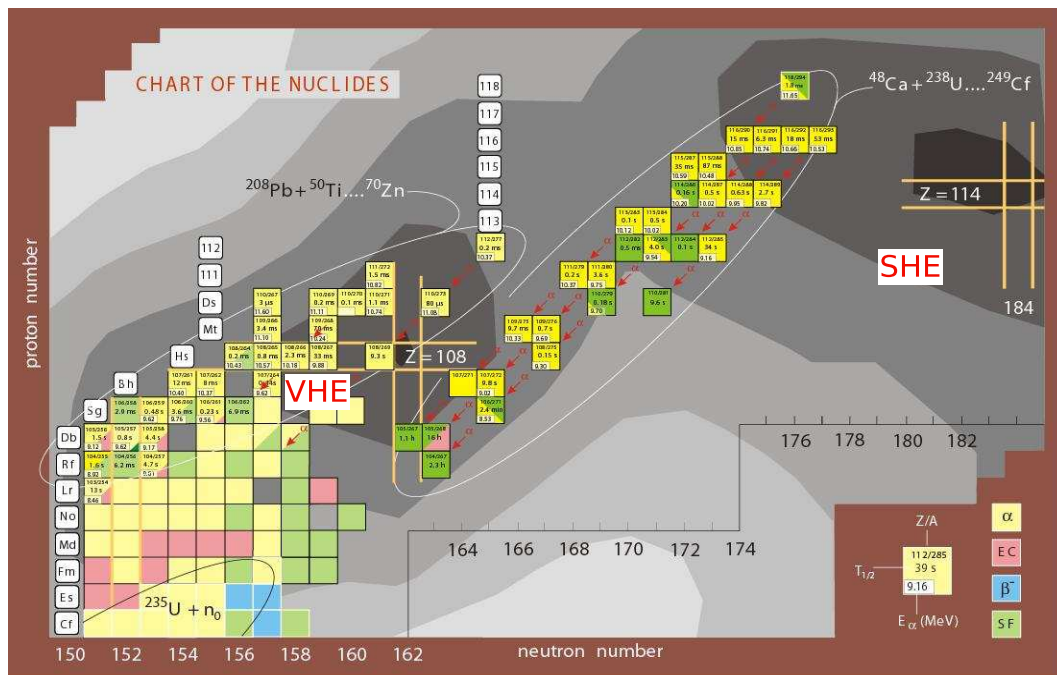


FIG. 1.6 – Charte des nuclides montrant les régions VHE et SHE (Oganessian JINR - Dubna) [6]

La figure 1.6 représente la partie de la charte des nuclides montrant les deux régions VHE et SHE. Les isotopes produits dans des réactions de fusion froide à l'aide de cible de  $^{208}\text{Pb}$  et  $^{209}\text{Bi}$  sont représentés à l'intérieur de la ligne ovale blanche du côté gauche, alors que ceux créés dans des réactions de fusion chaude avec projectiles  $^{48}\text{Ca}$  sont représentés à l'intérieur de la ligne blanche vers la droite. Les différents modes de décroissance sont aussi indiqués par différentes couleurs ainsi que les durées de vie. En arrière plan, les contours en niveau de gris représentent la contribution de l'effet de couches à l'énergie de liaison nucléaire (modèle de type W.S.) : plus la couleur est foncée, plus l'effet de couche est grand. A proximité de l'îlot de stabilité (couches fermées - secteurs foncés à droite) les noyaux subissent principalement des décroissances  $\alpha$ . Au fur et mesure que les noyaux fils s'éloignent des régions de forte stabilité (magiques) ( $Z=108$ ,  $N=162$ ) et ( $Z = 114$ ,  $N = 184$ ) pour ce calcul, la fission spontanée devient plus probable, voir dominante. Aux frontières de l'îlot de stabilité, un noyau peut avoir ces deux modes de décroissance.

Outre ces aspects, cette figure illustre également la difficulté d'accès à cet îlot de stabilité. En effet, il n'existe pas actuellement de couple cible-projectile assez riche en neutrons permettant de l'atteindre. Cependant, les progrès et développements à venir, effectués dans le domaine des faisceaux radioactifs (GANIL, Dubna), permettront, avec l'association de cibles radioactives riches en neutrons (Dubna), d'obtenir des couples cible-projectile assez riches en neutrons. La synthèse de noyaux de cet îlot super-lourds deviendrait ainsi envisageable.

Si l'on arrive à synthétiser des noyaux super-lourds, se posera alors le problème de l'identification après la formation de ces noyaux. En effet, si ces noyaux sont stables, leur identification sera possible grâce, par exemple, à des études physico-chimiques. Cependant, s'ils sont radioactifs  $\alpha$ , leur chaîne de décroissance  $\alpha$  aboutira à des noyaux se trouvant dans une région inconnue



de la charte et loin de la stabilité, où la fission sera très probablement dominante. Cette région, encore inexplorée et dont on ignore tout du mode de décroissance des noyaux qui la peuple, est donc importante pour l'étude des noyaux super-lourds. L'identification de ces noyaux à partir de leurs noyaux fils par décroissance  $\alpha$  nécessite l'exploration préliminaire de cette région de la charte. On verra au chapitre suivant qu'une autre voie, basée sur l'étude spectroscopique des noyaux très lourds et la déformation nucléaire, peut apporter certaines réponses sur la structure nucléaire des noyaux super-lourds.

## 1.7 Modèles théoriques

Les premières "briques" des descriptions théoriques réalistes des noyaux super-lourds ont été posées en 1966. Ces calculs ont été basés sur les corrections de couches (méthode macroscopique-microscopique). De tels calculs ont placé le centre doublement magique de l'îlot de stabilité des noyaux super-lourds de longue durée de vie à  $Z=114$ ,  $N=184$ . Ce résultat est resté pratiquement incontesté jusqu'aux années 90 où des modèles plus raffinés, basés sur la théorie du champ moyen auto-consistant et les interactions effectives nucléon-nucléon ont commencé à être systématiquement appliqués aux noyaux super-lourds.

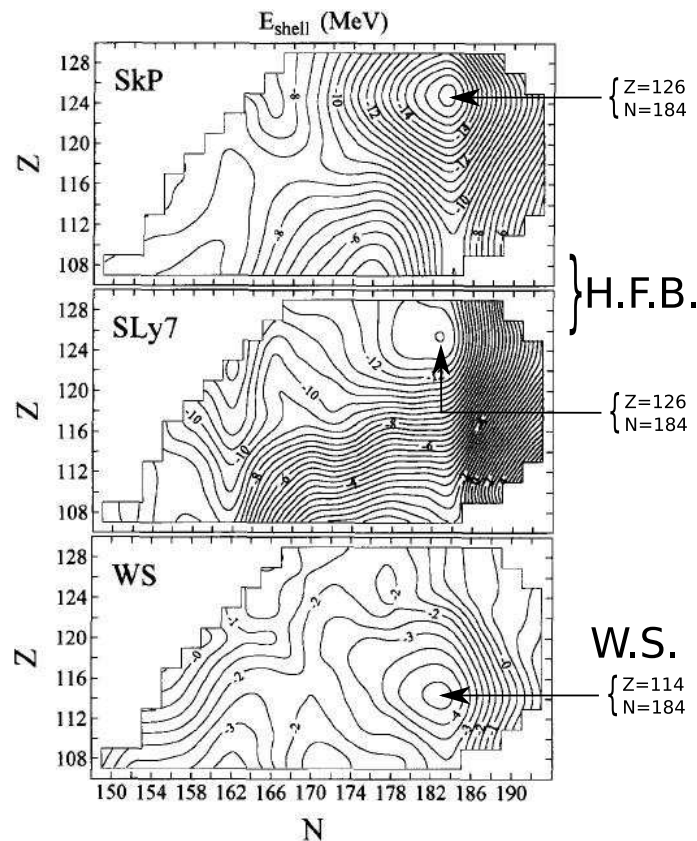


FIG. 1.7 – Comparaison entre les calculs de type H.B.F. et W.S. [9]

Il y a généralement deux types d'approches pour calculer les énergies de correction de couches :

- Les modèles de champ moyen où l'on suppose les nucléons plongés dans un potentiel moyen. Ce sont les modèles de type Nilsson ou Woods-Saxon (W.S.)
- Les modèles de champ moyen auto-consistants où l'on utilise à la base une interaction effective entre chaque paire de nucléons pour déterminer le potentiel moyen. Cette approche se divise principalement en deux sous-catégories :
  1. Le modèle de Hartree-Fock-Bogoliubov (H.F.B.)
  2. Le modèle de champ moyen relativiste (Relativistic Mean Field R.M.F.)

Comme le montre la figure 1.7 et le tableau 1.1, ces modèles diffèrent dans leurs prédictions de l'îlot de stabilité magique. L'approche W.S. situe l'îlot superlourd sphérique à  $Z=114$ ,  $N=184$  alors que la méthode H.F.B. donne comme nombres magiques  $Z=126$ ,  $N=184$  et la méthode R.M.F. prédit une autre configuration  $Z=120$ ,  $N=172$ .

Modèle	Z	N
W.S.	114	184
H.F.B.	126	184
R.M.F.	120	172

TAB. 1.1 – Comparaison entre les calculs de type H.B.F. et W.S.

Cette discordance de prédictions entre ces différents modèles est généralement attribuée au traitement et à la nature de l'interaction spin-orbite. Ceci montre bien la difficulté et le danger d'extrapoler des calculs vers une région de masse encore inexplorée. On peut, dès lors, naturellement se poser les questions suivantes :

- Quelle est la bonne prédiction ?
- Où se situe l'îlot de stabilité ?
- Quelle est la nature de l'interaction nucléaire et spin-orbite ?
- Quelle est la structure des noyaux super-lourds ?
- Où se situe la limite de la stabilité nucléaire ?

Seules des investigations expérimentales dans cette région permettraient d'apporter des réponses précises à ces questions et d'améliorer les modèles défailants grâce aux nouvelles contraintes apportées par ces informations expérimentales. Néanmoins, on verra dans le chapitre suivant, que l'étude spectroscopique des noyaux très lourds (VHE) peut apporter des informations précieuses sur cette région des noyaux super-lourds.

# Chapitre 2

## Spectroscopie des éléments très lourds (VHE)

### 2.1 Les VHE : motivations

#### 2.1.1 Les noyaux magiques sphériques

La recherche pour les éléments super-lourds est pour le moment guidée par des calculs théoriques. En effet, s'il est établi expérimentalement que l'existence de ces éléments peut seulement être due aux effets de couches. La localisation et même l'existence prédite d'un îlot de stabilité n'est pas encore expérimentalement établie. De fait, la prévision des nombres magiques correspondants revêt une importance particulière. Or, les différentes descriptions théoriques, n'ayant pas les mêmes "ingrédients", elles ne mènent pas exactement aux mêmes nombres magiques. De ce fait, toute indication indirecte qui pourrait être extraite à partir des données expérimentales sur les éléments très lourds (VHE) peut imposer une contrainte relativement forte aux modèles.

#### 2.1.2 Influence de la déformation sur les orbitales

On a, par le passé, établi expérimentalement le fait que la déformation nucléaire a une influence sur les positions des orbitales nucléaires à une particule, on verra ici que cela permet de relier les propriétés de l'état fondamental de noyaux SHE à celles de noyaux VHE. La déformation induit une levée de dégénérescence des états quantiques de même moment angulaire  $J$  comme on peut le voir sur la figure 2.1 pour les orbitales qui ferment les gaps sphériques. L'éclatement et le déplacement des orbitales de même  $J$  par l'effet de la déformation permet l'apparition de nouveaux gaps "déformés". Cet effet a été observé de nombreuses fois dans les noyaux superdéformés avec un rapport d'axe 2/1 pour lesquels des états d'une couche majeur  $N$  se retrouvaient dans la couche  $N-2$  de même parité induisant des effets typiques liés aux quasi-croisements d'orbitales [10].

Dans ce type de noyaux déformés, les orbitales de grand moment angulaire  $J$  sont très sensibles à la déformation. De plus, le moment d'inertie dynamique des noyaux peut être fortement influencé par la présence de telles orbitales autour de la surface de Fermi.

Sur la figure 2.1, on peut observer ce genre de niveaux à "fermeture de gaps" provenant de l'orbitale proton  $i_{11/2}$  ( $\Omega=1/2$ ) illustré par la ligne discontinue en rouge. On peut voir sur ce schéma à une particule [11] que cette orbitale referme le gap sphérique  $Z=126$  et les gaps plus déformés comme  $Z=110$  et  $Z=104$ . Du côté des neutrons (cf. fig. 2.2), on peut voir que les gaps  $N=152$  et  $N=154$  sont également refermés par de telles orbitales.

Le gap  $Z=102$  est déformé et semble être assez large ( $\alpha_{20} = 0.1$  à  $0.3$ ) tandis que celui à  $Z=104$  est plus étroit ( $\alpha_{20}$  autour  $0.25$ ). Du côté des neutrons 2.2, la position du gap  $N=152$  conduit à une déformation  $\alpha_{20}$  autour  $0.25$  tandis que le gap  $N=154$  conduit lui à des déformations plus élevées. En outre, on constate que plus la déformation est grande, plus les orbitales à haut  $J$  se retrouvent près du niveau de Fermi des noyaux VHE.

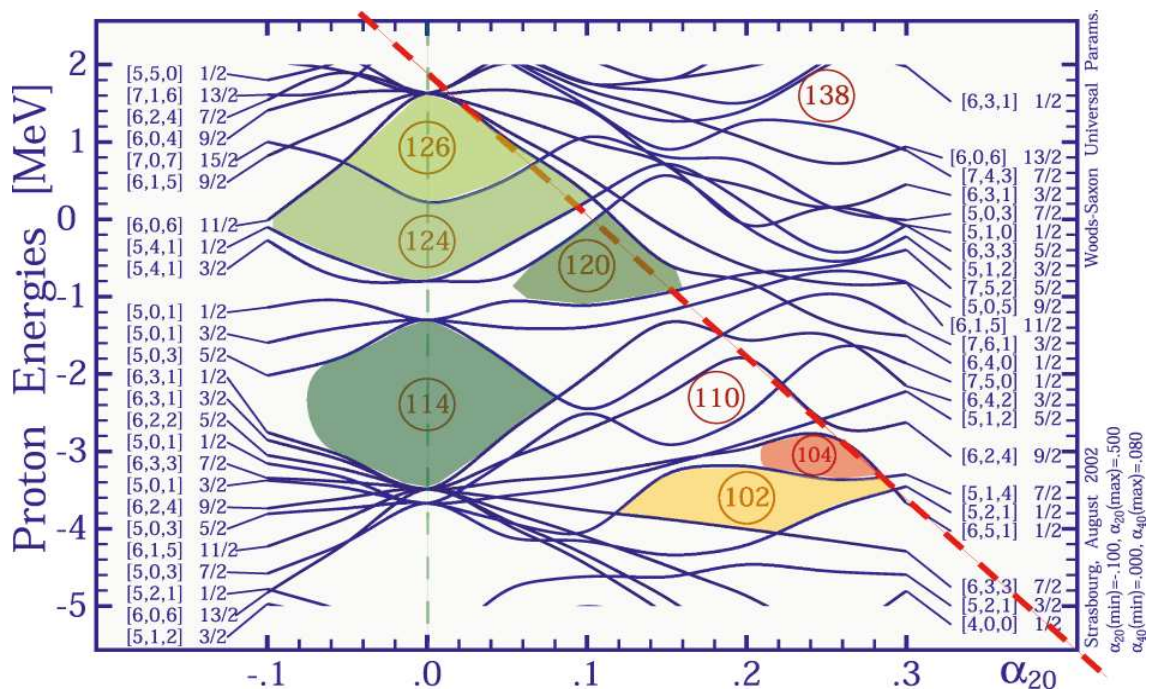


FIG. 2.1 – Énergie à une particule des protons pour les éléments VHE [11]

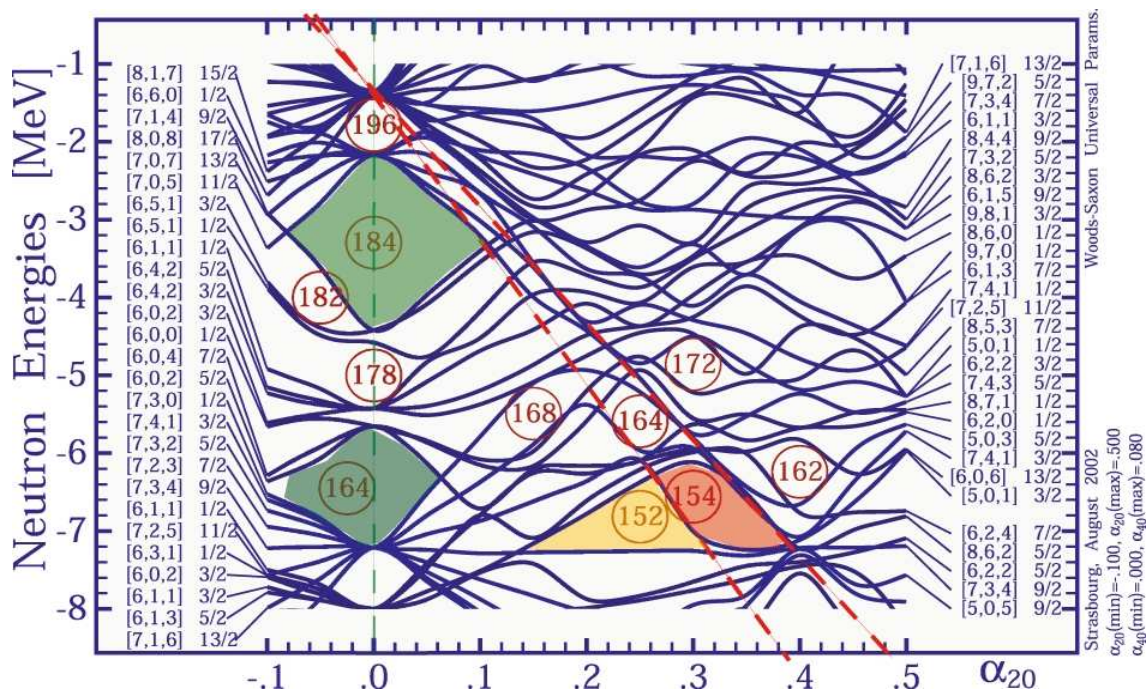


FIG. 2.2 – Énergie à une particule des neutrons pour les éléments VHE [11]

### 2.1.3 Influence de la rotation et importance des orbitales de grand J

Ces orbitales, avec leur  $J$  élevé, sont très sensibles à la rotation étant donné qu'elles présentent un fort potentiel de variation de projection de leur moment angulaire  $J$  sur l'axe de rotation. De fait, elles peuvent provoquer un comportement particulier du moment d'inertie avec la fréquence de rotation. On peut à nouveau citer en exemple, les états "intruder" ou orbitales intruses. Sous l'effet de la forte déformation, certaines orbitales correspondant à un nombre quantique principale  $N$ , se retrouvent localisés en énergie dans une couche correspondant à des niveaux de nombre quantique principale moindre ( $N-1$ ,  $N-2$  ...), ce type d'orbitales est appelé orbitale intruse et joue un rôle crucial dans la structure des noyaux superdéformés. La sensibilité à la fréquence de rotation, due à l'alignement des moments angulaires comme on le voit sur la figures 2.3 provoque habituellement des comportements particuliers telles qu'une augmentation et un changement rapide du moment d'inertie dynamique de ces noyaux fortement influencé par la présence de telles orbitales.

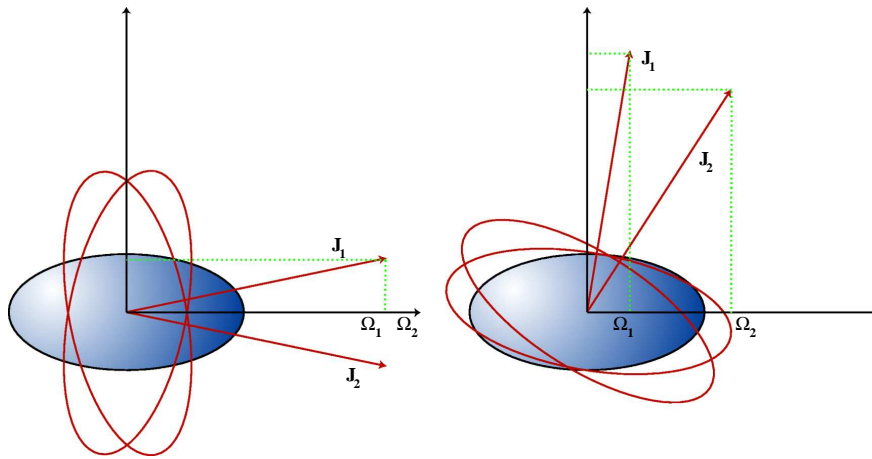


FIG. 2.3 – Effet de l'alignement du moment angulaire

En plus des différentes informations sur la structure nucléaire et la spectroscopie qu'on pourra obtenir en étudiant les éléments très lourds, l'étude de ces éléments nous permettra de mieux cerner la position de l'îlot de stabilité.

## 2.2 Contraintes physiques et expérimentales sur la spectroscopie VHE

### 2.2.1 Sections efficaces - Difficulté d'accès à la région des noyaux VHE

Comme on a vu au chapitre précédent, parmi les contraintes rendant l'accès à la région des noyaux VHE difficile est la section efficace de production. Ces sections efficaces pour la plupart des couples cible-projectile sont très faibles (cf. fig. 1.5) et dépendent étroitement du couple choisi (cf. fig. 1.5, tab. 9.1).

La faiblesse de ces sections efficaces impose des conditions expérimentales sévères pour la détection des noyaux très lourds. Les réactions ayant les meilleures sections efficaces de fusion sont celle mettant en jeu des couples cible-projectiles magiques ou doublement magiques ( $^{48}\text{Ca}, ^{208}\text{Pb}$ ). Certaines réactions avec cibles actinides radioactives (Cm, Cf, U) et faisceaux légers (C, O, Ne) offrent elles aussi des sections efficaces (cf. fig. 9.9) accessibles moyennant l'utilisation de certaines méthodes de détection et d'identification. La méthode RDT basée sur l'identification par décroissance  $\alpha$  qu'on verra au chapitre 5 est tout à fait adaptée à ces cas à condition de fonctionner en mode trigger-less comme on le verra au chapitre 6.

### 2.2.2 La fission, comme phénomène limitant

Une autre contrainte, liée à la précédente, dans l'étude des VHE est leur forte probabilité de fission. Ce phénomène augmente généralement avec le numéro atomique  $Z$  (plus précisément

avec le paramètre de Fissilité  $Z^2/A$ ) du noyau et il est d'autant plus fort dans la régions des très lourds. Il entre de ce fait, en compétition directe avec la fusion.

La production d'éléments lourds et super-lourds est donc confrontée au problème de la survie des noyaux après formation du noyau composé. Dans la plupart des cas, le noyaux composé n'est pas stable et se désintègre en fissionnant. Dans la région de masse des noyaux très lourds, la probabilité de fission est supérieure à celle de la fusion-évaporation de plusieurs ordre de grandeur (cf. fig. 9.1). Cette dernière varie entre la dizaine de nanobarns et le microbarn selon les réactions.

Nous verrons au chapitre 8 que, d'une façon générale, la synthèse des noyaux super-lourds est schématiquement gouvernée par deux étapes : la fusion complète des deux noyaux initiaux pour former un noyau composé puis la désexcitation de ce noyau composé par l'évaporation de neutrons. Chacune de ces étapes est en compétition avec d'autres processus qui entraînent la fragmentation du système. La fusion est en compétition avec la quasi-fission et le refroidissement par évaporation avec la fission. Dans la région de masse dans laquelle on travaille, la fission est donc dominante. Elle libère en moyenne (selon l'excitation du noyau formé) une vingtaine de  $\gamma$  par noyau. En pratique, nos détecteurs Germanium et l'électronique associée ne peuvent supporter des taux de comptage supérieurs à  $\sim 7000$  coup/s par voie pour de l'électronique analogique et à  $\sim 70\,000$  coup/s par voie pour de l'électronique digitale du fait du phénomène d'empilement au sein du détecteur (pile-up). Cette activité  $\gamma$  est due essentiellement, pour des cibles faiblement radioactives, au phénomène de la fission. L'activité  $\gamma$  étant proportionnelle à l'épaisseur de cible comme à l'intensité du faisceau, elle limite donc ces deux paramètres qui permettent d'augmenter la production du noyau VHE.

On doit donc s'assurer que pour l'épaisseur de cible optimale, l'activité  $\gamma$  sur un détecteur est inférieure à cette limite et calculer l'intensité maximum du faisceau qui permettra de ne pas dépasser ce seuil. Ce point sera détaillé au chapitre 7.

## Deuxième partie

### Techniques expérimentales



# Chapitre 3

## Systèmes de détection adaptés à la spectroscopie des VHE

### 3.1 Spectroscopie des VHE à Jyväskylä

#### 3.1.1 Le multidétecteur $\gamma$ JUROGAM I

L'exploration de nouvelles structures nucléaires et de noyaux peuplés à haut spin (notamment les noyaux superdéformés) a été possible grâce au développement de puissants multidétecteurs  $\gamma$  ayant une grande efficacité totale ( $\geq 5\%$ )<sup>1</sup> pour la détection  $\gamma$ . Ces systèmes ont été spécialement conçus et optimisés pour la détection de cascades  $\gamma$  de haute multiplicité émis par des noyaux en vol grâce à un effort constant d'obtenir une granularité toujours plus grande.

Avec le multidétecteur EUROGAM, né d'une collaboration Franco-Anglaise, on comptait dans sa phase I 45 détecteurs Ge HP (Hyper Pur) de 70 % d'efficacité<sup>2</sup>. Cet ensemble a été utilisé auprès du Tandem de Daresbury. Pour améliorer la réponse de ces détecteurs à un angle de 90° par rapport à l'axe du faisceau, des détecteurs clover ont été ajoutés sur deux couronnes le long de ce plan. EUROGAM II, installé auprès du Vivitron de Strasbourg, comptait dans cette géométrie 2 calottes de 15 détecteurs tronconiques issus de la phase I et 24 détecteurs clover. Ces clover sont composés de 4 cristaux de Ge HP de 20% d'efficacité. Le multidétecteur EUROBALL a fait suite à EUROGAM II tout d'abord à Legnaro puis à Strasbourg dans sa phase IV. Cet ensemble était constitué de 15 détecteurs Cluster (7 diodes encapsulées Ge HP de 70% d'efficacité), 26 clover et 30 tapered. Tout comme les deux ensembles précédents, ce système a été conçu pour optimiser la détection des cascades  $\gamma$  de haute multiplicité. Dans sa phase IV, une "boule interne" en BGO a été ajoutée à l'intérieur de la boule Ge aux angles solides non couverts par les détecteurs Ge [10].

Suite aux fructueuses campagnes de mesures EUROBALL, et en attendant de disposer de la génération suivante de multidétecteurs (AGATA) pour lequel un programme de R&D est

---

<sup>1</sup>Par convention, cette efficacité est mesurée à 1.33 MeV

<sup>2</sup>Par rapport à un détecteur NaI de 3"x3" placé à 25 cm de la source.

en cours, la collaboration a décidé de mettre à profit ses ressources pour des projets de plus petite envergure associant une partie des détecteurs Ge EUROBALL à d'autres systèmes de détection. De cette idée plusieurs systèmes de détection sont nés dont : JUROGAM, RISING et CLARA.

Le multidétecteur  $\gamma$  JUROGAM a été le détecteur  $\gamma$  le plus performant monté à ce jour au laboratoire de physique nucléaire de l'Université de Jyväskylä, après l'expérience déjà acquise avec le multidétecteur  $\gamma$  précédent et plus petit, JUROSPHERE [12].

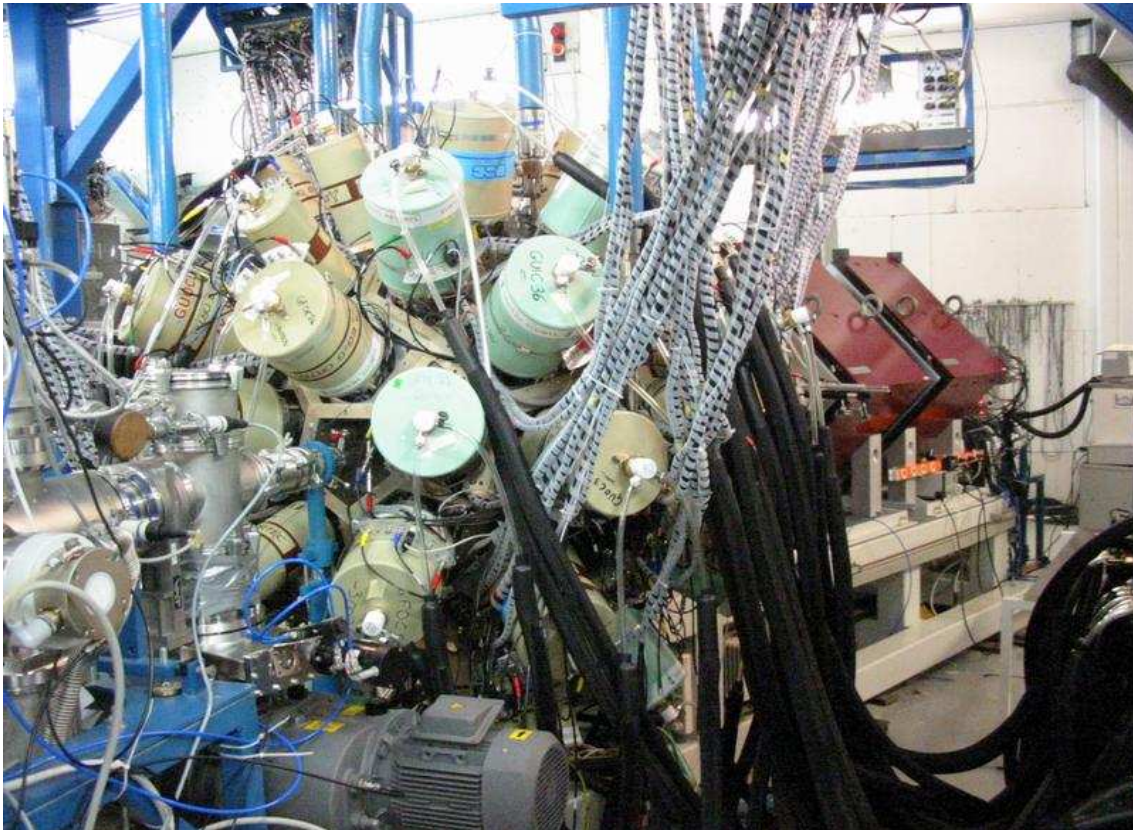


FIG. 3.1 – Le Multidétecteur  $\gamma$  JUROGAM devant le séparateur RITU

Monté à Jyväskylä au printemps 2003 à l'amont du séparateur RITU, le multidétecteur  $\gamma$  JUROGAM (cf fig.3.1) est constitué de 43 détecteurs Ge HP tronconiques associés à des enceintes anti-Compton. Les détecteurs Ge sont de deux types, des "phases I" (EUROGAM) et des "GASP" (Gamma Array SPectrometer [15]), fournis par la collaboration EUROBALL et la collaboration franco-anglaise (loan pool). Cet ensemble, qui correspond à la géométrie EUROGAM I hormis deux détecteurs qui n'ont pas été montés du fait de l'encombrement du piètement de RITU. Ce système a été mis en place spécialement pour l'observation d'états nucléaires très faiblement peuplés des noyaux très lourds ou riches en protons avec des sections efficaces allant du microbarn jusqu'à quelques dizaines de nanobarns. Dans cette géométrie, le multidétecteur EUROGAM I était conçu sur la base d'une électronique analogique modulaire au format NIM. Le trigger s'y faisait en HARD dans une carte dédiée. Dans le cadre de JUROGAM,

la collaboration a opté pour un système "TRIGGER LESS" grâce à l'utilisation et au codage du temps issu d'une horloge à 100 MHz (métronome) qui marque chaque détection de rayonnement ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  ou recul). Les événements sont ensuite reconstruits en soft. Le développement d'un tel système a été motivé par la difficulté à régler la coïncidence en temps entre la boule  $\gamma$  et le détecteur de recul RITU dans le cas de très faibles sections efficaces. Un système "TRIGGER LESS", qui sera détaillé plus loin, permet en effet de relire les données à volonté et d'optimiser le réglage de cette coïncidence sur une statistique raisonnable voir sur la statistique totale de l'expérience.

Avec ses 43 détecteurs, JUROGAM est doté d'une efficacité  $\gamma$  totale de 4.3 %<sup>3</sup>. Couplé au puissant spectromètre de recul RITU avec son plan focal "GREAT" (conçu pour détecter les noyaux d'implantation, ainsi que les  $\alpha$  issus de la radioactivité, les électrons et les transitions  $\gamma$  isomériques de ces noyaux), Le système JUROGAM-RITU-GREAT constitue l'un des dispositifs les plus efficaces dans le monde pour la spectroscopie prompte des noyaux transférmiens. La majeure partie du temps de faisceau au laboratoire JYFL a été consacré aux réactions utilisant la technique RDT (Recoil Decay Tagging) basée sur la corrélation avec la chaîne de décroissance du recul détecté au plan focal. Ceci a été réalisé grâce à une vaste collaboration internationale entre le laboratoire JYFL et d'autres groupes de pays étrangers.

### Coïncidence $\gamma - \gamma$

Les techniques de coïncidence  $\gamma - \gamma$  nous permettent de reconstruire le schéma de niveaux des noyaux et d'obtenir les relations d'intensité entre les différentes transitions et leur assignation. Cette notion est basée sur la mesure du temps (instant) d'émission des radiations  $\gamma$ . Lorsque deux rayonnements  $\gamma$  sont enregistrés dans un intervalle de temps inférieur à une certaine valeur (choisie par la physique), on dit qu'ils sont en coïncidence ou qu'ils sont issus d'une même cascade. La granularité du multidétecteur JUROGAM due aux 43 détecteurs, nous permet de sélectionner et d'étudier des événements à haute multiplicité et à haut FOLD (le FOLD étant le nombre de cristaux germanium touchés dans un intervalle de temps très court, disons quelques dizaines de ns)

### Système anti-Compton

Le type de réactions étudiées à l'aide JUROGAM étant de faible section efficace, il est important de réduire le bruit de fond généré par le phénomène de diffusion Compton ce qui permet d'améliorer le rapport pic sur total du système et d'étudier des coïncidences d'ordre élevé en minimisant l'influence des coïncidences de type pic-fond. Le multidétecteur JUROGAM est doté d'un système anti-Compton (AC) constitué de cristaux de BGO entourant les détecteurs Germanium et collimatés avec des blocs de tungstène ( $Z=74$ ) afin que les BGO ne soient pas exposés au rayonnement électromagnétique direct provenant de la cible<sup>4</sup>. Ce processus

<sup>3</sup>Efficacité à 1.33 MeV.

<sup>4</sup>Cette technique de collimation a été utilisée pour les différents multidétecteurs que j'ai utilisé à l'exception de GABRIELA à Dubna où, du fait du faible comptage au plan focal, l'apport des collimateurs était moins important que celui du gain en efficacité obtenu par le rapprochement des détecteurs permis par la suppression des collimateurs.

d'élimination des  $\gamma$  Compton est schématisé sur la figure 3.2.

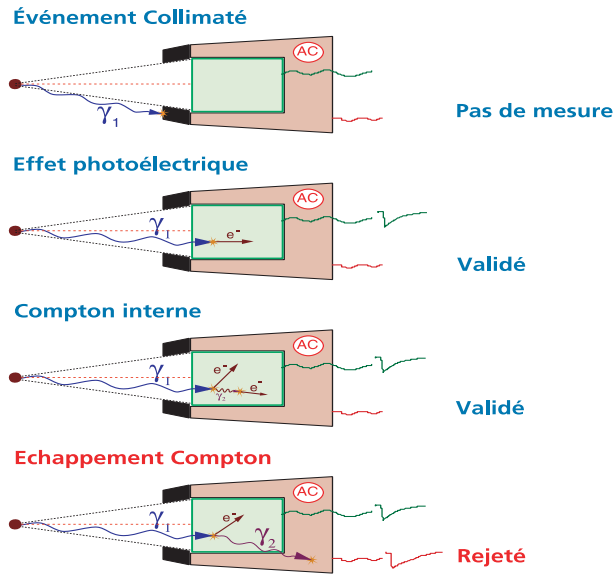


FIG. 3.2 – Représentation du fonctionnement du système anti-Compton [10]

Dans le premier cas de la figure 3.2, le photon touche le collimateur et y est absorbé. Dans ce cas, il n'y aura de mesure ni dans le germanium (Ge) ni dans l'enceinte Anti Compton. Dans le deuxième cas, le photon interagit dans le Ge et y induit un effet photoélectrique. Il y perd toute son énergie; c'est le cas idéal et l'énergie du  $\gamma$  est intégralement mesurée. Dans les deux derniers cas, le photon donne lieu à un effet Compton au sein du Ge. Si le photon Compton induit un effet photoélectrique dans le Ge (cas 3), toute l'énergie du photon incident est déposée dans le cristal Ge, l'énergie sera mesurée correctement. Enfin dans le quatrième cas, le photon Compton s'échappe du cristal Ge et est détecté par le BGO. Le signal qu'il y induit nous permet de supprimer la mesure du Ge dans lequel seulement une partie de l'énergie du  $\gamma$  a été déposée.

### 3.1.2 Le détecteur d'électrons SACRED

En s'approchant des régions de masse des noyaux lourds et très lourds, la conversion interne des transitions électromagnétiques de basse énergie devient un phénomène limitant pour la spectroscopie  $\gamma$ . Une grande partie des rayons  $\gamma$  émis dans ces noyaux sont convertis en cédant leur énergie à des électrons du cortège électronique du noyau. Ce phénomène peut prendre des proportions considérables notamment pour les noyaux de  $Z$  élevé. De ce fait, la nécessité de développer et d'utiliser, en parallèle ou en conjonction avec les détecteurs germanium, des systèmes capables de détecter les électrons de conversion et mesurer leur énergie dans des réactions de fusion-évaporation de noyaux VHE s'avère nécessaire.

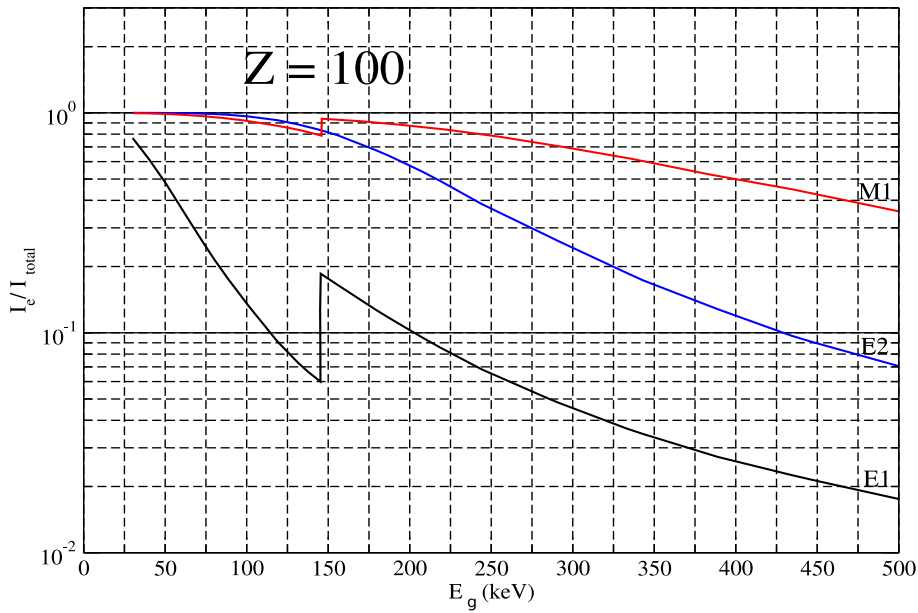


FIG. 3.3 – Intensité relative de la conversion interne des transitions électromagnétiques par rapport à l’intensité  $\gamma$  totale en fonction de l’énergie des rayons  $\gamma$  dans la région des VHE (calculée à partir de [17]).

La figure 3.3 illustre l’importance que prend la conversion électronique quand on s’approche de la région des noyaux très lourds. La figure représente l’intensité relative de la conversion par rapport à l’intensité  $\gamma$  totale pour les différents types de transition E1, E2, M1 pour un noyau VHE ( $Z=100$ ). Ces intensités ont été calculées à partir des coefficients de conversion théoriques ( $\alpha = I_e/I_{tot}$ ) calculés par F. Rösel et al [17] (avec une erreur relative allant de 3% à 5%). Le changement brusque de l’allure de la courbe à une énergie de  $\sim 142$  keV est dû au passage à la couche atomique K. En effet, au delà de l’énergie  $E_K$  de la couche K, on a suffisamment d’énergie disponible pour que les électrons de cette couche participent également au phénomène.

Le taux de conversion électronique dépend de l’énergie de la transition gamma et du type de cette dernière et augmente avec le  $Z$  du noyau. Quelques valeurs des coefficients de conversion dans plusieurs domaines d’énergie sont représentés sur le tableau 3.1, ainsi que l’intensité de la conversion électronique par rapport à l’intensité totale de la transition. On constate que, à énergie égale, d’une part, les transition de type E1 sont beaucoup moins converties que celles de type E2 et M1 et d’autre part ces deux derniers types sont très convertis notamment à basse énergie ( $\sim 99\%$  à 50 keV et  $\geq 90\%$  à 100 keV) et sont très difficile à mesurer sans disposer d’un détecteur d’électrons.

<b>Z=100</b>	<b><math>E_\gamma</math> (keV)</b>	50	100	142,5 (av. seuil)	149,5 (ap. seuil)	200	300	400
Transition E1	$\alpha$	0,89	0,15	0,06	0,21	0,11	0,05	0,03
	$I_e/I_{\text{total}}$ (%)	47,09%	13,04%	5,66%	17,36%	9,91%	4,58%	2,63%
Transition E2	$\alpha$	728	27	5,2	4,31	1,3	0,32	0,13
	$I_e/I_{\text{total}}$ (%)	99,86%	96,43%	83,87%	81,17%	56,52%	24,24%	11,50%
Transition M1	$\alpha$	79,3	11,2	4,1	15,2	6,68	2,15	1,05
	$I_e/I_{\text{total}}$ (%)	98,75%	91,80%	80,39%	93,83%	86,98%	68,25%	51,22%

TAB. 3.1 – Illustration des coefficients de conversion interne et de leur effet pour différents domaines d'énergie et différents type de transitions  $\gamma$  pour le cas de  $Z=100$

Dans un premier temps, on a procédé à des prises de données  $\gamma$  et électrons séparées. Pour cela le détecteur SACRED [18] (Solénoïde and Array for Conversion Electron Detection) (cf. fig. 3.4), un spectromètre-électron, a été construit par l'Université de Liverpool (GB). C'est un détecteur multi-éléments de Silicium segmentés pour mesurer les cascades des électrons de conversion émis par un noyau de recul.

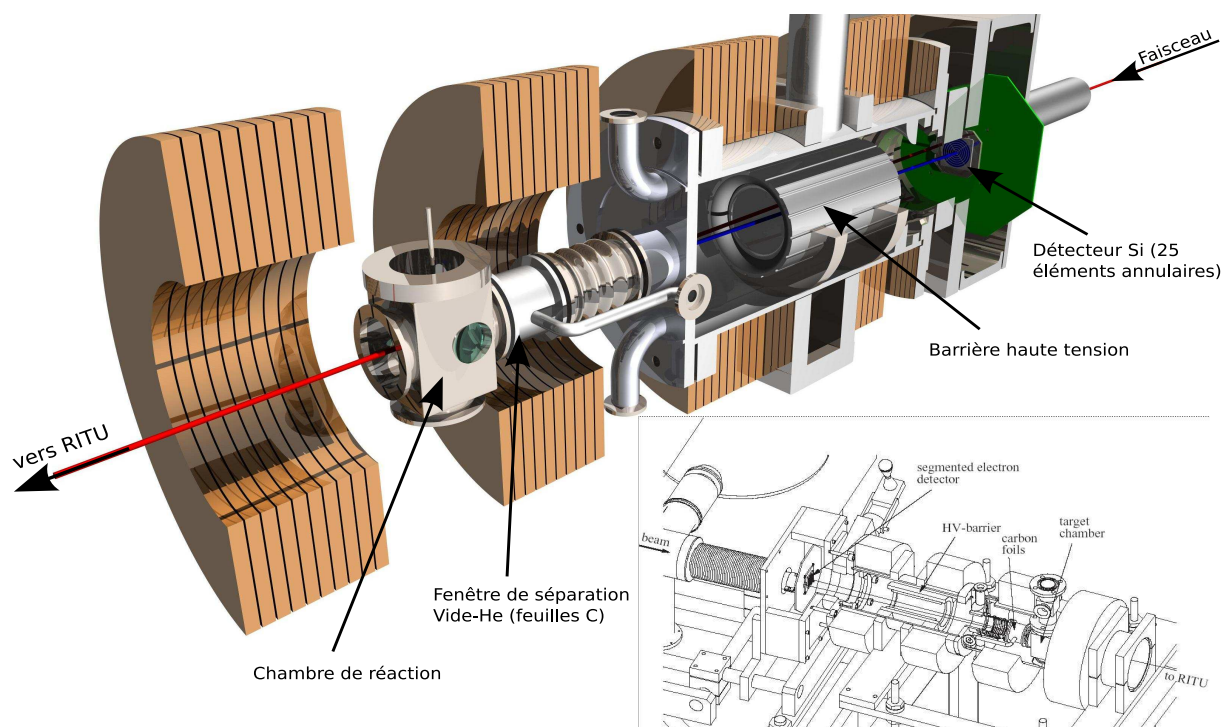


FIG. 3.4 – Vue d'ensemble en coupe du détecteur d'électrons SACRED [19]

Le principe de fonctionnement de SACRED est le suivant :

Un solénoïde induit un champ magnétique qui permet de transporter les électrons convertis depuis la cible jusqu'à un détecteur Silicium segmenté. La trajectoire des électrons est illustrée sur la figure 3.5. Pour minimiser le flux élevé des électrons de fond induits par des interactions du faisceau dans la cible, il est préférable d'avoir le détecteur situé à un angle d'environ  $180^\circ$  par rapport à l'axe de faisceau. De plus, pour s'écarter du faisceau, l'axe du champ magnétique est légèrement incliné (de  $2,5^\circ$ ) par rapport à l'axe du faisceau.

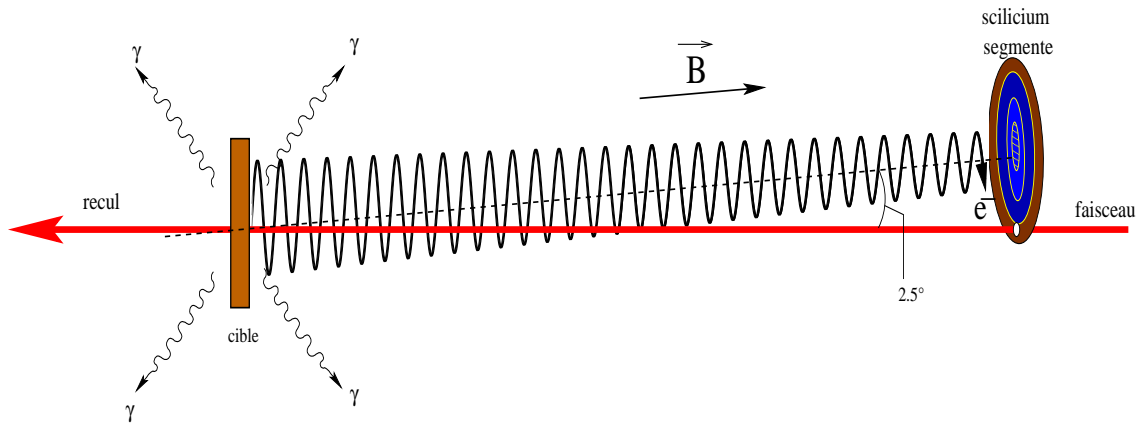


FIG. 3.5 – Schéma représentant le mouvement des électrons convertis depuis la cible jusqu'au détecteur Si

Un trou de 12 mm de diamètre a été prévu pour le passage du faisceau et a été effectué d'un côté du détecteur (cf. fig. 3.6). Dans le système actuel le champ magnétique solénoïdal est produit par quatre anneaux conducteurs. Les quatre solénoïdes (de diamètre intérieur de 134 mm et d'une longueur de 87 mm) individuels sont séparés d'une distance de 84 mm et produisent un champ magnétique de 0,3 T dans le spectromètre quand un courant maximum de 560 A est appliqué.

Avec cette géométrie, le faisceau traverse la barrière de haute tension, son passage peut provoquer l'ionisation de molécules de gaz résiduel produisant ainsi des électrons qui seront accélérés par le champ électrique de la région de haute tension et pourront migrer jusqu'au détecteur. Pour cette raison, il est nécessaire que le vide à l'intérieur de la région de haute tension soit aussi bon que possible. Les conditions complexes de vide du système rend la conception du dispositif particulièrement difficile. En effet le séparateur de recul contient de l'He à une pression d'environ 1 mbar et un vide de  $10^{-6}$  mbar est nécessaire à la barrière de haute tension. La séparation de ces deux volumes est réalisée en employant deux feuilles de carbone de  $40 \text{ mg/cm}^2$ , de sorte que le gaz du volume intermédiaire (entre les feuilles) soit pompé de façon séparée.

Comme on peut le voir sur la figure 3.6, le détecteur segmenté en forme de galette de 6 couronnes circulaires concentriques entourant l'élément central fournit 25 éléments individuels de détection. Le détecteur a un diamètre extérieur de 27,56 mm. L'épaisseur de déplétion est de  $500 \mu\text{m}$  à une tension de polarisation de fonctionnement de 100 V. Chaque anneau a une largeur de 1,54 mm et l'espace entre les anneaux est de 0,5 mm. Chaque élément a son

propre préamplificateur monté extérieurement sur la chambre à vide du détecteur. Le détecteur est refroidi à environ  $-20^{\circ}\text{C}$  afin d'améliorer la résolution en énergie. Le refroidissement du détecteur est réalisé par rayonnement thermique. Pour ce faire un plateau de cuivre enduit d'une couche de carbone est placé à proximité étroite du Si. Le plateau de cuivre est refroidi à l'azote liquide à environ  $-150^{\circ}\text{C}$  et agit en tant que piège à froid améliorant les conditions du vide à l'intérieur de la chambre du détecteur et du volume de barrière de haute tension. Le détecteur fournit ainsi une bonne résolution en énergie (en général 3-4 keV). Sa granularité permet la détection de coïncidences électron-électron provenant des cascades d'électrons.

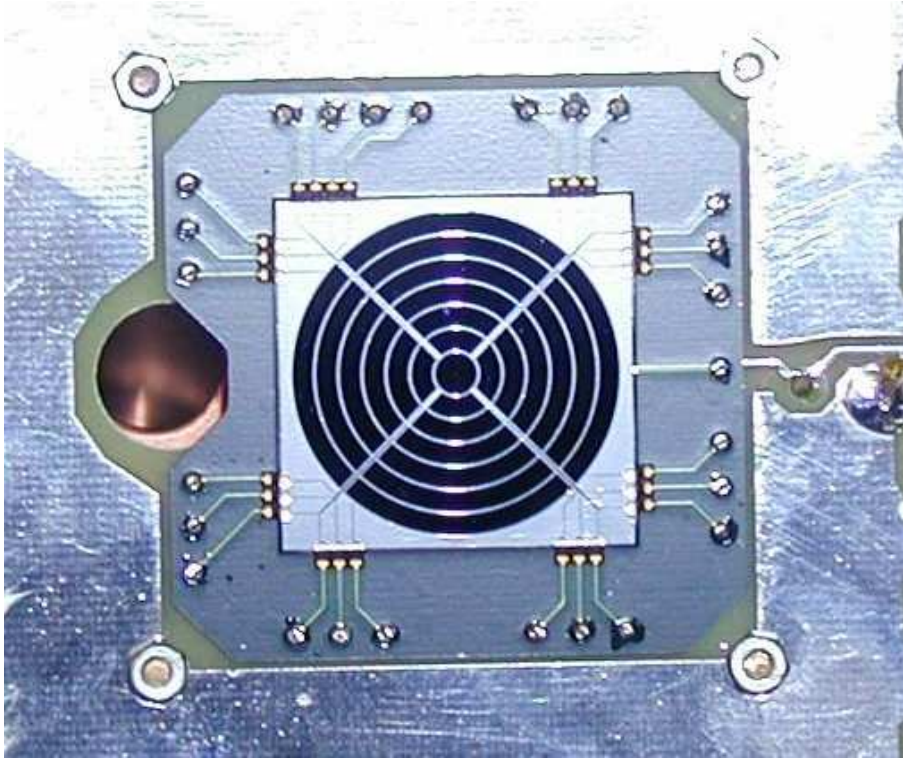


FIG. 3.6 – Vue de la galette au silicium du détecteur SACRED. Son diamètre total est de  $27,56\text{ mm}$  et chaque couronne a une largeur de  $1,54\text{ mm}$  (on voit sur la gauche le trou nécessaire au passage du faisceau)

La figure 3.7 représente un spectre d'électrons de conversion mesuré à l'aide de SACRED (Sans correction doppler sur les électrons qui est de l'ordre de 10 keV pour un électron de 200 keV et un  $\beta = v/c$  du recul de 0.02). On voit les différents pics correspondant à des électrons provenant des couches L, M (La couche K nécessite plus d'énergie). Dans ce spectre, les énergies représentent en fait la différence entre l'énergie du  $\gamma$  et l'énergie de liaison de l'électron de conversion pour les différentes couches électroniques L, M, K. Les sous-couches des couches principales L, M, K et l'effet Doppler induisent cette largeur qu'on voit sur les pics. Les  $\gamma$  de basse énergie étant fortement convertis, les intensités des transitions  $4^+ \rightarrow 2^+$  et  $6^+ \rightarrow 4^+$  sont les plus grandes.



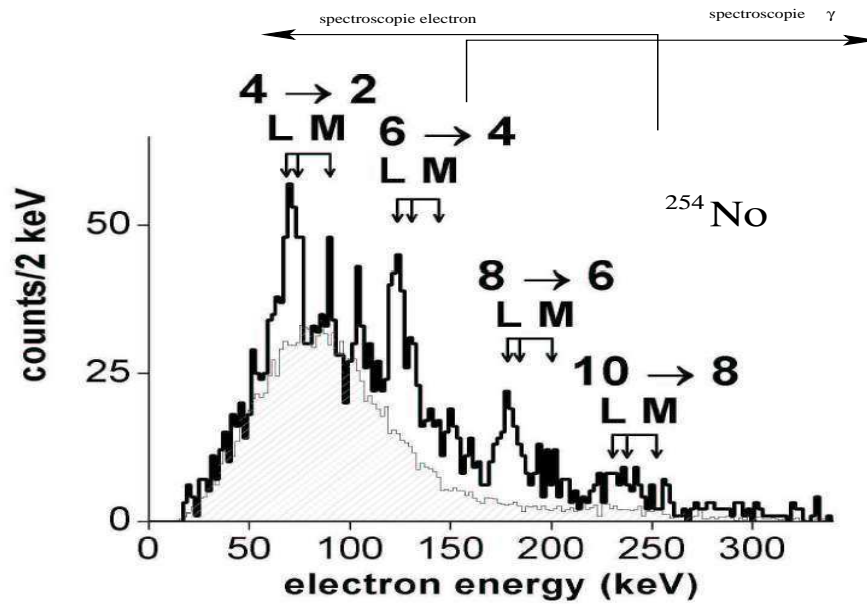


FIG. 3.7 – Spectre typique d'électrons de conversion mesuré avec SACRED ( $^{254}\text{No}$ ). La ligne en pointillés représente une simulation du bruit de fond. [16]

### 3.1.3 Le spectromètre de recul RITU

Les séparateurs de noyaux de recul sont devenus, pour ce domaine de physique, des dispositifs incontournables dans l'étude des réactions nucléaires induites produisant des noyaux lourds. En effet, les sections efficaces de fission pour de telles réactions sont plus grandes que celles de fusion de 3 ou 4 ordres de grandeur. Les noyaux produits par ce type de réaction, reculent sous l'effet de l'énergie d'entraînement et émergent de la fine feuille de cible au même titre que le faisceau incident. L'enjeu consiste à séparer ces noyaux d'une part du faisceau mais aussi de séparer les différents produits entre eux afin de ne sélectionner qu'une masse précise parmi ces noyaux produits. Dans ces dispositifs "filtres", les noyaux sont sélectionnés par leurs différences de trajectoires induites par des champs électriques et magnétiques. On peut donc, si la trajectoire mène bien au plan focal, l'identifier et mesurer son temps de vol.

De plus, le noyau implanté dans les détecteurs Si du plan focal peut décroître. Ainsi, l'utilisation de la méthode d'identification à l'aide des produits de décroissance des noyaux de recul implantés (menant à des noyaux connus) dans un système de détecteurs situés au plan focal du séparateur a permis l'étude de réactions avec des sections efficaces inférieures au nanobarn (spectroscopie  $\alpha - \gamma$  plan focal). Pour des études de corrélation  $\gamma$ -recoil, la limite est d'environ 10 nb.

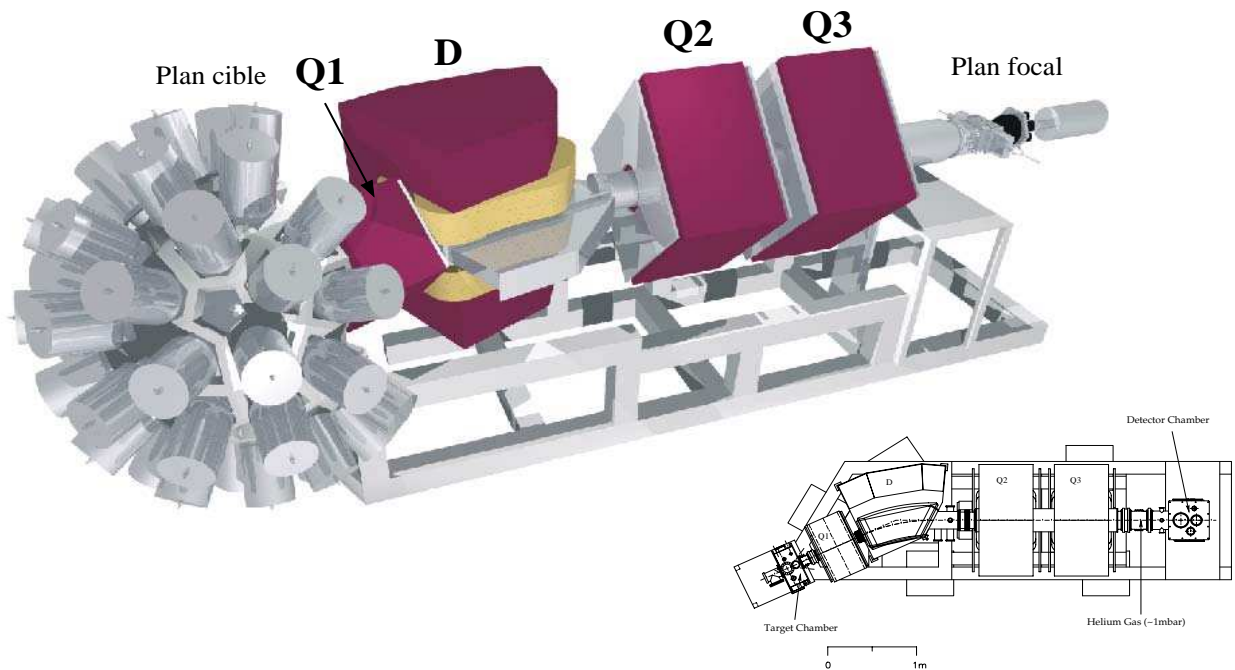


FIG. 3.8 – Le séparateur à gaz RITU [20]

Le séparateur RITU [20] est un séparateur à gaz à basse pression. De type QDQQ (un dipôle magnétique et trois quadrupôles) (cf. fig. 3.8) d'une longueur totale de 4.8 m. Le premier quadrupôle permet une focalisation verticale et participe à l'amélioration de l'acceptance du dipôle magnétique. La déflexion au niveau du dipôle magnétique est de  $25^\circ$  avec un rayon de courbure de 1,85 m. Vu de la cible, le séparateur a une ouverture rectangulaire de  $\pm 80$  mrad en verticale et  $\pm 30$  mrad en horizontale, ce qui correspond à un angle solide total d'environ 10 msr. Comme c'est le cas pour tous les séparateurs, la transmission de RITU dépend de l'épaisseur de cible et du type de réaction. Elle varie entre 2% pour les projectiles légers (N, O, Ne) jusqu'à 25% pour les projectiles lourds (Ca, Ti, Cr).

Afin d'obtenir une plus haute efficacité, le séparateur RITU est rempli de gaz ( $\sim 10^{-3}$  bar, de l'hélium en général). La collision entre les atomes du gaz et les ions de recul agit sur l'état de charge de ces ions. La distribution d'états de charge sera centrée sur une valeur moyenne (cf. fig. 3.9) et les ions d'une même espèce focalisés vers une zone bien déterminée du plan focal. Les réglages des différents champs magnétiques des Q1,D,Q2,Q3 permettent de faire correspondre cette zone au centre du détecteur Si du plan focal.

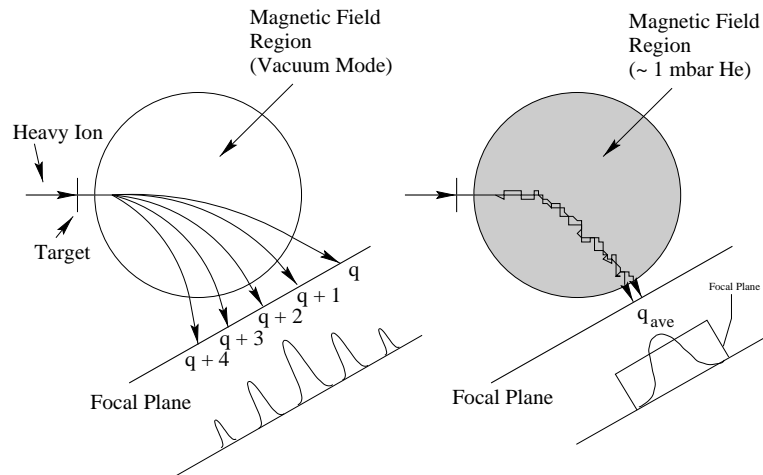


FIG. 3.9 – Schématisation du processus de regroupement de l'état de charge des noyaux de recul à l'intérieur de RITU [21]

### 3.1.4 Instrumentation du plan focal de RITU : GREAT

Le spectromètre GREAT [22] (Gamma Recoil Electron Alpha Tagging) (cf. fig. 3.10) représente une nouvelle génération de systèmes de détection de noyaux d'implantation. Ce dispositif est un système très complet conçu pour mesurer à la fois les émissions de protons, particules  $\alpha$ , particules  $\beta$ , rayons  $\gamma$ , rayons  $X$  et électrons de conversion émis par les produits de réactions transportés de la cible jusqu'au plan focal du séparateur RITU.

Ce système de détection et de sélection a été conçu pour satisfaire plusieurs critères : il est hautement segmenté, il offre une très bonne résolution en énergie et une haute efficacité de détection. Avec ce système, les données doivent pouvoir être traitées à fort taux de comptage, les événements d'intérêt doivent pouvoir être sélectionnés selon l'association temporelle et spatiale indiquée par la physique de l'expérience considérée.

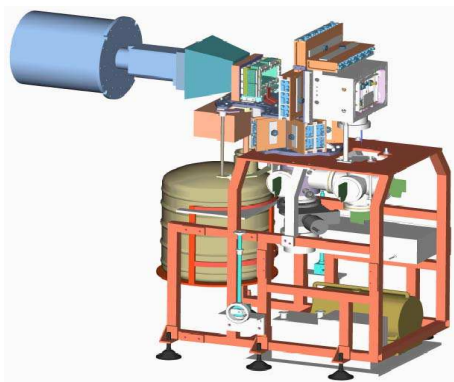


FIG. 3.10 – Vue schématique du plan focal de RITU

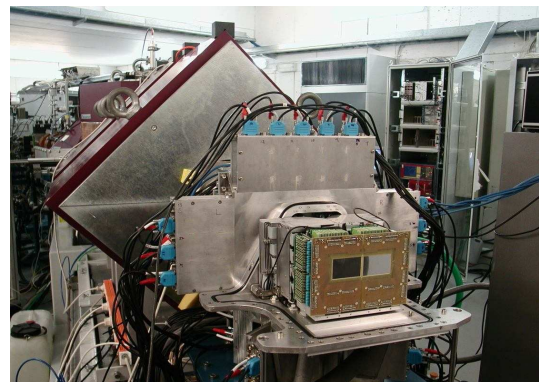


FIG. 3.11 – Le spectromètre GREAT monté au plan focal de RITU

Afin de satisfaire ces conditions, GREAT est constitué de cinq éléments distincts (voir figure 3.12) et est associé à une électronique "TRIGGERLESS" (cf. sect. 6.6). Dans le sens d'implantation du fragment de recul on a :

- le détecteur à gaz MWPC (MultiWire Proportional Counter, permet de sélectionner les résidus d'évaporation d'intérêt par la mesure de leur énergie versus temps de vol.)
- Les diodes PIN (pour mesurer essentiellement la conversion électronique)
- Le détecteur d'implantation DSSSD (Double-Sided Silicon Strip Detectors) pour la détection des résidus d'évaporation et les produits de décroissance associés ( $\alpha$ ,  $\beta$ )
- Le Germanium planaire (pour la mesure des rayons X et  $\gamma$  de faible énergie au plan focal)
- Le Germanium Clover (Pour la mesure des rayonnements  $\gamma$  ayant lieu après l'implantation au plan focal)

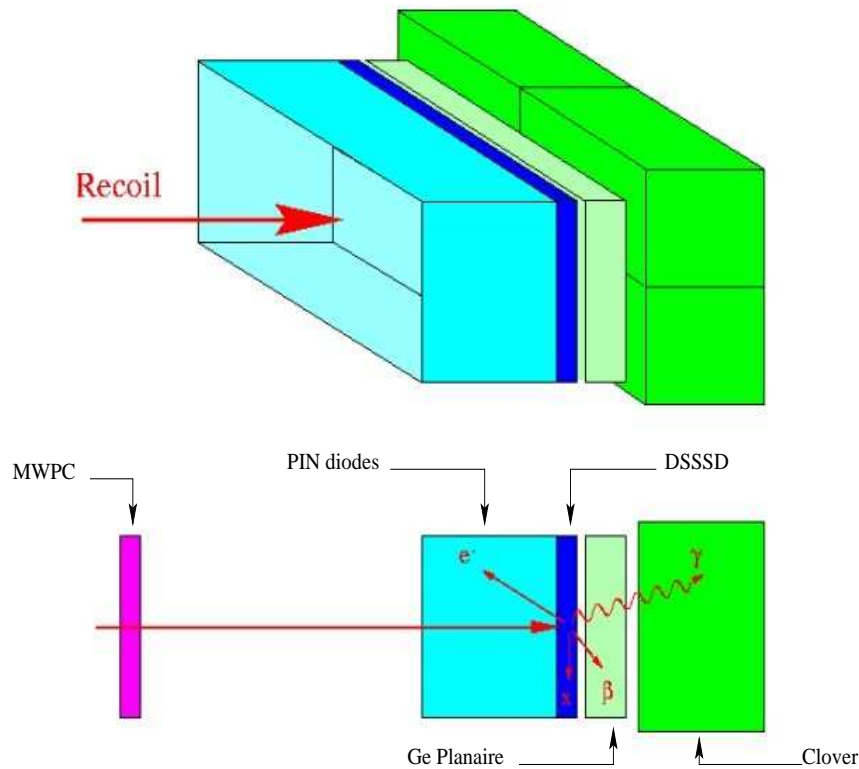


FIG. 3.12 – Schéma des différents détecteurs constituant l'instrumentation du plan focal de RITU [21]

Nous allons, dans les paragraphes ci-après, décrire chacun de ces détecteurs en détail et le rôle qu'il joue dans toute la chaîne d'identification en allant dans la direction du faisceau à partir de la cible jusqu'à l'implantation au plan focal.

## Le MWPC



FIG. 3.13 – Photographie du MWPC

Le MWPC [22] (cf. fig. 3.13) est un compteur proportionnel (à gaz d'isobutane) à multi-fils placé à l'entrée de GREAT (cf. fig. 3.12). Il a une ouverture de 131 mm (largeur) x 50 mm (hauteur). Il comprend 4 plans de fils (sur 2 plans les fils sont horizontaux et sur les 2 autres verticaux) et deux feuilles minces de Mylar à l'entrée et à la sortie d'épaisseur  $0,2 \text{ mg/cm}^2$ . La fenêtre d'entrée sépare l'isobutane du MWPC (à une pression de quelques mbar) du gaz d'hélium à basse pression de RITU ( $10^{-4}$  bar), alors que la fenêtre de sortie sépare l'isobutane du vide dans lequel les autres détecteurs de GREAT opèrent. La fonction principale du MWPC est de distinguer les noyaux de recul, faisceau et autres produits de réactions le traversant. Les ions traversant le détecteur génèrent des signaux de perte d'énergie  $\Delta E$ , de temps et de position.

Le gaz contenu dans le MWPC est ionisé lors du passage d'un fragment dans le détecteur. Les ions positifs sont récoltés sur une cathode et les électrons sur les fils des différents plans, ce qui permet de mesurer la perte d'énergie du fragment. Ces fils sont regroupés et reliés à des lignes à retard. L'information sur la position est obtenue à partir de la mesure du temps séparant le signal rapide issu de la cathode et les signaux retardés issu de chaque fil (horizontal et vertical) touché. Des résolutions de position de l'ordre de 1 mm sont réalisées. En mesurant le temps séparant le signal radio-fréquence (RF) du cyclotron et celui engendré par les ions positifs récoltés sur la cathode on peut mesurer le temps de vol entre le détecteur et la cible (à une constante près).

Les mesures de perte d'énergie et de temps peuvent être combinées avec l'énergie mesurée dans le détecteur d'implantation, décrit plus loin, pour faire une distinction propre entre les produits de réaction de fusion et les particules diffusées du faisceau. Ceci est important pour optimiser l'efficacité de la corrélation entre produits de décroissance et le noyau implanté.

## Le DSSSD

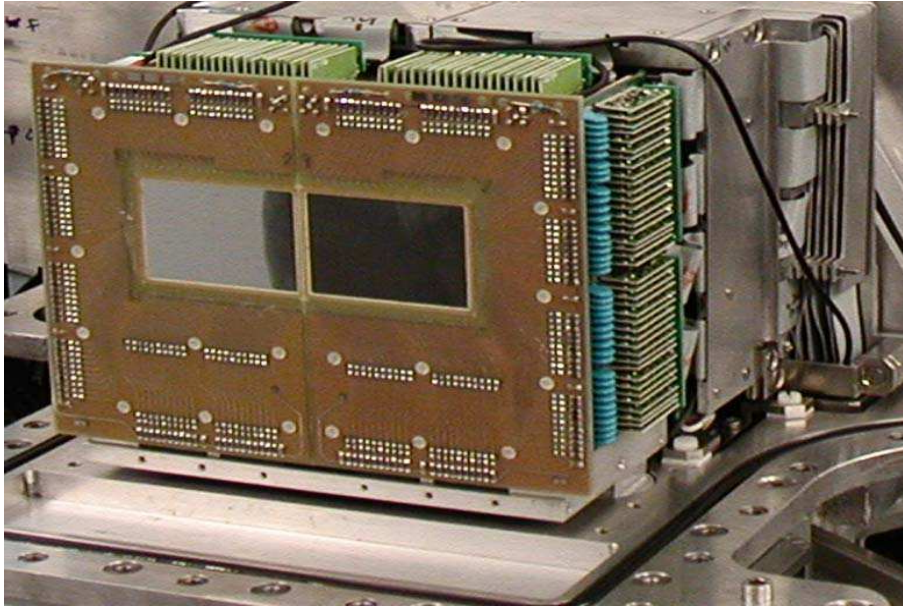
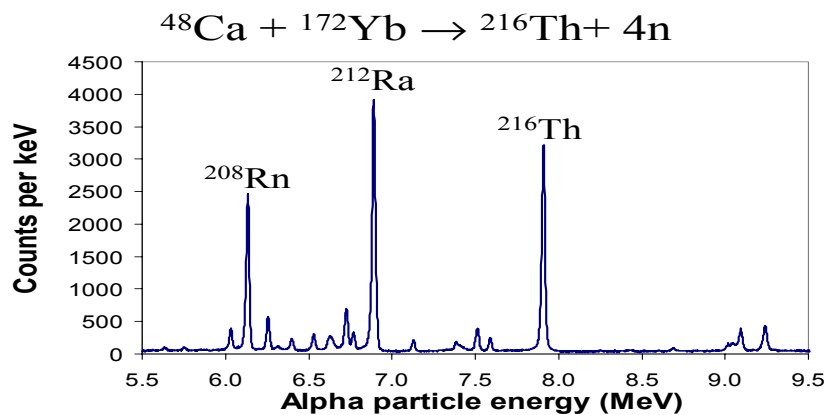


FIG. 3.14 – Vue de la face arrière du Silicium du plan focal

Le Silicium d'implantation du plan focal (cf. fig 3.14) est constitué de deux détecteurs au silicium segmentés sur les deux faces (DSSSD) dans lequel les produits de réaction (transmis par le séparateur de recul) sont implantés (voir figure 3.12). Il permet de mesurer l'énergie de ces derniers ainsi que celle des particules  $\alpha$  et  $\beta$  et issues de la désintégration du noyau implanté.

Chaque DSSSD [22] a une surface active de  $60 \times 40 \text{ mm}^2$  et une épaisseur de  $300 \mu\text{m}$ . La largeur de chaque pixel est de 1 mm dans les deux directions donnant un total de 4800 Pixels. Les DSSSDs sont montés côte à côte sur un bloc creux par lequel le circuit de refroidissement est distribué pour ramener leur température à  $-20^\circ$ . Les secteurs actifs des deux DSSSD sont séparés par un espace de 4 mm, donnant une estimation d'une efficacité typique de collection de recul de 85% et de particule  $\alpha$  d'environ 50%.

FIG. 3.15 – Spectre  $\alpha$  mesuré avec le DSSSD [23]

La figure figure 3.15 représente un exemple de spectre  $\alpha$  mesuré avec le spectrometre GREAT [23]. Les raies  $\alpha$  les plus intenses, correspondant aux décroissances  $\alpha$  des noyaux  $^{208}\text{Rn}$  et  $^{212}\text{Ra}$   $\alpha$ -fils du  $^{216}\text{Th}$ , sont clairement identifiées avec une résolution d'environ 30 keV.

### Les diodes PIN

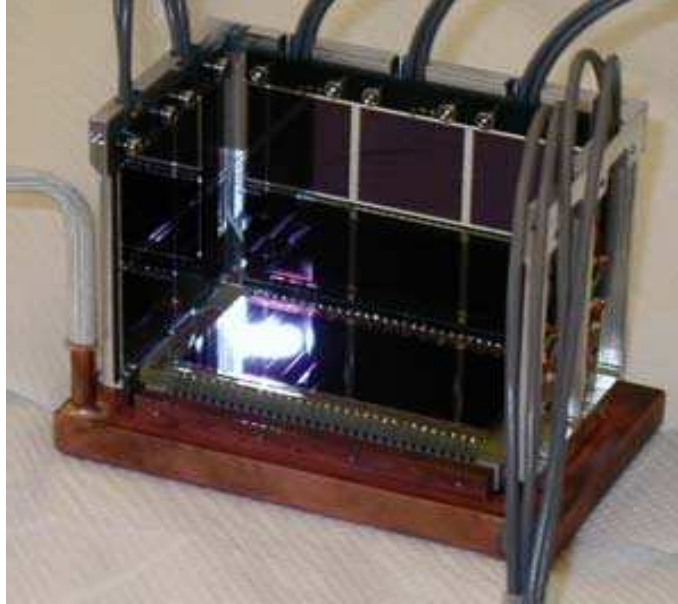


FIG. 3.16 – Vue du système des diodes PIN

Les produits de réaction sont typiquement implantés dans le DSSSD aux profondeurs de 1-10  $\mu\text{m}$ , selon la combinaison de cible-projectile. Les électrons de conversion qui sont émis pendant un processus de décroissance radioactive ont cependant une probabilité significative d'émerger des DSSSD dans la direction opposée de l'implantation (en arrière). Une rangée de 28 (2 anneaux de 2x14 diodes) diodes PIN au Silicium [22] (cf. fig. 3.16) est montée sous forme d'un tunnel autour du périmètre des DSSSD pour mesurer les énergies de ces électrons de conversion. Chaque diode a une aire active de  $28 \times 28 \text{ mm}^2$  et une épaisseur active de 500  $\mu\text{m}$ . Un bloc de refroidissement entourant la boîte, permet de garder les diodes à basse température. Avec cet arrangement, on obtient une résolution en énergie de 5 keV pour ces électrons.

Les diodes PIN peuvent être aussi employés en tant que véto pour invalider les  $\alpha$  qui s'échappent des DSSSD n'y déposant qu'une partie de leur énergie (50% de probabilité). On pourrait aussi, en principe, reconstruire le spectre de ces  $\alpha$  par des jeux de sommation et de coïncidence.

### Le Germanium planaire

C'est un détecteur germanium planaire (cf. fig. 3.17) segmenté double face qui a été conçu pour mesurer les énergies des rayons X et des rayons  $\gamma$  de faible énergie [22]. Le cristal rectangulaire a une aire active de  $120 \times 60 \text{ mm}^2$  et une épaisseur de 15 mm. La largeur des strips

des deux faces est de 5 mm, fournissant les informations de position qui peuvent être corrélées avec les autres éléments constituant GREAT. Le détecteur est logé dans son propre cryostat et monté directement derrière les DSSSD. La surface avant du cristal de germanium est approximativement à 10 mm en aval des DSSSD et leur fait face. Il a une fenêtre mince d'entrée de béryllium et est monté à l'intérieur de la chambre pour réduire au minimum l'atténuation des photons par d'éventuels éléments de structure. L'efficacité du Ge Planaire a été simulée en utilisant le code GEANT, elle est tracée en fonction de l'énergie  $\gamma$  sur la figure 3.17, elle est maximale autour 100 keV et décroît avec l'augmentation de l'énergie  $\gamma$ . Le Ge planaire peut également être employé pour détecter les particules  $\beta$  de grande énergie  $> 2$  MeV qui passent à travers les DSSSD.

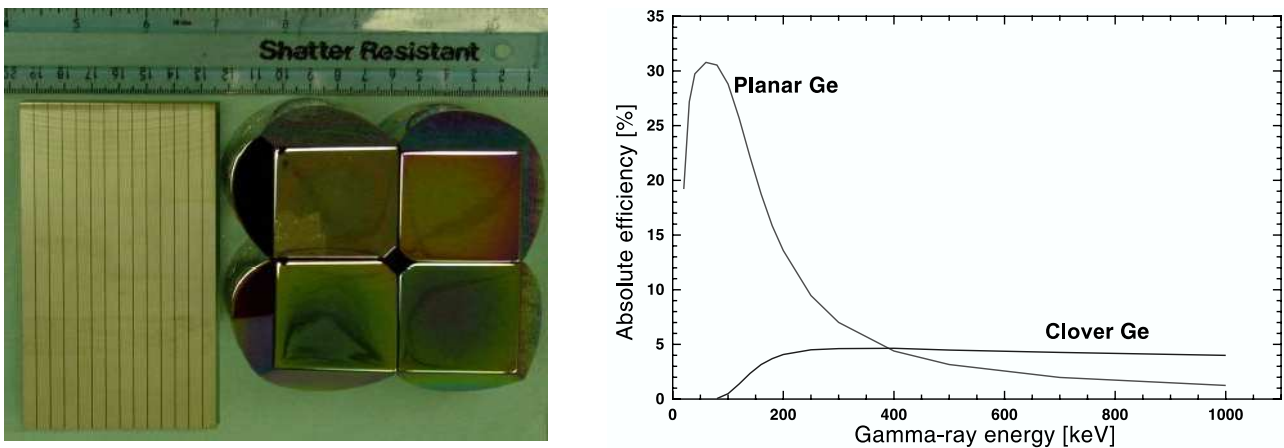


FIG. 3.17 – Les Cristaux du germanium planaire (à gauche) et du clover (à droite) et les efficacités absolues de ces détecteurs [24]

### Le Germanium Clover

Les rayons  $\gamma$  d'énergie plus élevée sont détectés en utilisant un Ge Clover monté en dehors de la chambre à vide. Chacun des quatre cristaux constituant ce détecteur (cf. fig. 3.17) a un diamètre de 70 mm et une longueur de 105 mm. Les premiers 30 mm de leur longueur sont effilés à un angle de  $15^\circ$  sur les surfaces extérieures du fait de la géométrie EXOGAM pour laquelle ils ont été conçus. Chacun des cristaux est segmenté en 4 parties. L'efficacité du détecteur est tracée en fonction de l'énergie sur la figure 3.17 (simulation) et on voit que celle-ci est relativement constante de 200 keV à 1 MeV. Un bouclier de suppression anti-Compton constitué de cristaux BGO (germanate de bismuth) de 185 mm de long, entoure le détecteur pour améliorer son rapport pic sur total. Ces 2 détecteurs (planaire + clover segmenté) sont destinés à la spectroscopie  $\gamma$  au plan focal des noyaux produits par la décroissance des noyaux de recul. Pour être exploitées, ces données sont systématiquement corrélées avec un signal de décroissance issu du DSSSD. En effet, du fait de la durée de vie des noyaux implantés, il n'est pas possible de faire directement une coïncidence en temps avec l'implantation. On procède donc par corrélation spatiale au niveau du DSSSD pour reconstruire la coïncidence.



### La méthode TDR (Total Data Readout)

Le système de détection RITU+GREAT est optimisé pour l'étude de noyaux produits à des sections efficaces très faibles jusqu'au niveau du picobarn. Cet ensemble peut être utilisé tout seul pour des études de décroissance au plan focal, comme il peut être utilisé en conjonction avec JUROGAM ou SACRED. Cependant, il est en pratique extrêmement difficile de régler la coïncidence retardée entre la cible et le plan focal dans le cas de très faibles sections efficaces.

Dans le passé, les expériences employant ce système de détection d'implantation utilisait un système d'acquisition de données commun avec temps mort, où un état typique de déclenchement pourrait être qu'un signal est enregistré dans le détecteur d'implantation. Les signaux de tous les autres détecteurs étant alors retardés et lus dans le cadre de cet événement. Pour régler la coïncidence retardée, on mesure le temps de vol (ToF) d'une réaction similaire ayant un ToF proche et une forte section efficace puis on ajustait au fur et à mesure.

Dans beaucoup d'expériences il est souhaitable d'avoir des fenêtres larges de déclenchement, par exemple en étudiant les isomères à courte durée de vie. Cependant, ceci mène à un temps mort élevé, en particulier en travaillant à taux de comptage élevé afin de compenser les faibles sections efficaces des réactions étudiées. Le concept de TDR [25] a été développé pour GREAT afin de surmonter cette limitation et consiste à lire toutes les données de façon indépendante et d'y associer la date donnée par une horloge de 100 MHz de fréquence (résolution de 10 ns). Les événements sont ensuite reconstitués en soft moyennant certaines conditions spatiales et temporelles exigées par l'expérience. Il est ainsi possible, après l'expérience, d'optimiser la vraie coïncidence retardée  $\gamma$ -recoil sur toute la statistique de l'expérience. Nous verrons plus en détail cette méthode dans le chapitre des expériences menées à Jyväskylä.

## 3.2 Spectroscopie VHE à Dubna

### 3.2.1 Le spectromètre de recul VASSILISSA

Dans le cadre du grand programme de recherche des noyaux super-lourds en Russie, Le JINR (Joint Institute for Nuclear Research) à Dubna a installé en 1987 sur la ligne de faisceau du cyclotron U-400 le séparateur électrostatique VASSILISSA [26] au laboratoire des réactions nucléaires FLNR (Flerov Laboratory of Nuclear Reactions) pour explorer des réactions de fusion-évaporation menant à la formation de noyaux lourds et super-lourds. Les investigations sur les réactions de fusion complète menant à la synthèse des noyaux super-lourds avec l'utilisation des faisceaux d'ions lourds ont contribué de façon importante au programme expérimental du FLNR. Ce qui fait du FLNR un site unique est le fait que ce soit le seul endroit au monde où l'on puisse utiliser des cibles transactinides (radioactives).

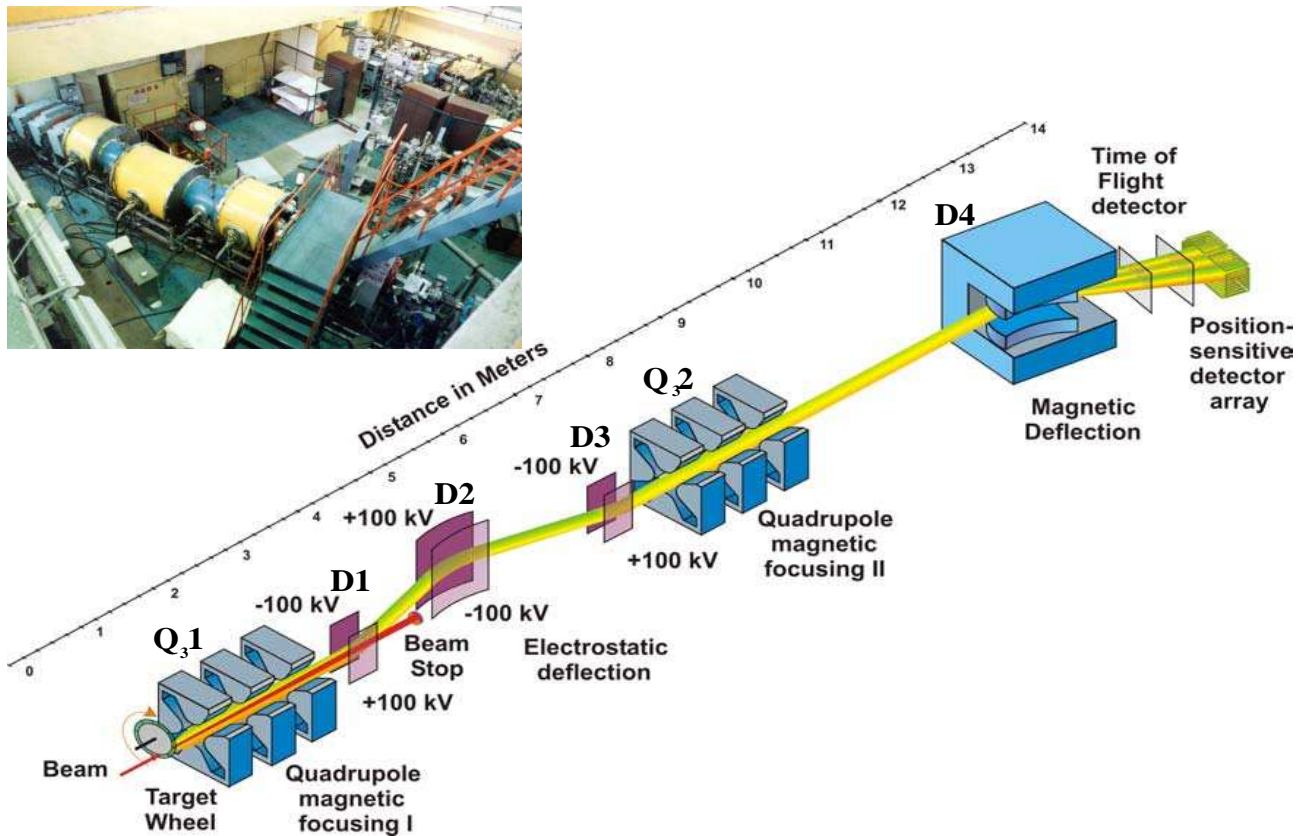


FIG. 3.18 – Vue du séparateur électrostatique VASSILLISSA

Le séparateur à vide VASSILLISSA se compose principalement d'un système de deux quadripôles et de trois dipôles électrostatiques (voir figure 3.18) qui ont pour but la séparation spatiale de la trajectoire des noyaux de recul, des produits de réaction de transfert et des particules de faisceau en vertu des différences dans leur énergie et charge. Les noyaux de recul sont défléchis d'un angle d'environ  $8^\circ$  dans le premier dipôle (D1) avant de rentrer dans le second dipôle (D2) tandis que le faisceau traverse D1 sans être notablement perturbé et est stoppé dans une cage de Faraday. Une séparation additionnelle des noyaux de recul des projectiles diffusés et d'autres noyaux parasites a lieu dans les deuxième (D2) et troisième (D3) dipôles. La rigidité électrique est la même pour les trois dipôles.

Les noyaux de recul émergeant de la cible sont acceptés dans le séparateur dans un angle solide de  $15 \text{ msr}$  ( $\sim \pm 4^\circ$  dans les directions verticales et horizontales). VASSILLISSA tolère des déviations d'énergie et de charge allant jusqu'à 15%. Une mince feuille de carbone d'environ  $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , situé à 8 cm derrière la cible, est employé pour équilibrer la charge électrique des ions produits de fusion. Les propriétés de transmission du séparateur sont optimales pour des épaisseurs de cible de  $150\text{-}500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Des mesures de test et des simulations donnent des valeurs de transmission de 1% à 40% pour des réactions avec des faisceau allant de  $^{16}\text{O}$  à  $^{48}\text{Ca}$ . Un dipôle magnétique additionnel (D4) installé derrière le séparateur, fournit une déflexion de  $8^\circ$  des noyaux résidus d'évaporation et améliore la suppression de fond d'un facteur de 10 à 50 pour les projectiles diffusés. Un mur de 1m de béton situé entre  $Q_2$  et D4 (cf. fig. 3.18)

améliore la suppression du bruit provenant de la haute activité au niveau de la cible. Au cours de sa modernisation, le dipôle magnétique a été remplacé par un autre de  $37^\circ$  installé en aval du deuxième triplet quadrupolaire du séparateur (VASSILISSA II) pour améliorer l'identification de masse des résidus d'évaporation (d'un facteur 100 par rapport à une configuration sans aimant) et obtenir une résolution en masse autour de 1.5-2% (pour des noyaux lourds de masse  $\sim 300$ ).

### 3.2.2 GABRIELA

GABRIELA [27] (Gamma Alpha Beta Recoil Investigation with Electromagnetic Analyser) est le premier dispositif dédié à la spectroscopie au plan focal de VASSILLISSA issu d'une collaboration entre le JINR et l'IN2P3. Durant sa première campagne, GABRIELA était constitué de 7 détecteurs Ge "phase I" montés autour du plan focal, dont 6 dans le plan vertical et 1 dans l'axe d'implantation, comme le montre la figure 3.19.

Les résidus d'évaporation sont implantés dans le détecteur silicium où sont détectées par la suite les particules  $\alpha$  issus de leur décroissance, le signal du détecteur ToF (voir plus loin) et l'énergie d'implantation permet de discriminer entre ces résidus d'évaporation et les  $\alpha$ . Les émissions de rayons gamma et de conversion électronique sont respectivement mesurées par les 7 germanium "phase I" et les 4 détecteurs silicium constituant le dispositif GABRIELA.

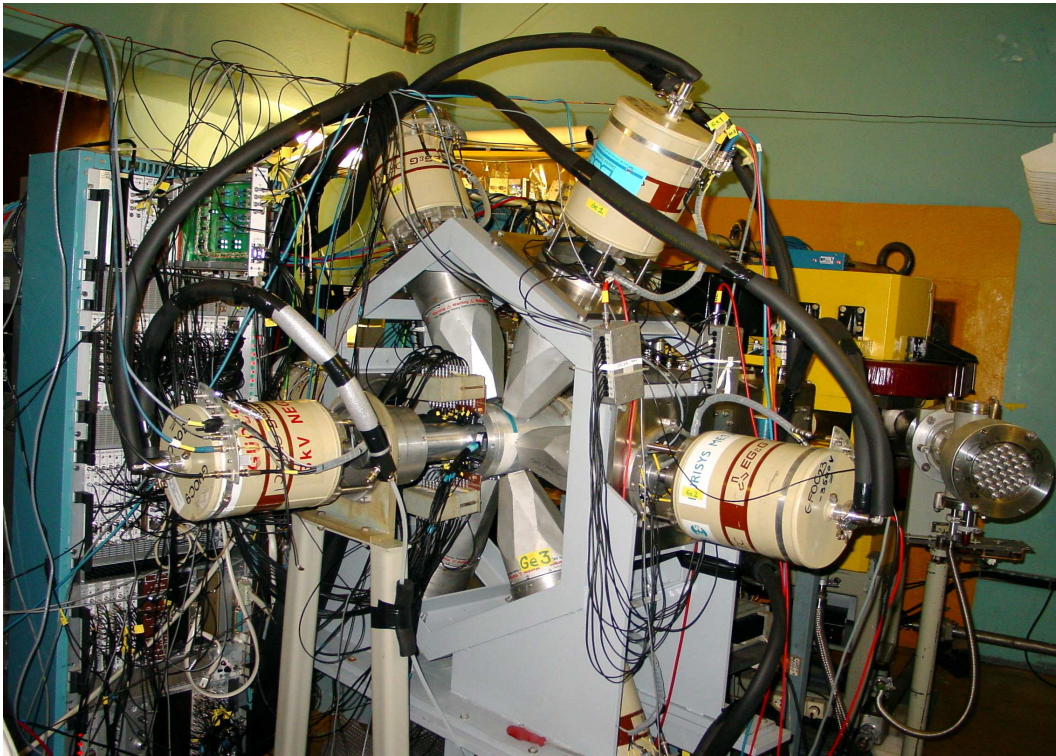


FIG. 3.19 – Le dispositif GABRIELA monté au plan focal du séparateur VASSILLISSA [28]

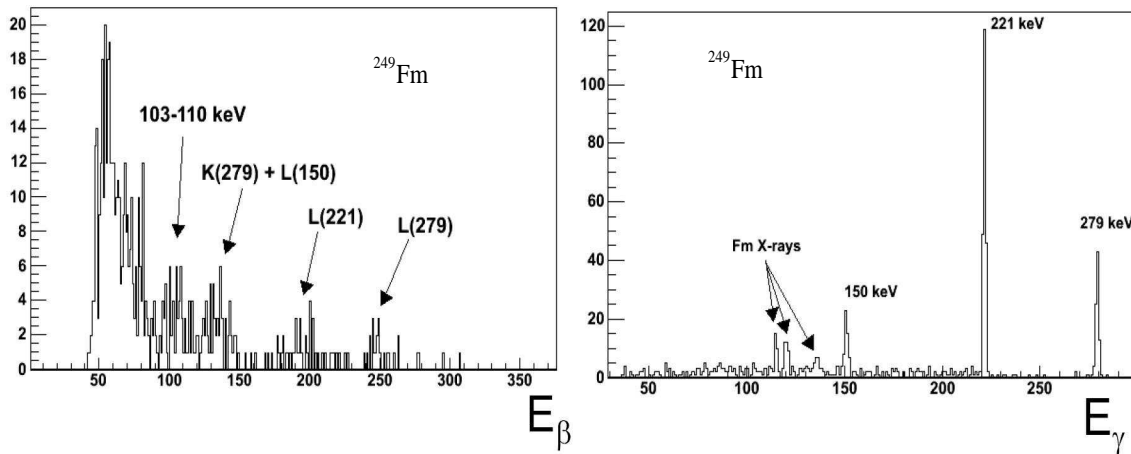


FIG. 3.20 – Spectres électron (à gauche) et  $\gamma$  (à droite) mesurés avec GABRIELA [29]

Dans le cadre de la réaction  $^{207}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{253}\text{No}$ , les spectres électron et  $\gamma$  du noyau VHE  $^{249}\text{Fm}$  montrés sur la figure 3.20 ont été mesurés à partir de la décroissance  $\alpha$  du noyau  $^{253}\text{No}$ . GABRIELA est couplé à un système de détecteurs au plan focal de VASSILLISSA (cf. fig. 3.21) qui se compose de deux détecteurs :

### Le Détecteur ToF

Ce détecteur permet de mesurer le temps de vol des noyaux de recul avant leur implantation. Il est constitué de deux minces feuilles de plastique d'une épaisseur de  $30\text{-}70\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  et d'un diamètre de 80 mm constituant le start et le stop du détecteur. Lors du passage des noyaux de recul à travers les feuilles de plastique, les électrons émis sont collectés à l'aide d'une galette micro-canaux. Une résolution pour le temps de vol de 0.5 ns a été obtenue pour des noyaux de masse  $\sim 200$  et d'énergie 10-20 MeV avec une efficacité de 99,95%.



FIG. 3.21 – Le plan focal de VASSILLISSA [28]

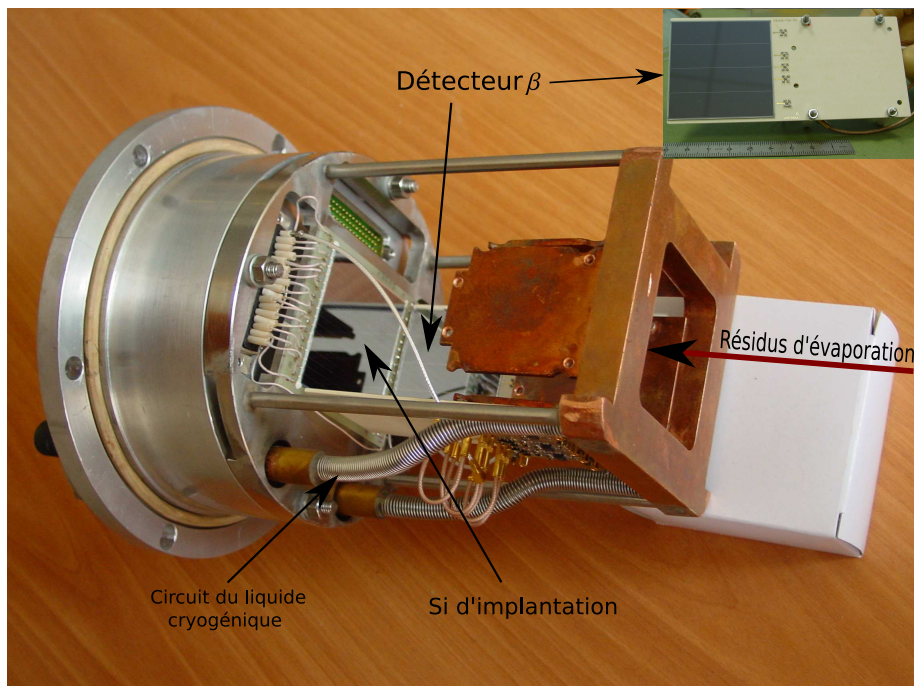


FIG. 3.22 – Photographie du système de détection du plan focal de VASSILLISSA [28]

### Le Silicium d'implantation et le détecteur $\beta$

C'est le détecteur d'implantation au plan focal du séparateur VASSILLISSA qui permet de détecter les noyaux implantés et leurs décroissance  $\alpha$  et  $\beta$ . Il consiste en un détecteur au silicium (cf. fig. 3.22) constitué de 16 strips. Sa résolution est de 20 keV pour des alphas émis par une source de  $^{241}\text{Am}$ . Le Système de détection du plan focal est complété par un détecteur de particules constitué de 4 détecteurs Si ( $50 \times 50 \text{ mm}^2$ ) de 4 pistes chacun et montés sur un plateau en résine de dimension  $60 \times 120 \text{ mm}^2$  comme on peut le voir en haut à droite de la figure 3.22. Les 4 détecteurs Si sont disposés en forme de tunnel autour du détecteur d'implantation. Cette configuration renforce la détection des particules  $\alpha$  s'échappant du détecteur d'implantation et permet également la détection des électrons de conversion. Le système est refroidi grâce à la circulation d'un liquide cryogénique dans le cadre en cuivre qui supporte le système.

## 3.3 Spectroscopie des VHE au GANIL

Après avoir parlé de la spectroscopie dans les deux sites de Jyväskylä et de Dubna, où j'ai participé à des prises de données, avec les couples RITU-JUROGAM et VASSILLISSA-GABRIELA, nous allons maintenant nous intéresser au site du GANIL avec le couple du séparateur VAMOS (cf. fig. 3.23, 3.24) à grande acceptance angulaire ( $\Omega=100$  msr) et le multi-détecteur gamma à très haute efficacité EXOGAM. Pour mémoire les valeurs des acceptances angulaires des deux autres séparateurs étudiés sont de  $\Omega=10$  msr pour RITU et  $\Omega=15$  msr pour VASSILLISSA.

### 3.3.1 Le détecteur de recul VAMOS

VAMOS (Variable MOde Spectrometer) [30] est né d'une collaboration ayant pour but de construire un spectromètre à grande acceptation pour identifier les produits de réactions générés à l'aide des faisceaux délivrés par SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne) au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL).

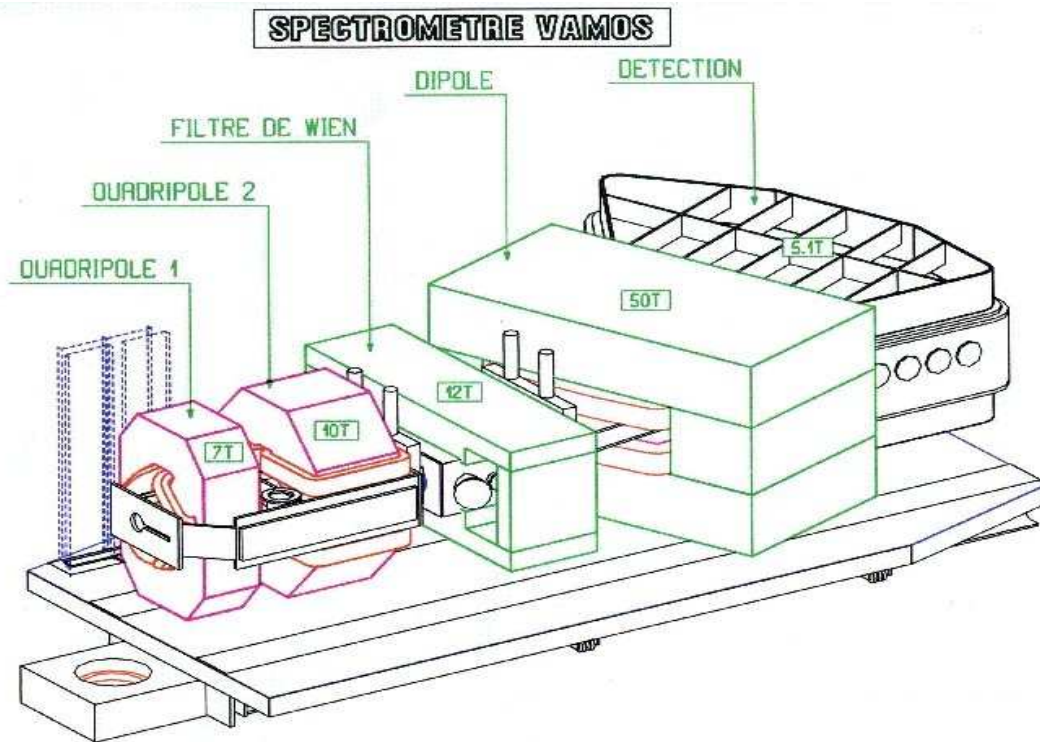


FIG. 3.23 – Vue schématique du spectromètre VAMOS [31]

#### Description

VAMOS est un spectromètre de type QQFD fonctionnant en mode variable. Il est constitué des éléments suivants (cf. fig. 3.23) :

- Un doublet de quadripôles (QQ) avec une large ouverture afin d'obtenir une grande acceptation. Le premier a un diamètre de 30 cm et le second est de forme elliptique avec un grand axe d'environ 100 cm.
- Un filtre Wien (F), d'environ 1 m de long pour la sélection de la vitesse.
- Un dipôle (D) à angle variable, avec un maximum de  $60^\circ$ , pour contrôler la dispersion selon la résolution des détecteurs au plan focal.

La distance entre le spectromètre et la cible est variable. Ceci a deux objectifs, d'une part, pour augmenter la flexibilité pour l'usage des détecteurs auxiliaires, et d'autre part pour pouvoir

fonctionner avec des rigidités magnétiques élevées. En outre, il est possible de faire tourner le spectromètre autour d'un point situé à la cible.

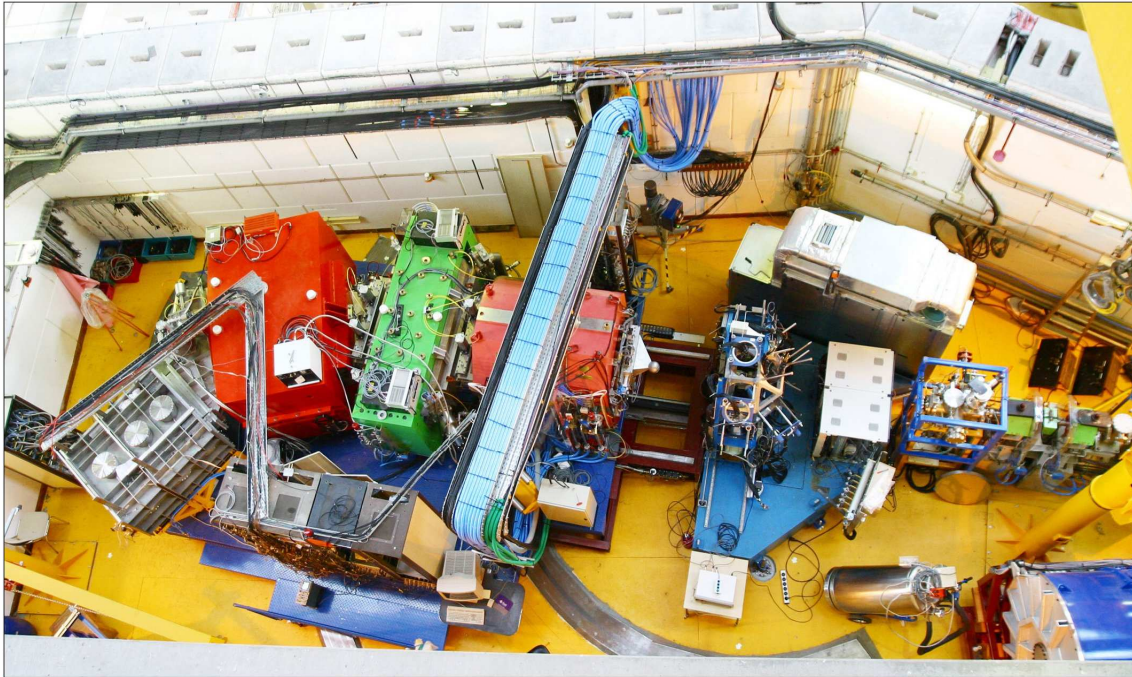


FIG. 3.24 – Vue du spectromètre VAMOS couplé avec EXOGAM [31]

### Acceptance

Le mode variable du spectromètre VAMOS permet de jouer entre son acceptation angulaire et le maximum de rigidité qu'il peut supporter. Avec une distance minimum de 40 cm entre la cible et le premier quadropôle, l'acceptation géométrique du système est à son maximum avec un angle solide d'environ 100 msr. Ceci correspond à  $\pm 160$  mrad d'ouverture angulaire ( $\sim \pm 10^\circ$ ) en vertical et en horizontal, ce qui est environ 10 fois plus que l'acceptation géométrique de RITU et VASSILLISSA. Dans cette configuration, la rigidité maximum à laquelle peut opérer VAMOS est de 1.6 Tm. Augmenter cette distance permet d'augmenter la rigidité maximum du spectromètre. Quand la distance est à son maximum de 1 m, l'angle solide diminue à 42 msr et la rigidité maximum augmente à 2.3 Tm. Ce système permet, pour des réactions de fusion évaporation, une collection d'au moins trois états de charge.

L'avantage de la structure de VAMOS est que, selon le couplage des champs magnétiques et électriques, plusieurs modes de fonctionnement sont possibles, ce qui donne au spectromètre une grande flexibilité et ainsi la possibilité d'être adaptable à une large gamme d'expériences.

### 3.3.2 Le multidétecteur $\gamma$ EXOGAM

Le Multidétecteur EXOGAM [32] est le fruit d'une collaboration européenne dont le but était de construire un spectromètre  $\gamma$  de haute efficacité pour la spectroscopie nucléaire utilisant

les faisceaux radioactifs exotiques délivrés par SPIRAL au GANIL. Ce multidétecteur est utilisé en coïncidence avec le séparateur à grande acceptation angulaire VAMOS. EXOGAM se compose de détecteurs clover segmentés (germanium de haute résolution). Les détecteurs Clover sont placés de sorte à donner un recouvrement optimal approchant  $4\pi$  et une performance optimale dans un environnement de faisceau radioactif on obtient ainsi une efficacité photopic élevée de 20% à 1.33 MeV. Dans sa géométrie complète, ses 16 détecteurs Ge sont séparés par des boucliers de suppression anti-Compton en BGO et munis de collimateurs passifs de métal lourd.

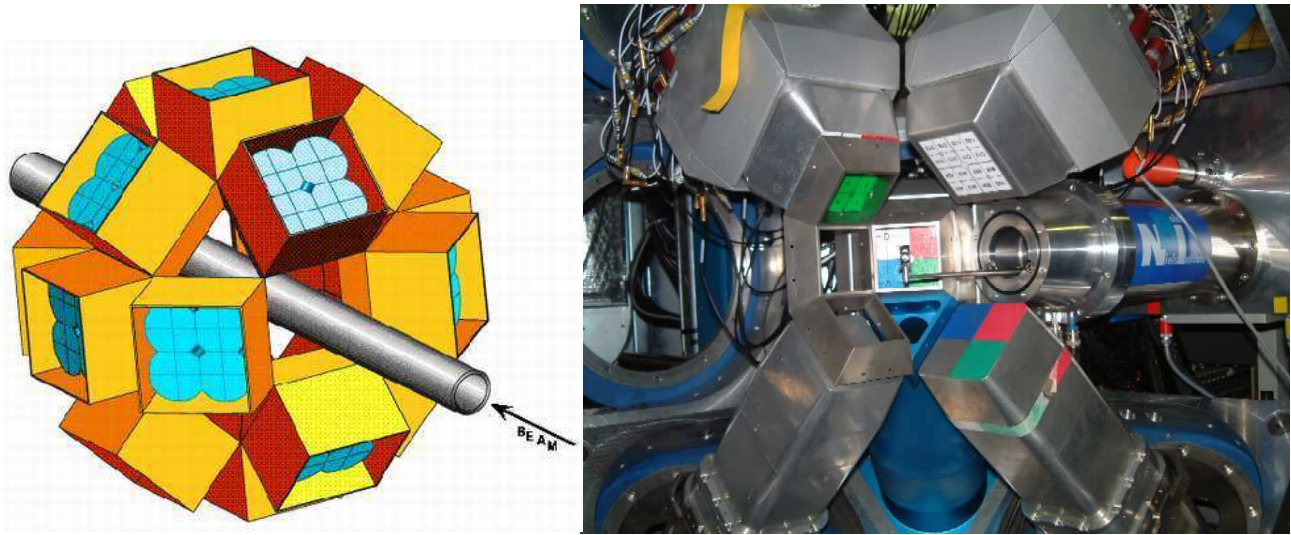


FIG. 3.25 – Vue du multidétecteur EXOGAM avec ses Colvers segmentés [32]

configuration	distance	Nb de Clover	efficacité photopic (%)		pic/total (%)	
			662 keV	1.3 MeV	662 keV	1.3 MeV
EXOGAM A	11.4 cm	16	28%	20%	57%	47%
EXOGAM B	14.7 cm	16	17%	12%	72%	60%
EXOGAM $\gamma$ -Cube	6.8 cm	4	15%	10%	72%	60%

TAB. 3.2 – Les efficacités photopic et pic sur total du multidétecteur EXOGAM selon les différentes configurations

Sur le tableau 3.2 sont représentés les efficacités photopic et pic sur total du multidétecteur EXOGAM selon 3 configurations possibles. Une configuration A dans laquelle seulement une partie des enceintes anti-Compton est utilisée, dans ce cas les 16 clovers sont à une distance de 11.4 cm de la cible. Une configuration B pour laquelle tout le système de suppression anti-Compton est utilisé avec une distance de 14.7 cm de la cible. Dans une troisième configuration appelée gamma-cube, seulement 4 Ge Clover sont utilisés avec leurs enceintes anti-Compton complète, la distance de la cible est de 6.8 cm.



EXOGAM est doté de qualités qui font de lui un multidétecteur unique en son genre, ayant une efficacité photopie jamais atteinte de 20 %. Sa capacité de mesure plus précise due à sa forte segmentation (16x4 cristaux composites segmentés) lui permet une meilleure correction de l'effet Doppler des énergies des rayons  $\gamma$  de noyaux qui sont dans la plupart des cas émis par des noyaux reculant à grande vitesse. De plus, sa conception lui permet d'éliminer une grande proportion de bruit de fond radioactif induit.

# Chapitre 4

## Pertes d'énergie

L'un des problèmes majeurs auquel nous sommes confrontés lors du bombardement d'une cible avec un noyau projectile est la perte d'énergie résultant des interactions multiples que subit d'une part le noyau projectile et d'autre part le produit de réaction avec la matière de la cible. Dans ce chapitre nous aurons l'occasion de mettre en lumière ce phénomène et son influence sur les expériences de synthèse des noyaux VHE.

Il est important, pour la tenue des cibles, de maîtriser les phénomènes d'échauffement induit par les particules traversant la cible. Cet échauffement provient essentiellement du faisceau. Etant donné que l'écrasante majorité des particules du faisceau traversent la cible sans interaction nucléaire et ne participent qu'à des réactions coulombiennes avec la cible, le dépôt d'énergie provenant des autres produits de réaction (reculs, quasi-cibles, fragmentation de fission ...) peut être négligé devant le dépôt d'énergie induit par le faisceau. Le second aspect est lié à la perte d'énergie dans la cible des produits de fusion, connaître la vitesse de sortie de ces produits de réaction, en faible proportion, est essentiel pour optimiser les détecteurs de recul et ne pas réabsorber ces éléments minoritaires dans les différents milieux qu'ils traversent avant leur détection.

Ce chapitre revêt un caractère primordial lorsqu'on sait que certaines réactions se font à faible vitesse de recul. Outre cet effet de perte d'énergie, les noyaux de recul peuvent également subir des déflexions de trajectoire plus ou moins importantes. Ce point fera l'objet du chapitre suivant.

### 4.1 Étude des pertes d'énergie dans la cible

#### 4.1.1 Cinématique des réactions et conditions de recul

Avant d'étudier les pertes d'énergie des différents éléments de la réaction dans les cibles, on doit maîtriser la cinématique de réaction. Cette étude nous permettra, entre autre, de déterminer l'énergie d'excitation avec laquelle notre noyau composé (CN) est formé. Comme on le verra au chapitre 8, ceci est une connaissance essentielle pour contrôler la survie des noyaux résidus d'évaporation.

Considérons un noyau  $X$ , au repos bombardé par un noyau projectile  $a$  pour former un noyau composé ( $CN$ ), l'émission de particules légères  $b$  (neutrons, protons, particules  $\alpha$ ) permet d'arriver au noyau final  $Y$ . Dans l'exemple de la figure 4.1, on a choisi de présenter une réaction de fusion évaporation donnant lieu à l'émission de neutrons.

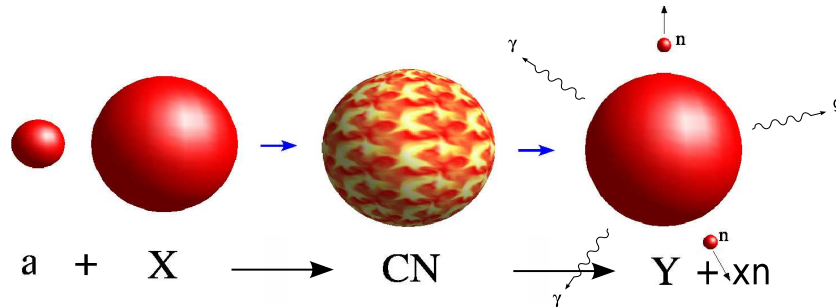


FIG. 4.1 – Schématisation d'une réaction de type fusion-évaporation. Le noyau composé ( $CN$ ) est créé puis se désexcite en émettant plusieurs neutrons puis des rayons  $\gamma$

Pour que la réaction soit possible, l'énergie dans le référentiel du centre de masse (CM) doit être supérieure ou du moins se situer autour de la valeur de l'énergie de la barrière coulombienne qui est donnée par :

$$E_{coul} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Z_1 Z_2}{(R_1 + R_2)} = 1.2 \times \frac{Z_1 Z_2}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (4.1)$$

avec  $R_1$  et  $R_2$ , les rayons nucléaires des noyaux cible et projectile qui sont donnés par :  $R_i = r_0 A_i^{1/3}$ ,  $r_0 \approx 1.2$  fm et  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1.44$  MeV.fm

Pour décrire cette réaction, on se place dans le référentiel du centre de masse (CM) dans lequel l'énergie cinétique totale du système projectile-cible avant la réaction est donnée par :

$$T = \frac{M_X}{M_X + M_a} \cdot T_a \quad (4.2)$$

où  $T_a$  est l'énergie cinétique du projectile fournie par l'accélérateur (dans le référentiel du laboratoire).

Le noyau composé est, par définition, au repos dans le CM. Il recueille donc l'énergie disponible dans ce CM ( $T$ ) et celle libérée par la chaleur de réaction  $Q$ . Cette chaleur de réaction peut être négative et se soustraire à  $T$ . Ainsi l'énergie d'excitation  $E_{CN}^*$  du noyau composé est donnée par la relation suivante :

$$E_{CN}^* = T + Q_{CN} \quad (4.3)$$

avec

$$Q_{CN} = (M_X + M_a - M_{CN})c^2 \quad (4.4)$$

Une autre façon d'exprimer cette énergie d'excitation est de considérer qu'elle se retrouve dans la masse du noyau excité (figure ci-contre)

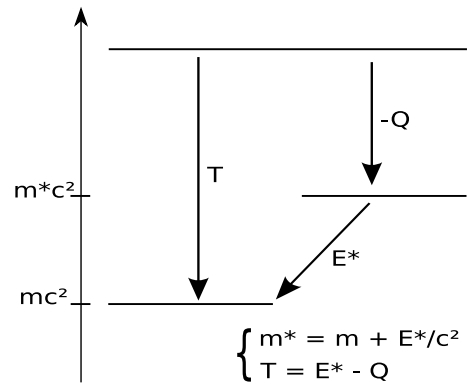


FIG. 4.2 – Bilan énergétique

$$M_{CN}^*c^2 = M_{CN}c^2 + E_{CN}^* \quad (4.5)$$

Le noyau composé va ensuite évaporer une ou plusieurs particules légères (des neutrons dans le cadre de ce travail). Lors de chaque évaporation ( $CN \rightarrow CN' + n$ ) une énergie  $T_n$  est emmenée par la particule provenant de l'excitation du noyau composé et de la chaleur de réaction d'évaporation (qui correspond en fait à l'énergie de liaison  $S_n$  du neutron).

$$Q_{evap} = (M_{CN} - M_{CN'} - M_n)c^2 = -S_n \quad (4.6)$$

L'énergie ainsi libérée est

$$E_{evap} = Q_{evap} + E_{CN}^* - E_{CN'}^* \quad (4.7)$$

à laquelle s'ajoute l'énergie cinétique emportée par le neutron et le recul correspondant qui d'après les lois de conservation se répartit comme suit :

$$T_i = \frac{M_{CN'}}{M_{CN}} E_{evap} \quad \text{et} \quad T_R = \frac{M_n}{M_{CN}} E_{evap} \quad (4.8)$$

où  $T_R$  est l'énergie de recul de  $CN'$  dans le  $CM$ . En effet, l'énergie de recul de  $CN'$  dans le centre de masse doit être conservée. On verra plus loin (section 5.2.1) lors de l'étude de l'effet de l'évaporation de neutron que l'énergie d'émission des neutrons est négligeable devant celle du recul et que la dispersion en énergie du résidu d'évaporation, due aux neutrons, qui représente une distribution autour de l'énergie du noyau composé (voir section 5.2), est faible devant l'énergie de ce dernier qui est donnée par :

$$T_Y = T_{CM} = \frac{M_a}{M_X + M_a} T_a \quad (4.9)$$

Ainsi dans le cadre de l'étude qui suit, c'est sur cette valeur d'énergie que l'on se basera pour le calcul de la perte d'énergie du noyau de recul dans la cible.

### 4.1.2 Perte d'énergie

La perte d'énergie est un phénomène général qu'on retrouve presque dans tous les domaines de la physique expérimentale, des capteurs et particulièrement dans le domaine de la physique

nucléaire. On est confronté à ce phénomène à chaque fois qu'on a une particule chargée qui traverse un milieu matériel. Dans notre cas, ce milieu peut être la cible (d'une épaisseur  $e$  donnée), les feuilles de mylar qui sont utilisées pour séparer les différents gaz utilisés dans les différentes parties dans le plan focal de RITU, le gaz lui même, en plus des zones mortes d'un détecteur. Dans l'étude de simulation qui va suivre, les influences respectives de ces différents milieux vont être déterminées.

Le noyau projectile peut interagir et fusionner avec l'un des noyaux de la cible à n'importe quelle profondeur  $x$  de cette dernière. Ce projectile aura perdu une partie  $\Delta E_p$  de l'énergie cinétique initiale. A son tour, le noyau résultant de la réaction aura une énergie cinétique qui dépendra de  $E_p$ , donc de  $\Delta E_p$ , et son énergie à la sortie de la cible dépendra de l'épaisseur de cible qui lui reste à parcourir ( $e - x$ ) (cf. figs. 4.3 et 4.11).

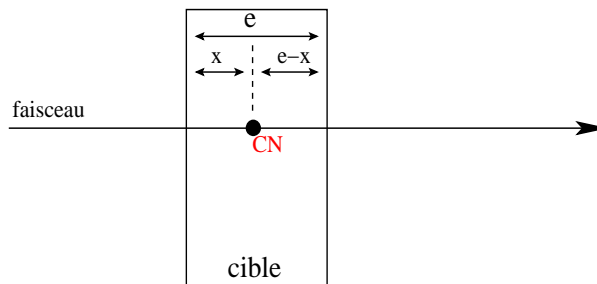


FIG. 4.3 – Vue schématique d'une réaction dans une cible : le noyau composé (CN) est créé à une profondeur  $x$  dans la cible

Si la réaction a lieu au début de la cible, l'énergie du noyau résidu sera plus faible à la sortie de cette cible que si la réaction a lieu à mi-cible, voire plus loin. Par rapport au faisceau, le noyau résidu perd beaucoup plus d'énergie, par unité de longueur parcourue, étant donné son  $Z$  plus élevé que celui du projectile incident et son énergie plus faible. Ces différents aspects doivent être considérés dans l'étude de simulation qu'on va mener dans la suite et qui nous permettra d'optimiser notre réaction.

### 4.1.3 Formule de Bethe et Bloch

Le passage d'une particule chargée dans la matière est caractérisé par une perte d'énergie. Cette perte est due principalement aux collisions élastiques et inélastiques avec les électrons atomiques de la matière traversée. Ces interactions inélastiques sont d'une nature statistique et se produisent avec une certaine probabilité. Étant donné le grand nombre de ces collisions par unité de chemin parcouru, la fluctuation de la perte d'énergie totale est petite. Ceci nous permet d'utiliser une perte d'énergie moyenne  $dE$  par unité de longueur  $dx$  dite "Pouvoir d'arrêt"

$$S = -\frac{dE}{dx}$$

Ce pouvoir d'arrêt pour chaque couple ion matière dépend de plusieurs paramètres. Nous présentons ci-dessous une approximation classique du pouvoir d'arrêt proposée par Bohr.

### Calcul classique

Considérons une particule de charge  $ze$ , masse  $m$  et vitesse  $v$  traversant un milieu matériel. Supposons que la particule interagisse avec un électron (qu'on considère au repos). Après l'interaction, le noyau n'est, du fait du rapport des masses électronique et atomique, quasiment pas dévié de sa trajectoire initiale.

L'électron reçoit une impulsion de la part de l'ion donné par

$$P = \int F dt = e \int E_{\perp} dt = e \int E_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v} \quad (4.10)$$

par symétrie, seule la composante perpendiculaire du champ électrique  $E_{\perp}$  a un effet, il n'est donc pas nécessaire d'écrire l'autre. En utilisant la loi de Gauss (sur un cylindre infiniment long centré sur la trajectoire de la particule et passant par la position de l'électron), on peut calculer cette intégrale. On trouve

$$P = \frac{2ze^2}{bv} \quad (4.11)$$

Où  $b$  est le paramètre d'impact. L'énergie échangée vaut donc :

$$\Delta E(b) = \frac{P^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e b^2 v^2} \quad (4.12)$$

Il s'agit maintenant d'extrapoler cet effet pour tous les électrons dans un élément de volume de matière traversée. Soit  $N_e$  la densité d'électrons, la perte d'énergie due à tous les électrons situés entre  $b$  et  $b + db$  dans une épaisseur  $dx$  ( $dV = 2\pi b db dx$ ) est :

$$dE(b) = \Delta E(b) N_e dV = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \frac{db}{b} dx \quad (4.13)$$

et

$$N_e = \frac{ZN_a}{A} \rho \quad (4.14)$$

avec  $N_a$ , le nombre d'Avogadro,  $A$  la masse atomique de la cible et  $\rho$  la densité du matériau. D'où la relation :

$$dE(b) = \Delta E(b) N_e dV = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{ZN_a \rho}{A} \frac{db}{b} dx \quad (4.15)$$

Pour tenir compte de la distribution spatiale des électrons, on devrait intégrer cette formule entre  $b = 0$  et  $b = \infty$ . Or pour  $b = 0$  on a une divergence liée au fait que cette formule n'est plus valable et pour  $b = \infty$ , l'énergie est trop faible pour ioniser la cible, elle n'y est donc également plus valable. On choisit donc d'intégrer entre deux limites  $b_{min}$  et  $b_{max}$  correspondant respectivement à l'énergie maximale  $\Delta E_{max}$  et l'énergie minimale  $\Delta E_{min}$  que l'on peut échanger dans ce type de processus :

- Lorsqu'on a un paramètre d'impact  $b$  nul, on ne peut perdre qu'une quantité d'énergie limitée définie par le maximum de transfert d'énergie cinétique dans une collision élastique, d'où

$$\Delta E_{max} = \frac{1}{2} m_e v^2 \quad (4.16)$$

- Si l'ion passe trop loin d'un atome, il n'aura pas la possibilité d'interagir, la charge du noyau étant écrantée par le cortège électronique. Le minimum d'énergie que l'on peut échanger est l'énergie à fournir pour l'ioniser soit

$$\Delta E_{min} = I \quad (4.17)$$

où  $I$  est le potentiel d'ionisation de l'atome.

En utilisant la formule 4.12 on obtient les équivalents de  $\Delta E_{max}$ ,  $\Delta E_{min}$  en terme de paramètre d'impact limité pour cette formule :

$$b_{max}^2 = \frac{4z^2 e^4}{m_e^2 v^4}, \quad b_{min}^2 = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 I}$$

Soit en intégrant la formule 4.15 de  $b_{min}$  à  $b_{max}$  :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z N_a \rho}{A} \ln \frac{b_{min}}{b_{max}} = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z N_a \rho}{A} \ln \frac{m_e v^2}{2I} \quad (4.18)$$

Cette expression classique proposée par Bohr donne une première approximation du pouvoir d'arrêt  $S$ . Elle n'est cependant pas suffisante.

### Calcul quantique

Le premier calcul quantique de la perte d'énergie a été effectué par Bethe et Bloch [33]. Ces calculs sont basés sur des considérations de transfert de moment plutôt que sur des questions de paramètres d'impact dans le cas classique.

La formule du pouvoir d'arrêt est donnée dans ce cas par la formule suivante dans laquelle on a ajouté les deux corrections expérimentales  $\delta$  (correction de densité) et  $C$  (correction de couche) :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (4.19)$$

$r_e$  : rayon classique de l'électron

$m_e$  : masse de l'électron

$N_a$  : nombre d'Avogadro

$I$  : potentiel moyen d'excitation

$Z$  : numéro atomique du matériau absorbant

$A$  : masse atomique du matériau absorbant

$\rho$  : densité du matériau absorbant

$z$  : charge de la particule incidente (unité de  $e$ )

$\beta$  : vitesse de la particule incidente ( $v/c$ )

$\gamma$  : paramètre relativiste de la particule

$W_{max}$  : transfert d'énergie maximum par collision

$\delta$  : correction de densité de charge

$C$  : correction de couche

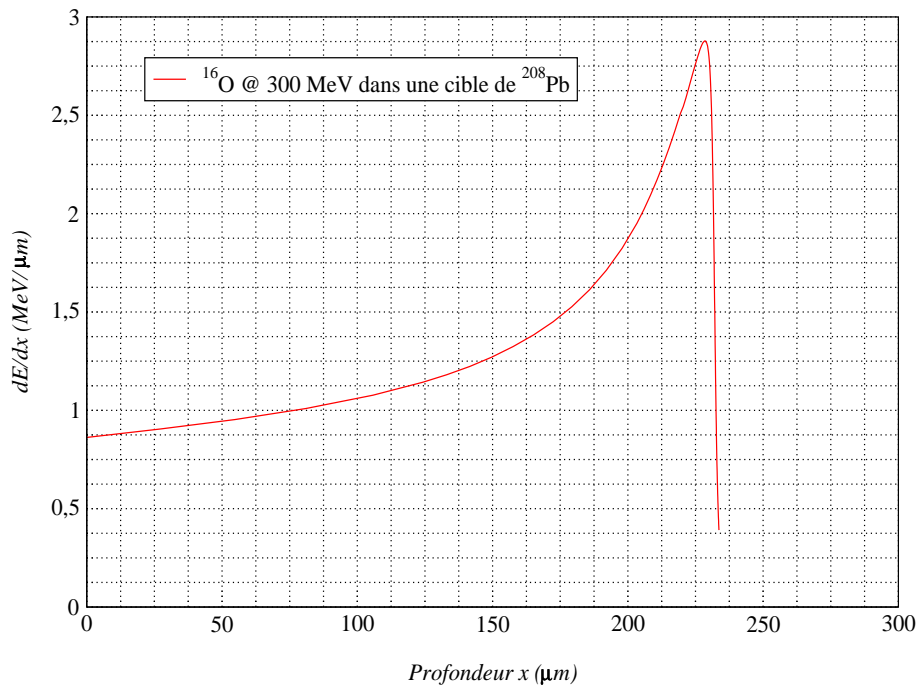


FIG. 4.4 – Courbe de Bragg en fonction de la profondeur simulée avec SRIM

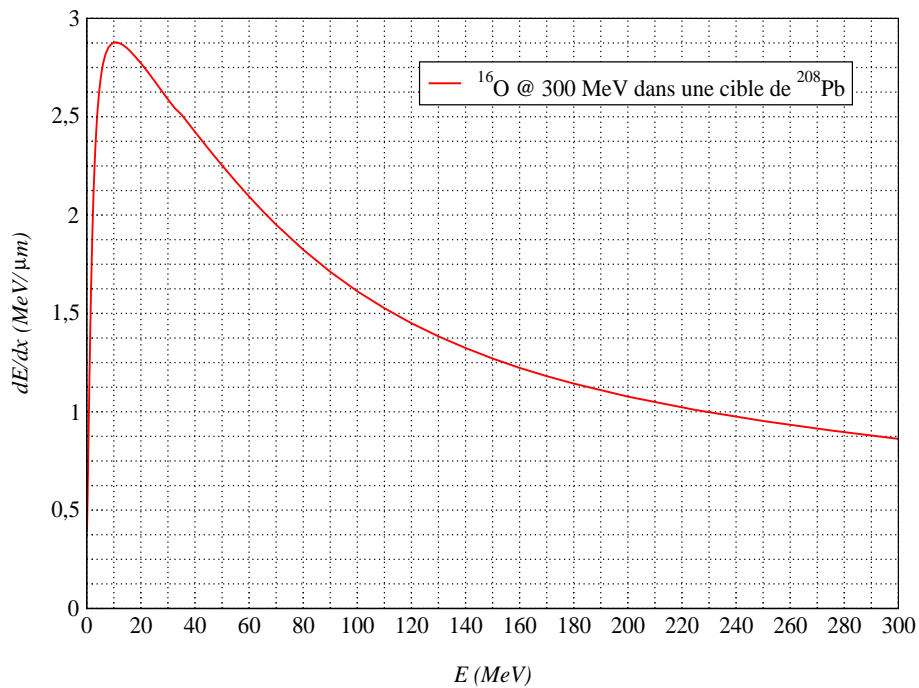


FIG. 4.5 – Courbe de Bragg en fonction de l'énergie simulée avec SRIM



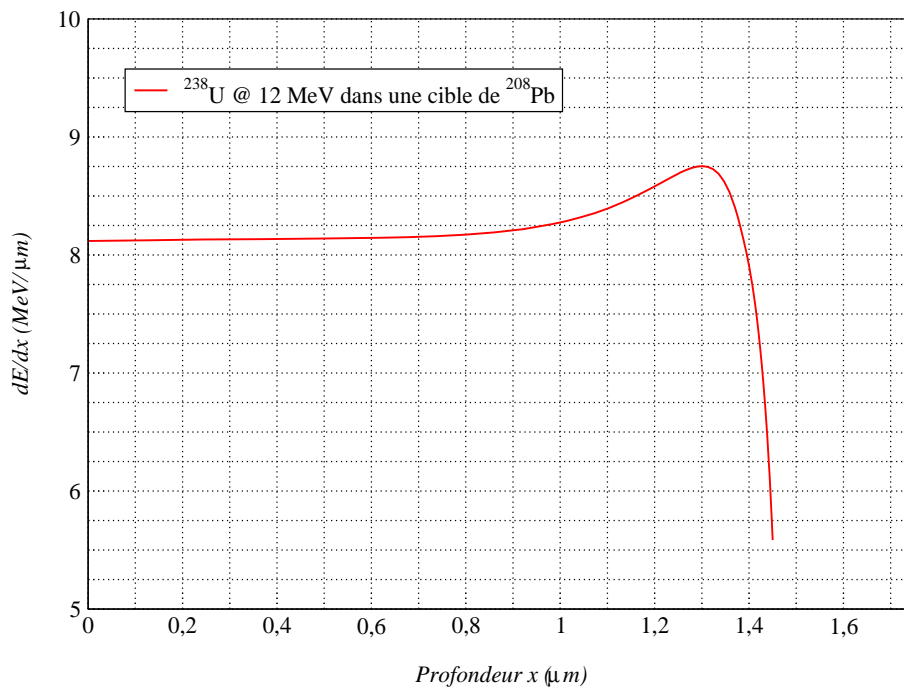


FIG. 4.6 – Courbe de Bragg du noyau lourd U en fonction de la profondeur simulée avec SRIM

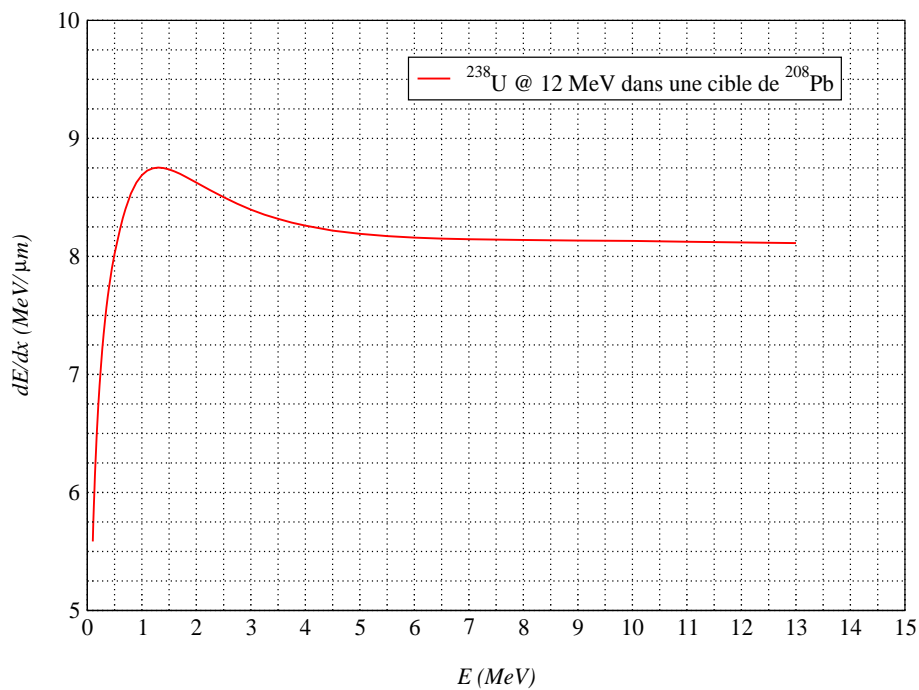


FIG. 4.7 – Courbe de Bragg du noyau lourd U en fonction de l'énergie simulée avec SRIM

Puisque le pouvoir d'arrêt dépend de l'énergie cinétique de la particule, celui-ci variera au fur et à mesure que la particule avance dans le matériau. Les courbes 4.4 à 4.7 représentent cette variation du pouvoir d'arrêt en fonction, d'une part, de la profondeur traversée et, d'autre part, de l'énergie cinétique pour deux cas extrêmes :  $^{238}\text{U}$  sur  $^{208}\text{Pb}$  et  $^{16}\text{O}$  sur  $^{208}\text{Pb}$ .

Pour l'ion léger d'O, on peut constater sur la figure (fig. 4.4) que le pouvoir d'arrêt est faible sur une grande partie du trajet et passe soudainement par un maximum prononcé à la fin du parcours de l'ion avant de retomber brusquement à zéro. La plus grande perte d'énergie dans ce cas se produit à la fin du trajet de la particule. Cette particularité est utilisée dans des applications médicales des radiations. Pour brûler des tumeurs cancéreuses, par exemple, on a besoin de délivrer une grande énergie sur un point donné situé en profondeur sans altérer les tissus intermédiaires situés sur la trajectoire d'approche.

Par contre dans le cas de l'ion lourd  $^{238}\text{U}$  reculant dans la même cible de Pb, on remarque (cf. fig. 4.6) que le pouvoir d'arrêt est presque constant sur tout le trajet jusqu'à la fin du parcours où il augmente légèrement, passe par maximum au moment du pic de Bragg et retombe très rapidement à zéro.

#### 4.1.4 Adaptation et extrapolation à la production de VHE

Pour les applications aux VHE, j'ai utilisé les codes SRIM (Stopping and Ranges of Ions in Matter) et TRIM (Transport of Ions in Matter) [34]. Les calculs de pouvoir d'arrêt et de perte d'énergie avec ces codes peuvent être effectués avec des couples d'éléments naturels (cible-projectile) jusqu'à l'Uranium, et comme nous sommes confrontés à des noyaux transuraniens et même transférmiens, j'ai été amené à utiliser des lois d'échelle pour déduire à partir de tables existantes, celles correspondant aux cibles très lourdes et noyaux de reculs transférmiens. J'ai appliqué pour cela des lois d'échelle déduites de la formule de perte d'énergie de Bethe et Bloch.

Dans la plupart des cas, dans la région de masse d'intérêt, le noyau de recul est transuranien, dans le cas contraire cela ne pose pas de problème avec SRIM. Deux cas se présentent alors naturellement :

- la cible est naturelle
- la cible est transuraniennne (cas des cibles lourdes radioactives).

Pour le premier cas on remédie au problème en utilisant la formule 4.20 : étant donné deux noyaux lourds (1) et (2) traversant la même cible naturelle, (1) un noyau lourd traité par SRIM et (2) le recul d'intérêt, on a :

$$-\frac{dE_2}{dx}(T) = -\frac{z_2^2}{z_1^2} \cdot \frac{dE_1}{dx}(T \frac{A_1}{A_2}) \quad (4.20)$$

A l'aide de cette loi d'échelle, on peut obtenir les pouvoirs d'arrêt  $-\frac{dE_2}{dx}$  d'un noyau lourd (au-delà des limites de SRIM) de  $Z = z_2$  dans un matériau donné à l'aide des pouvoirs d'arrêt  $-\frac{dE_1}{dx}$  dans le même matériau d'un noyau plus léger avec  $Z = z_1 < z_2$  traité dans SRIM. On utilise, dans notre cas, le noyau "cible" lourd tabulé le plus proche, c'est à dire l'Uranium.

Si la cible est maintenant transuraniennne, dans ce cas on est obligé d'utiliser une double loi d'échelle. La loi précédente afin de déduire, à partir des pouvoirs d'arrêts de l'ion d'Uranium

dans une cible d'Uranium, ceux du noyau transfertier dans l'Uranium, puis une deuxième loi d'échelle qui est cette fois approximative et qui permet de calculer à partir du même ion (c-à-d notre noyau de recul) les pouvoirs d'arrêt dans une cible différente transuraniennne.

$$-\frac{dE_2}{dx}(T) = -\frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{Z_2}{Z_1} \cdot \frac{A_1}{A_2} \cdot \frac{dE_1}{dx}(T) \quad (4.21)$$

où  $\rho_1$  et  $\rho_2$  sont les densités.  $Z_1, Z_2, A_1, A_2$ , sont les charges et les masses des noyaux cibles (1) et (2). Cette approche marche d'autant mieux que les noyaux sont proches de ceux utilisés pour l'extrapolation.

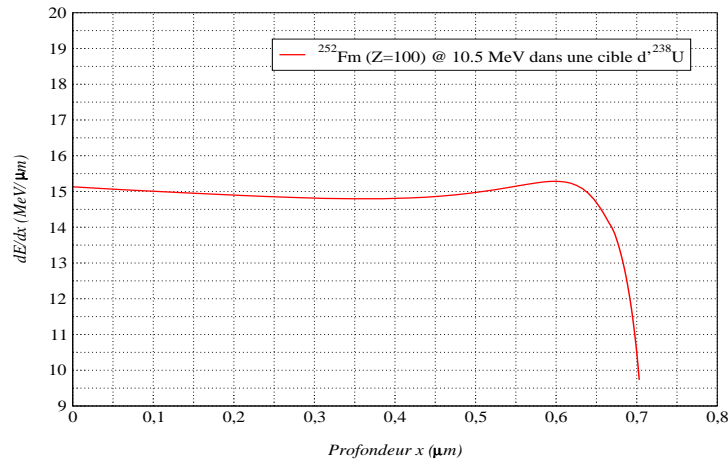


FIG. 4.8 – Courbe de Bragg du noyau VHE  $^{252}\text{Fm}$  reculant dans une cible d' $^{238}\text{U}$  en fonction de la profondeur, extrapolée à partir de  $^{238}\text{U}$  dans  $^{238}\text{U}$

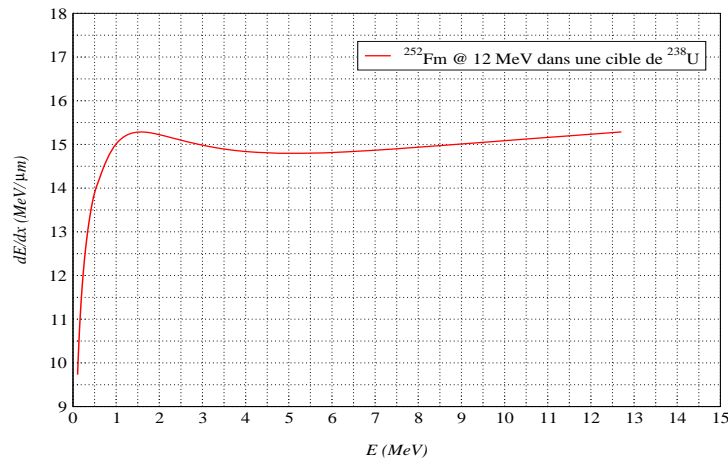


FIG. 4.9 – Courbe de Bragg du noyau VHE  $^{252}\text{Fm}$  reculant dans une cible d' $^{238}\text{U}$  en fonction de l'énergie, extrapolée à partir de  $^{238}\text{U}$  dans  $^{238}\text{U}$

Les courbes de Bragg ci-dessus (cf. figs. 4.8 et 4.9), sont un exemple de l'utilisation de la première loi d'échelle pour extrapoler les pouvoirs d'arrêt du noyau VHE  $^{252}\text{Fm}$  dans une cible d'Uranium. Comme dans le cas de "Uranium dans Plomb", le pouvoir d'arrêt est presque constant jusqu'à la fin du trajet, mais le maximum est encore moins prononcé.

#### 4.1.5 Fonction d'excitation $\sigma(E)$

Dans une réaction nucléaire, la section efficace de production d'un noyau donné est une fonction de l'énergie de bombardement. Pour chaque voie de réaction, la production atteint un maximum pour une énergie de faisceau bien déterminée qui dépend de plusieurs paramètres nucléaires relatifs au couple cible-projectile. Le voisinage du maximum de la fonction correspondante appelée fonction d'excitation peut être, dans la plupart des cas, assimilée à une gaussienne (cf. fig. 4.10)<sup>1</sup>. C'est l'hypothèse qu'on adoptera dans notre étude de simulation dans les sections suivantes.

Comme on l'a vu précédemment, du fait de la perte d'énergie que subit le faisceau dans une cible et du caractère aléatoire de la profondeur à laquelle a lieu la réaction, cette dernière a lieu avec différentes valeurs de l'énergie. En fait, la réaction peut avoir lieu à n'importe quelle énergie de faisceau comprise entre l'énergie d'entrée dans la cible et l'énergie de sortie du noyau projectile. C'est pour cette raison que l'on doit faire appel à la fonction d'excitation dans notre étude des paramètres de réaction dans le but d'optimiser notre système.

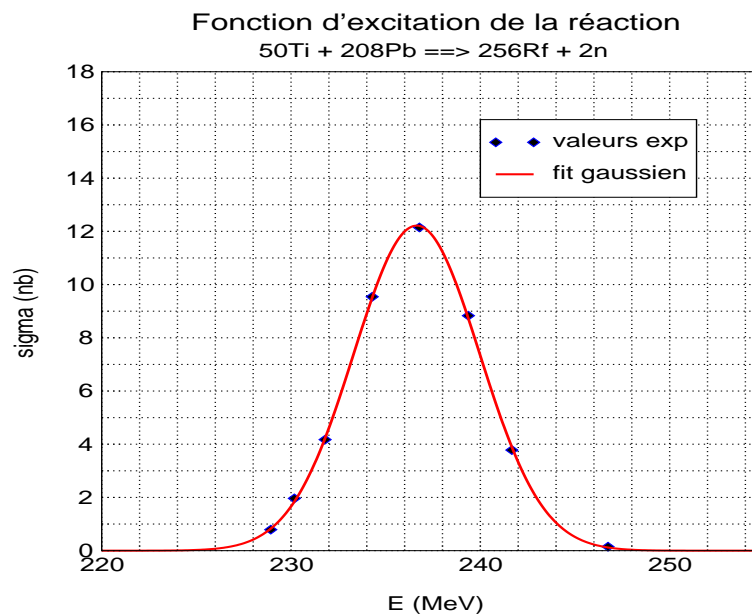


FIG. 4.10 – Fonction d'excitation de la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 2n)^{256}\text{Rf}$ , d'après [9]

<sup>1</sup>Pour obtenir cette courbe à partir des valeurs expérimentales, on a supposé que l'énergie  $E$  était celle au centre de la cible utilisée.

Notre but est d'essayer de trouver une meilleure correspondance entre la largeur de la fonction d'excitation et la largeur  $\Delta E_p$  de l'énergie incidente due à l'épaisseur de la cible. De cette façon, on pourra se placer à une énergie de bombardement telle que le maximum de la section efficace soit placé à mi-cible afin d'englober le plus possible la fonction d'excitation d'une voie donnée.

En effet, la production du noyau d'intérêt va dépendre, plus précisément, de la valeur moyenne de la fonction d'excitation sur toute la largeur de la cible. Or, cette moyenne dépend précisément du calage de la fonction d'excitation sur la cible. Pour une même épaisseur donnée,  $e$ , le maximum de la valeur moyenne de la fonction d'excitation est obtenue lorsque celle-ci a son maximum au centre de la cible. Par contre, pour des réactions dont le but est de fabriquer des noyaux à plus haut moment angulaire, on choisit de favoriser la partie haute énergie de la fonction d'excitation. Dans ce cas, l'énergie incidente sera volontairement légèrement décalée vers la partie haute énergie de la gaussienne.

## 4.2 Simulation des pertes d'énergies à l'aide de SRIM

Les sections efficaces de réaction de synthèse d'éléments VHE sont tellement faibles qu'il faut impérativement optimiser la partie section efficace. Notre but est de simuler ces pertes d'énergie afin de pouvoir maîtriser la cinématique de la réaction et d'estimer au plus juste les énergies mises en jeu et résultantes ainsi que les épaisseurs de cible compatibles pour une réaction proposée dans le cadre d'un dispositif expérimental donné.

On a vu précédemment que la section efficace de production de notre noyau d'intérêt dépend étroitement de l'énergie du faisceau et qu'elle atteint son maximum pour une énergie bien déterminée (selon la voie de réaction  $1n$ ,  $2n$ , ...).

L'énergie d'implantation dans le plan focal du noyau résidu d'évaporation dépend de l'énergie incidente du projectile  $E_p$  (donc de  $\Delta E_p$ ) et des différentes pertes d'énergie que le recul peut subir dans la cible ou éventuellement dans les différentes feuilles qu'il rencontre sur sa trajectoire jusqu'au plan focal.

Comme on le voit sur la courbe du haut de la figure 4.11, l'énergie incidente  $E_p$  sera différente selon le lieu de la réaction dans la cible et fluctuera entre deux limites  $E_{max}$  correspondant à une réaction se produisant à l'entrée de la cible et qui est donc l'énergie de bombardement, et  $E_{min}$  qui correspond à une réaction à la fin de la cible. La différence  $\Delta E_p$  entre ces deux limites représente la largeur sur laquelle peut varier l'énergie incidente au sein de la cible.

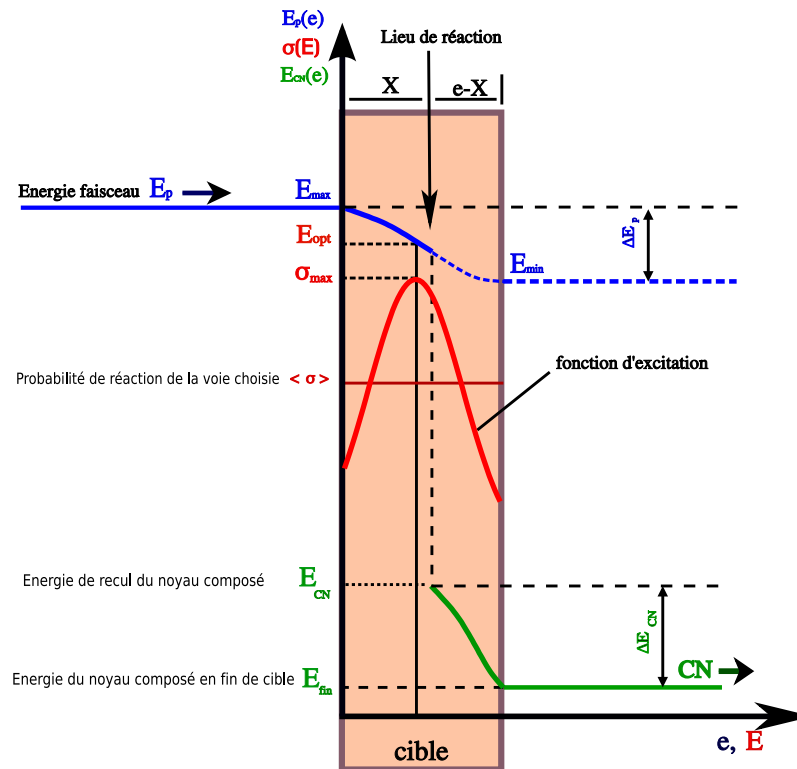


FIG. 4.11 – Variation de l'énergie de réaction entre deux limites  $E_{min}$  et  $E_{max}$  en fonction de l'épaisseur de cible (courbe en bleu), positionnement de la fonction d'excitation en fonction de cette variation (courbe en rouge) et perte d'énergie du noyau formé (CN) au sein de la cible (courbe en vert)

Dans les réactions envisagées dans cadre de ce travail, outre la cible, le noyau produit traverse différents milieux. On se basera sur le cas d'une réaction au plan cible des séparateurs RITU et VASSILISSA. La simulation va donc s'effectuer sur :

- la perte d'énergie  $\Delta E_p$  du faisceau jusqu'au lieu de la réaction
- la perte d'énergie du noyau composé dans la cible (cf. fig. 4.11 courbe du bas)
- éventuellement, la perte d'énergie du noyau composé dans les différentes feuilles entre la cible et le plan focal.

On négligera la perte d'énergie dans le gaz (pour RITU) qui est à basse pression<sup>2</sup>. Vu l'extrême complexité des phénomènes entrant en jeu dans la perte d'énergie, il est impossible d'effectuer ces calculs à la main. On a donc eu recours au logiciel de simulation : SRIM créé par J. Ziegler [34]. Il est basé sur la méthode Monte-Carlo et traite explicitement les pertes d'énergie dans les milieux. On peut générer, à l'aide de ce logiciel, les tables des pouvoirs d'arrêt pour un ion donné dans un milieu donné. On utilisera ensuite ces tables dans nos programmes adaptés aux réactions nucléaires.

Pour effectuer ces opérations et prolonger le programme SRIM dans le domaine des trans-

<sup>2</sup>Le gaz de He à  $10^{-4}$  bar équivaut environ à  $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de cible d'Helium

uraniens et des transférmiens, j'ai développé un code fortran "VHESRIM" que nous décrivons par la suite. Le programme SRIM nous permet de calculer les tables de pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie d'un ion donné dans un milieu donné. On récupère ces tables sous la forme de fichiers de données et on les injecte dans le programme fortran "VHESRIM.F". Ce programme traite les différentes étapes et parties précédant et suivant la réaction nucléaire :

1. perte d'énergie du faisceau dans la cible avant la réaction.
2. perte d'énergie du noyau formé après la réaction (les lois d'échelle sont appliquées).
3. éventuellement, la perte d'énergie du noyau résiduel dans les autres milieux qu'il peut rencontrer (comme le Mylar pour RITU)

Étant donné que les tables de SRIM sont données en fonction de l'énergie, le calcul de la profondeur totale parcourue et de la perte d'énergie totale par l'ion revient à intégrer, en fonction de  $E$ , l'équation suivante.

$$\frac{dx}{dE} = -\frac{1}{S(E)} \quad (4.22)$$

où  $S(E)$  est le pouvoir d'arrêt dépendant bien entendu de l'énergie de l'ion.

Commençons d'abord par le cas du noyau projectile. Supposons que la réaction ait lieu à une profondeur  $X$  dans la cible (voir figure 4.12). d'après la loi de la perte d'énergie, on a

$$\Delta E = -S(E)\Delta x \quad (4.23)$$

Le pouvoir d'arrêt peut varier rapidement pour certaines valeurs de l'énergie, ce qui rend le calcul délicat. Cette dépendance est donnée dans les tables de SRIM. A chaque énergie  $E_i$  correspond un pouvoir d'arrêt  $S_i$ .

Pour l'épaisseur de cible  $X$  à traverser, à partir de l'énergie initiale de l'ion  $E_0 = E_{max}$  (énergie de bombardement), on cherche, dans la table, le pouvoir d'arrêt initial  $S_0$  correspondant. En utilisant l'équation 4.23, on calcule le  $\Delta x_0$  parcouru par l'ion en prenant une perte d'énergie correspondant à la différence des énergies successives données dans la table, c'est-à-dire

$$\Delta E_0 = (E_0 - E_1)$$

Ainsi

$$\Delta x_0 = -\frac{E_0 - E_1}{S_0} \quad (4.24)$$

Après avoir parcouru l'épaisseur  $\Delta x_0$ , l'ion considéré aura maintenant une énergie  $E = E_1$  et le pouvoir d'arrêt la valeur  $S_1$ . On passe alors à l'itération suivante et on refait le même calcul pour déduire le  $\Delta x$  suivant. Ainsi, d'une façon générale, on a pour l'itération  $i$  :

$$\Delta x_i = -\frac{E_i - E_{i+1}}{S_i} \quad (4.25)$$

Cette procédure de calcul est schématisée sur la figure 4.12

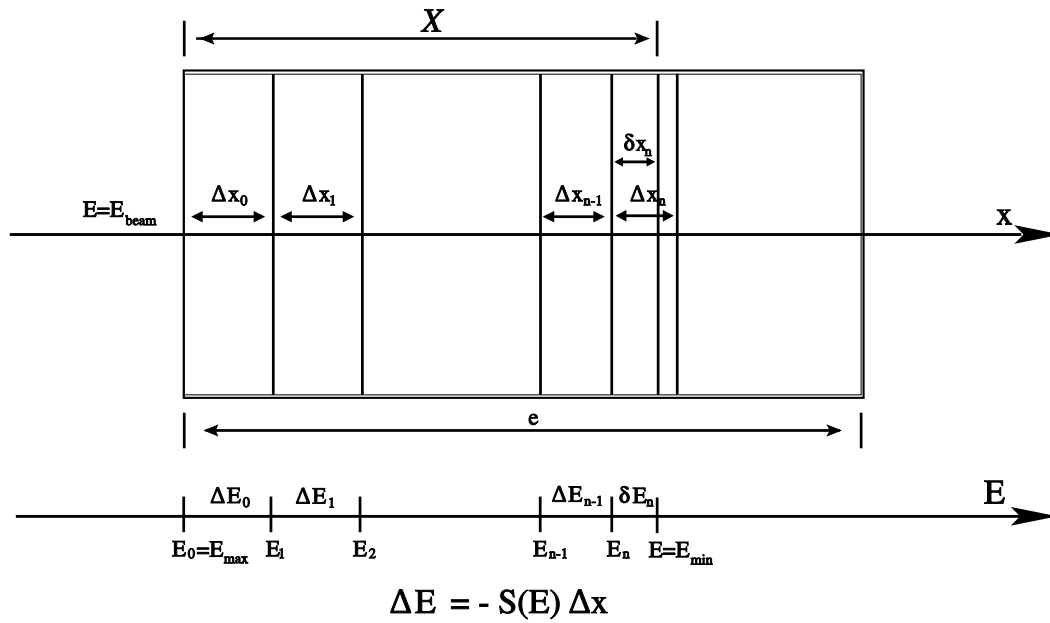


FIG. 4.12 – Schématisation du calcul de la perte d'énergie dans la cible : l'énergie de réaction varie entre deux limites  $E_{\min}$  et  $E_{\max}$  qui correspond à l'énergie de bombardement

Ce mode de découpage en  $N$  itérations  $\Delta E_i$ , pour calculer les  $\Delta x_i$ , est tiré directement des tables générées par SRIM, lesquelles tiennent compte de la variation du pouvoir d'arrêt  $S$  en fonction de l'énergie.

On continue ainsi les itérations jusqu'à ce que l'une des deux conditions suivantes soit réalisée.

1.  $\sum_{i=0}^n \Delta x_i > X$  : l'ion est arrivé à la fin du parcours  $X$  (à la  $n^{\text{ième}}$  itération)
2.  $\sum_{i=0}^{m-1} \Delta x_i < X$  et  $E = 0$  : on arrive à la dernière itération dans la table des pouvoirs d'arrêt ( $m$  étant la dimension de cette table).

Dans le premier cas on récupère l'énergie finale<sup>3</sup> de l'ion qui aura la valeur :

$$E = E_n - \delta E_n \quad (4.26)$$

$\delta E_n$  étant la perte d'énergie dans l'épaisseur  $\delta x_n$  finale (cf. fig. 4.12) :

$$\delta E_n = S_n \delta x_n, \quad \delta x_n = X - (\Delta x_0 + \dots + \Delta x_{n-1}) \quad (4.27)$$

Cette énergie  $E$ , sera dans ce cas l'énergie du faisceau au moment de la réaction.

Dans le deuxième cas, l'ion est arrêté dans le milieu considéré à une profondeur égale à  $\sum_{i=0}^{m-1} \Delta x_i$ .

<sup>3</sup>Energie au lieu supposé de la réaction



Le calculs des pertes d'énergie pour le noyaux produit par la réaction se fait avec la même routine mais en prenant une épaisseur de parcours égale à  $e - X$ . Pour tenir compte du caractère quelconque du lieu de la réaction, on a effectué ces mêmes simulations pour différentes profondeurs  $X$ . 20 valeurs du lieu de réaction dans la cible, distribuées uniformément sur la largeur totale de la cible avec un pas de 5 % de l'épaisseur totale, ont été traitées. Pour chaque profondeur de réaction considérée, une boucle sur la routine décrite précédemment, nous permet de simuler tout ces cas de figure en fonction du lieu de réaction dans la cible. La procédure de calcul est la même pour le projectile et pour le noyau composé.

### 4.2.1 Application au transport d'un VHE jusqu'au plan focal de RITU

Lors du transport du noyau de recul jusqu'au plan focal du détecteur de recul RITU, le noyau est amené à traverser différentes feuilles séparatrices du fait de l'utilisation de gaz dans le séparateur. Il vient ensuite s'implanter dans le détecteur Silicium au plan focal. Ces effets de perte d'énergie viennent s'ajouter à ceux provenant du passage dans la cible.

Le but du présent calcul est de trouver d'une part, l'énergie finale du noyau de recul au plan focal, (celle ci doit être suffisante pour qu'il puisse s'implanter). D'autre part, la largeur  $\Delta E$  en énergie incidente pour une épaisseur de cible donnée, qui déterminera la valeur moyenne de la section efficace.

La courbe (cf. fig. 4.13) représente l'énergie de recul du noyau résiduel à la sortie de la cible pour une réaction donnée. Chaque courbe correspond à une épaisseur de cible différente. Le faisceau ayant généralement une très grande énergie, celle-ci varie relativement peu en fonction de la profondeur de réaction ou de l'épaisseur de cible qu'on utilise (de l'ordre du  $mg/cm^2$ ) ; de ce fait, on peut considérer que l'énergie au moment de la réaction est toujours sensiblement la même.

Pour avoir un nombre maximum de noyaux composés qui ont une énergie de recul suffisamment grande pour sortir de la cible et aller s'implanter au plan focal, on doit prendre une épaisseur de cible telle qu'un noyau de recul formé au début de la cible arrive à sortir de cette dernière. Ce critère nous donne une épaisseur maximum compatible avec la réaction en question pour une configuration expérimentale donnée. Au-delà de cette épaisseur, on commence à perdre les réactions se produisant à l'entrée de cible.

Comme on peut le constater sur la figure (cf. fig. 4.13), au-delà d'une certaine épaisseur critique  $e_{max}$  de la cible de Plomb ( $\sim 5 mg/cm^2$  dans le cas de la réaction considérée) l'énergie des noyaux de recul de Rutherfordium à la sortie de la cible commence à tomber à zéro, les noyaux, créés en début de cible, sont alors stoppés dans cette dernière.

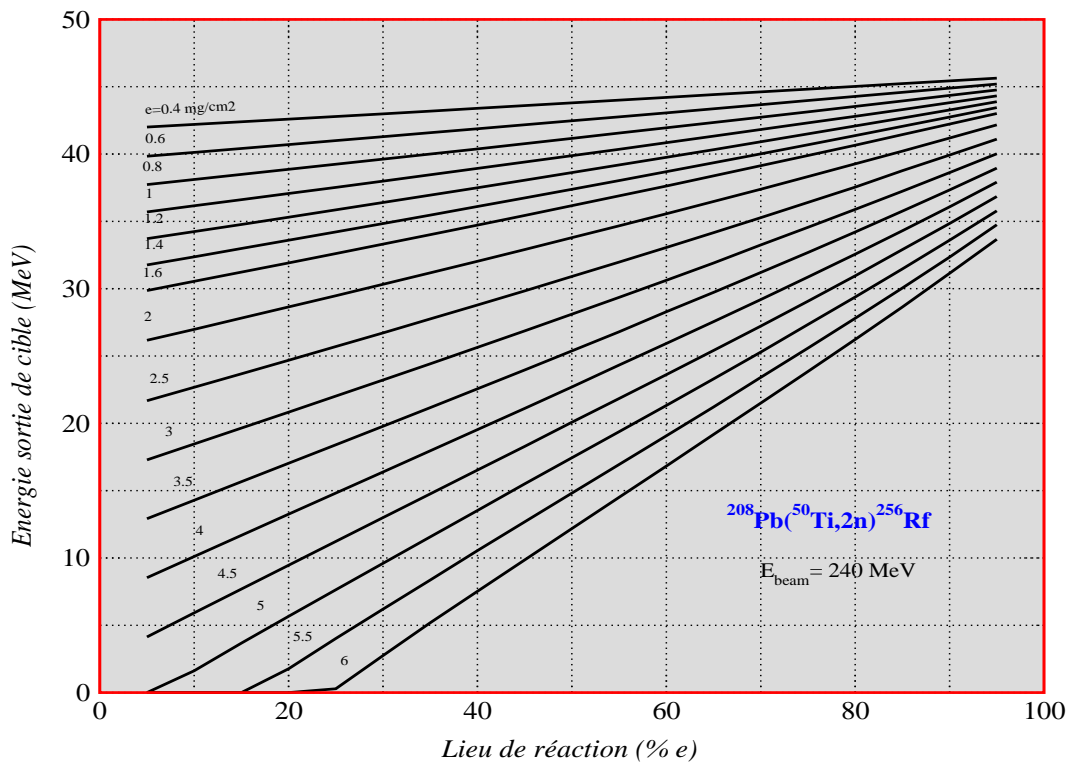


FIG. 4.13 – Énergie finale (à la sortie de la cible) du noyau de recul  $^{256}\text{Rf}$  en fonction du lieu de réaction dans la cible pour différentes épaisseurs

Comme on l'a vu précédemment, le plan focal de RITU comprend un détecteur à gaz (MWPC) qui est constitué d'un compteur proportionnel permettant de mesurer le temps de vol des noyaux très lourds formés. Le MWPC comprend deux feuilles de mylar qui délimitent la zone remplie de gaz. Le noyau résiduel traverse donc ces feuilles avant de s'implanter dans le Si du plan focal. De la même façon que précédemment, si l'on veut effectivement implanter notre noyau VHE dans le plan focal, celui-ci doit pouvoir traverser en plus de la cible, les feuilles de mylar du détecteur gazeux et les zones mortes du Si d'implantation. Le code VHESRIM permet d'intégrer cet effet tout comme celui de la cible. Les courbes (cf. fig. 4.14) représentent, cette fois-ci, les énergies finales d'implantation du résidu d'évaporation pour différentes réactions. Tout comme le cas précédent, les tracés sont effectués pour différentes épaisseurs de cibles. Dans le dispositif expérimental RITU, les feuilles de mylar du détecteur à gaz (MWPC) ont une épaisseur de  $0.2 \text{ mg/cm}^2$ . À titre indicatif, un noyau VHE avec une énergie d'une quarantaine de MeV perd en moyenne environ 4 MeV dans chacune de ces feuilles.

Dans ce résultat, on tient compte de la perte d'énergie dans les feuilles de mylar du MWPC. Par contre, les pertes dans les gaz de RITU (He) et du MWPC sont à nouveau négligées. Afin de voir l'effet de la nature du faisceau, lourd ou léger, on a choisi des réactions avec des faisceaux de plus en plus légers. Dans ce cas, l'épaisseur critique correspond à l'épaisseur pour laquelle, tous les noyaux (quelque soit le lieu de leur production dans la cible) peuvent traverser les feuilles de mylar. Au-delà de cette épaisseur, les noyaux de recul commencent à être stoppés,

non pas dans la cible, mais dans les feuilles de mylar du MWPC.

On constate sur les 4 figures (cf. fig. 4.14) que l'énergie d'implantation (correspondant à l'épaisseur critique) et l'épaisseur critique, diminuent avec la masse du faisceau. Ceci est prévisible étant donné que l'énergie de recul est proportionnelle à la masse atomique du noyau projectile. Cela pose un vrai problème pour des réactions avec des faisceaux légers dans ce type de dispositif expérimental (la transmission de RITU se détériore avec des faisceaux légers). Or les réactions combinant cibles radioactives à des faisceaux légers constituent une partie de l'originalité de ce travail et ont ouvert des perspectives intéressantes du point de vue des sections efficaces.

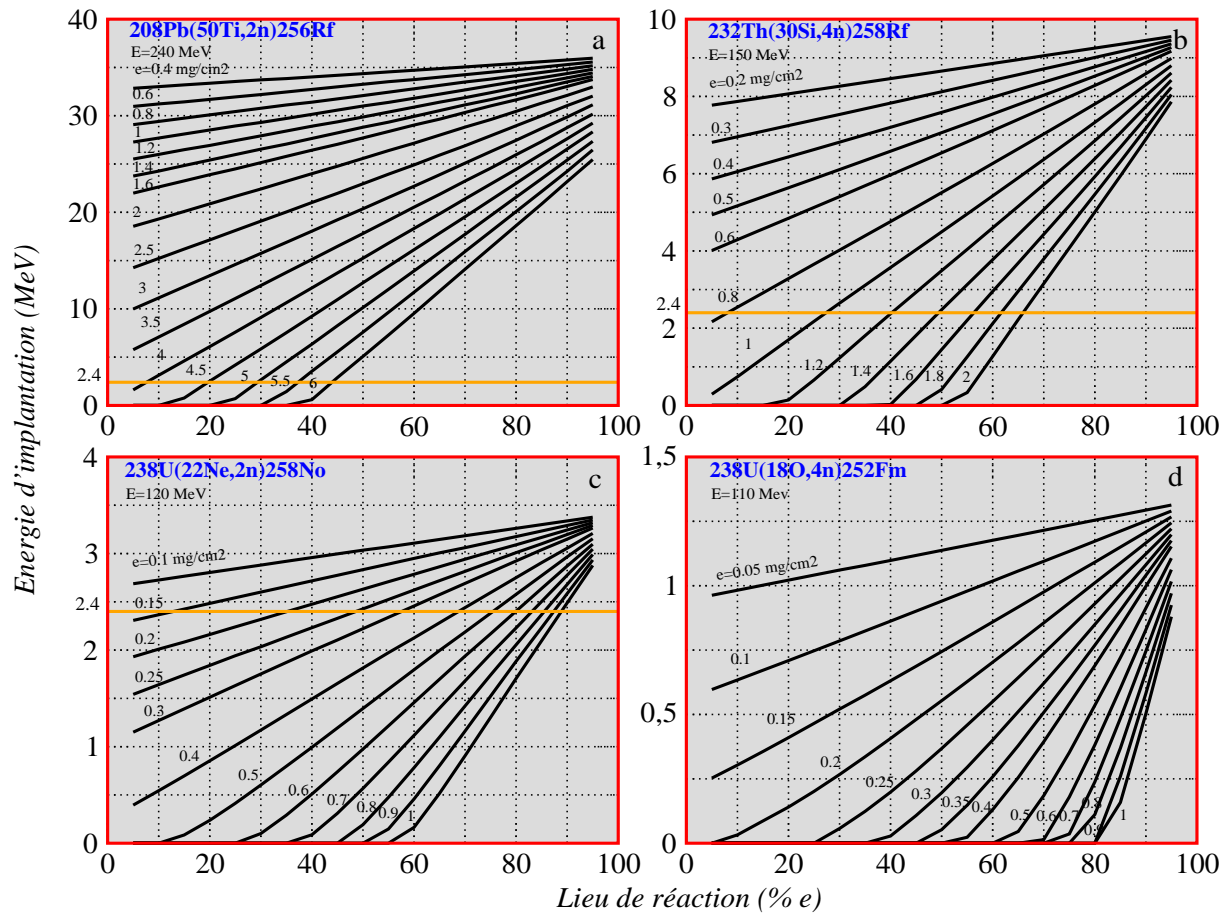


FIG. 4.14 – Variation de l'énergie finale d'implantation du noyau résiduel dans le Si du plan focal de RITU (en présence du MWPC) en fonction du lieu de réaction dans la cible. Les courbes sont tracées pour différentes épaisseurs de cible pour 4 réactions différentes

Au niveau de l'implantation dans les détecteurs Si, il est aussi impératif de tenir compte de la zone morte de ces détecteurs. Cette fine couche de Si inactive est en général d'une épaisseur inférieure au  $\mu\text{m}$ . Pour une épaisseur de Si égale à  $1\ \mu\text{m}$ , un noyau VHE (d'énergie variant en général entre 5 et 50 MeV selon le couple cible-projectile utilisé) tel que le No, perd en moyenne environ 2.4 MeV dans cette zone morte. Cette énergie n'est donc en général pas négligeable, notamment pour des réactions asymétriques donnant lieu à des reculs lents comme les trois

réactions "b, c, d" de la figure 4.14. Par exemple, d'après la figure 4.14.a, pour des réactions qui ont lieu en début de cible, l'épaisseur de cible maximum qui permet au noyau de recul  $^{256}\text{Rf}$  de passer le MWPC est d'environ  $4\text{ mg/cm}^2$ . Pour cette même épaisseur, d'après la figure 4.13, l'énergie sortie de cible est d'environ  $8\text{ MeV}$ , ceci correspond à l'énergie minimum que doit avoir le noyau résiduel  $^{256}\text{Rf}$  pour traverser les deux feuilles de Mylar. L'énergie incidente est choisie en fonction de la cinématique de la réaction, donc d'une optimisation de section efficace, le paramètre permettant de contrôler l'énergie cinétique du noyau de recul est l'épaisseur de cible. On verra plus loin que l'optimisation de la réaction peut se faire sur deux critères et que cet ordre de grandeur d'épaisseur limite est celui auquel on pouvait s'attendre.

Un seuil d'énergie à  $2.4\text{ MeV}$ , créé par une zone morte du Si d'épaisseur égale à  $1\mu\text{m}$ , est représenté sur ces figures (ligne horizontale en orange) et montre clairement que la réaction asymétrique de la figure "c" est très difficile à réaliser si on veut garder le détecteur à gaz MWPC, tandis que la réaction de la figure "d" est impossible à réaliser si on ne supprime pas le MWPC car le noyau résiduel n'a plus, dans ce cas, une énergie suffisante pour traverser la zone morte du Si.

Sur la figure 4.15, on représente, pour plusieurs réactions, l'épaisseur de cible maximum permettant de traverser les feuilles du MWPC pour un lieu de réaction en début de cible, c'est à dire dans le cas le plus défavorable. On voit très bien l'avantage des réactions plus symétriques (faisceaux  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{30}\text{Si}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ), tandis que pour la réaction avec un faisceau de carbone, même pour une épaisseur nulle, le noyau de recul est stoppé dans le Mylar.

Or l'usage de cibles radioactives associées à des faisceaux légers donne lieu à la production d'éléments plus riches en neutrons. Il faut donc, dans ces cas favorables, réaliser l'expérience en se passant du détecteur à gaz du plan focal.

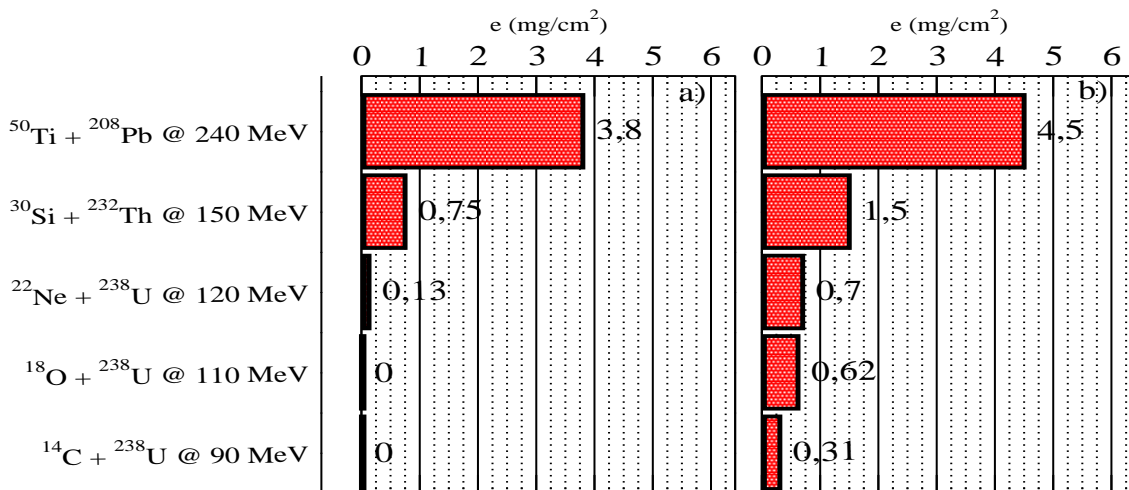


FIG. 4.15 – Épaisseur maximum, pour une réaction en début de cible, permettant de traverser la zone morte du Si et laissant un signal dans le DSSSD dans les cas a) avec utilisation du MWPC et b) Sans le MWPC

# Chapitre 5

## Stragglng angulaire

### 5.1 Le stragglng angulaire des noyaux de recul

Dans une réaction nucléaire, la trajectoire finale du noyau résiduel est influencé par deux effets. Le premier est l'émission de particules. Dans le cas des réactions de fusion évaporation qui nous intéressent, ces particules sont des neutrons. Cette émission prompte se produit très vite après la réaction (prompte) et a pour effet d'imprimer au noyau de recul une certaine déviation angulaire par rapport à sa trajectoire initiale. Le second effet, pas moins important, est dû à la cible. Après sa formation, le noyau résiduel aura une certaine épaisseur de cible à traverser en fonction du lieu où s'est produite la réaction. Son interaction avec les atomes de la cible induira elle aussi une déviation de sa trajectoire finale à la sortie de cette cible. Lorsque l'énergie cinétique de l'ion est importante, ces déflexions sont faibles. Ainsi, le faisceau conserve, en première approximation sa direction initiale. Ceci n'est pas le cas du noyau de recul qui a une énergie bien plus faible et un  $Z$  plus élevé.

Ainsi, les interactions dans la cible, d'une part, et l'évaporation de neutrons dans différentes directions de l'espace, d'autre part, vont donc induire une déflexion sensible de la trajectoire du noyau résiduel. On appelle cette déviation le stragglng angulaire. Le noyau résiduel sortira de la cible avec un certain angle de recul par rapport à l'axe du système de détection (cf. fig. 5.1). Cet angle est d'une importance cruciale. En effet, pour pouvoir implanter ce noyau dans le système de détecteurs au plan focal, celui-ci devra traverser un séparateur magnétique qui permet de filtrer tous les produits secondaires indésirables et surtout de séparer les résidus d'évaporation des noyaux du faisceau. Le but de ce chapitre est l'estimation de ces deux effets à l'aide de simulations numériques.

Le séparateur a une ouverture finie et bien déterminée, cette ouverture a généralement une forme rectangulaire. Pour notre simulation du stragglng angulaire, on va considérer un cône de demi-angle  $\theta$  (cf. fig. 5.1) et d'angle solide égal à l'angle solide de l'ouverture vue à partir de la cible. La trajectoire du résidu d'évaporation après la cible doit être inscrite dans ce cône d'acceptance si l'on veut que notre noyau arrive au plan focal (cf. fig. 5.1).

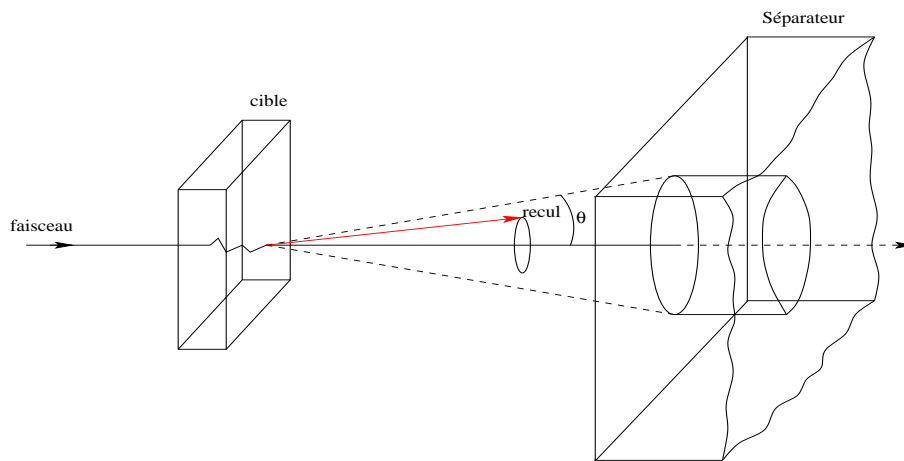


FIG. 5.1 – A la sortie de la cible, la trajectoire du noyau de recul peut avoir, du fait du stragglng angulaire du à l’effet combiné de la cible (interaction avec les électrons du milieu) et de l’évaporation de neutrons, un certain angle avec la direction initiale du faisceau. Plus l’ouverture angulaire du détecteur de recul est grande, plus on récupère de noyaux

### 5.1.1 Les différents séparateurs (RITU, VAMOS, VASSILLISSA) et leurs acceptances angulaires

Dans le cadre de ce travail, on a été confronté à plusieurs types de spectromètres de recul. Ce sont les trois séparateurs RITU à Jyväskylä, VASSILLISSA à Dubna et VAMOS au GANIL qu’on a vus dans le chapitre 3.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à leur ouverture angulaire, donc leur capacité à accepter les noyaux de recul, afin d’étudier l’effet du stragglng angulaire dans ces séparateurs et effectuer par la suite une comparaison entre ces 3 types de spectromètres de recul.

RITU	VASSILLISSA	VAMOS
$\Omega = 2 \text{ msr} \sim \pm 1.45^\circ$	$\Omega = 20 \text{ msr} \sim \pm 4.5^\circ$	$\Omega = 100 \text{ msr} \sim \pm 10^\circ$

FIG. 5.2 – Comparaison entre les ouvertures angulaires des trois séparateurs

Le tableau 5.2 illustre les ouvertures angulaires de chaque séparateur. Il faut noter que ces ouvertures ne sont pas circulaires. L’entrée de RITU a une forme rectangulaire avec une

ouverture de 30 mrad en vertical et 80 mrad en horizontal. Pour VASSILLISSA et VAMOS les ouvertures sont d'une forme carrée avec  $\sim 140$  mrad et  $\sim 320$  mrad d'ouverture respectivement. Dans le but de faciliter les calculs d'acceptance angulaire, l'ouverture de chaque séparateur a été assimilée à un cercle donnant un cône d'angle solide égal à l'angle solide réel du séparateur (cf. fig. 5.2).

Dans les sections suivantes, l'étude du stragglng angulaire dans les cibles va nous permettre de faire une étude comparative entre ces trois spectromètres de recul.

### 5.1.2 L'effet du stragglng angulaire sur l'efficacité

Le problème du stragglng est beaucoup plus compliqué qu'il n'y paraît à première vue. Celui-ci agit directement sur l'efficacité de séparation du système multidecteur  $\gamma$  - spectromètre de recul et donc sur l'efficacité totale de détection. En effet, du fait du stragglng, les noyaux produits ne se retrouvent pas tous dans le cône d'entrée du détecteur de recul. Il est donc impératif de limiter cet effet. Or, une fois les paramètres énergétiques du faisceau fixés, le choix de l'épaisseur de cible sera limité par cet impératif.

Le taux de comptage de noyaux implantés au plan focal dépend de plusieurs paramètres :

- l'efficacité de l'ensemble des détecteurs du plan focal
- l'efficacité du séparateur
- le taux de production du noyau transfirmien

Ce dernier paramètre dépend lui même de l'intensité du faisceau utilisé, de la section efficace de production et de l'épaisseur de cible. Or, comme on l'a vu dans la section 4.1, la section efficace de production dépend de l'énergie du faisceau, cette énergie dépendant elle même de la profondeur à laquelle a lieu la réaction via la perte d'énergie  $\Delta E$ . Ainsi, si on augmente l'épaisseur, on augmente la différence entre l'énergie à l'entrée et à la sortie de cible, on englobera dans ce cas, une plus grande proportion de la fonction d'excitation mais on ne rajoute en fait que des queues de distribution. Ce faible gain de production ne justifie pas forcément la perte liée à l'augmentation du stragglng angulaire.

En fait, la valeur moyenne de la fonction d'excitation, qu'on assimile à une gaussienne, dépend bien entendu de l'épaisseur totale de la cible choisie  $e$  (via  $\Delta E$ ) et de l'énergie de bombardement. Elle tend vers un maximum pour des faibles épaisseurs de cible et pour une énergie de bombardement qui coïncide avec l'énergie du maximum de la gaussienne (au centre de la cible) et elle diminue en augmentant l'épaisseur. Le taux de production total est dans ce cas proportionnel à l'intégrale

$$\int_0^e \sigma(\epsilon) d\epsilon \quad (5.1)$$

où  $\sigma(\epsilon)$  est la fonction d'excitation écrite en fonction de l'épaisseur  $\epsilon$  où a lieu la réaction.

En ce qui concerne la valeur de la section efficace, celle-ci varie en fonction du calage de la fonction d'excitation sur la cible et peut être optimisée en jouant sur l'énergie du faisceau. Ce calage va influencer le stragglng angulaire, une plus grande production en fin de cible favorisant

un faible stragglng. Ceci dit, il ne faut pas oublier que notre production est limitée par un autre facteur, qui est la capacité des détecteurs  $\gamma$  à accepter de forts taux de comptage et qui risquent d'être saturés. Cette saturation provient essentiellement de la fission et des autres voies de réactions dans la cible. Limiter ce facteur revient à fixer le produit  $I_{\text{faisceau}} \cdot e$  à une valeur constante (maximum permis). Par conséquent, si on augmente l'intensité du faisceau il va falloir diminuer l'épaisseur de cible. Ceci favorise, d'une part, un plus faible stragglng angulaire et une plus faible énergie déposée dans la cible, ce qui diminue l'effet thermique. Mais d'autre part, une cible trop fine étant plus fragile, on augmente de ce fait le risque de l'endommager. Bien entendu, augmenter l'intensité de faisceau a ces propres limites (soit physiques, soit imposées par le pile up), dans ce cas on doit se placer à cette valeur maximum de l'intensité et optimiser l'épaisseur de cible pour aboutir à un maximum de noyaux rentrant dans le séparateur.

Le problème nécessite donc une optimisation entre plusieurs paramètres, qui dépendent tous de l'épaisseur de la cible. Pour arriver à un maximum de noyaux implantés au plan focal, il va falloir jouer entre :

1. l'épaisseur de la cible
2. la valeur moyenne de la section efficace sur l'épaisseur de la cible
3. le stragglng angulaire

Dans ce qui suit, nous aurons l'occasion d'étudier ces différents aspects en effectuant une simulation de la perte d'énergie et du stragglng angulaire dans la cible.

### 5.1.3 Simulation du stragglng dû à la cible à l'aide du code TRIM

On a discuté dans le chapitre 4 l'influence des différents milieux traversés par le noyau de recul sur l'énergie cinétique de celui-ci. Dans cette section, nous allons voir l'effet de ces milieux, particulièrement la cible, sur le stragglng angulaire de noyaux lourds. Le stragglng dû aux neutrons sera traité plus loin

Le Logiciel TRIM (TRAnsport of Ions in Matter) [34], va nous permettre de faire une étude de simulation du stragglng dans la cible. Pour cela, on va simuler un grand nombre de projectiles entrant dans la cible. À l'aide de ce code, on peut obtenir les valeurs des cosinus directeurs du vecteur vitesse d'un noyau donné ( $Z < 93$ ) à la sortie de la cible sur les trois axes  $x, y, z$ ; l'axe  $x$  correspondant à l'axe du faisceau. Dans un premier temps, on va étudier le stragglng d'un faisceau d'Uranium dans une cible de Pb en fonction de son épaisseur (l'Uranium étant le noyau le plus lourd traité par TRIM). L'extrapolation de l'angle de sortie de l'ion à des noyaux transuraniens, événement par événement, est extrêmement délicate. On verra plus loin comment utiliser ces résultats pour extrapoler l'acceptance angulaire, qui elle est une grandeur statistique (globale).

En posant une limite sur l'angle entre l'axe du faisceau et la direction de l'ion en sortie de cible on extrait le nombre d'ions qui entrent dans le cône d'ouverture du séparateur. Toutes ces valeurs sont calculées pour une épaisseur de cible donnée et pour une énergie du noyau considéré bien déterminée. On suppose dans un premier temps que toutes les réactions ont lieu à l'entrée de cible et que la trajectoire suivie est celle du noyaux de recul dans la cible.



## Étude préliminaire avec un noyau lourd

Prenons dans un premier temps, le noyau le plus lourd traité par SRIM, c'est à dire l'Uranium, avec une énergie incidente de  $48 \text{ MeV}$  qui correspond à l'énergie de recul d'un noyau transuranien (le  $^{256}\text{Rf}$  dans la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ ). La figure 5.3 représente la simulation de la distribution angulaire du noyau d'Uranium autour de l'axe du faisceau à la sortie de cibles de Plomb de différentes épaisseurs (avec une statistique de 10000 évènements). On constate que très rapidement une proportion non négligeable des ions dépassent les  $3^\circ$  à  $10^\circ$  de demi-ouverture des détecteurs de recul envisagés.

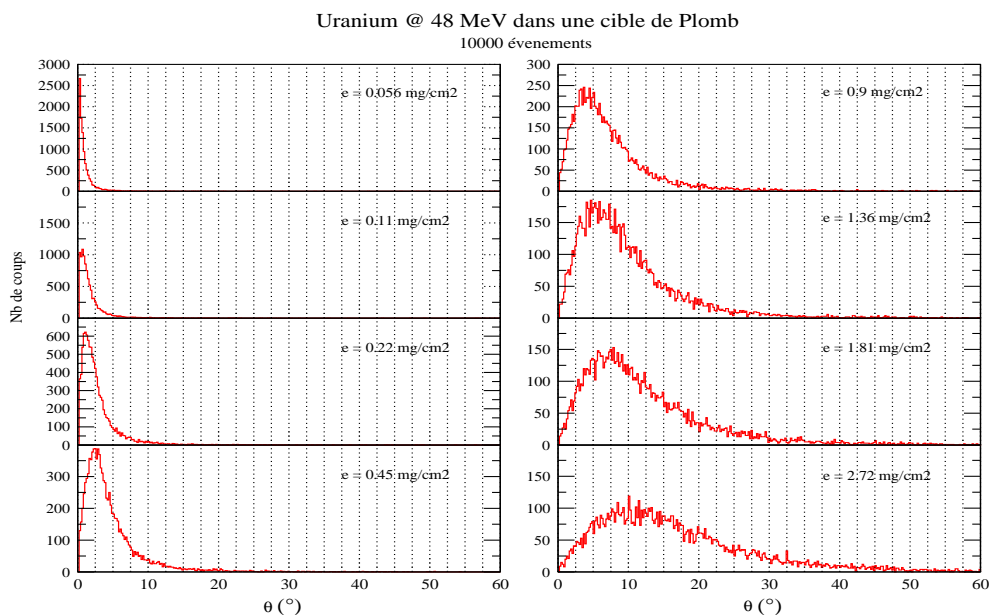


FIG. 5.3 – Exemple de simulation de la distribution angulaire autour de l'axe du faisceau du noyau d'Uranium traversant une cible de Pb,  $\theta$  est l'angle entre la direction du noyau à la sortie de la cible et l'axe du faisceau. 10000 évènements ont été utilisés avec une énergie de recul de  $48 \text{ MeV}$

On voit, sur la figure 5.3, les distributions angulaires de sortie de cible représentées en fonction de l'épaisseur de cible. Pour des épaisseurs de cible très faibles les distributions correspondantes sont piquées à  $\theta=0^\circ$  et, de fait, s'écrasent rapidement lorsque  $\theta$  augmente. D'autre part, dès que l'épaisseur de cible augmente les distributions s'élargissent et le maximum se décale vers un angle qui finit par être important, vidant ainsi la partie à  $0^\circ$  du cône d'émission.

Afin de voir de plus près l'influence de l'épaisseur de cible, trois épaisseurs vont être étudiées,  $0.25$ ,  $0.5$  et  $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$  avec un plus grand nombre de trajectoires (50000 évènements) (cf. fig. 5.4). Ces calculs sont aussi illustrés, pour plus de clarté, en coordonnées polaire sur la même figure (à droite) où la valeur de la coordonnée radiale  $r$  représente le nombre de noyaux émis à un angle compris entre  $\theta$  et  $\theta + d\theta$ .

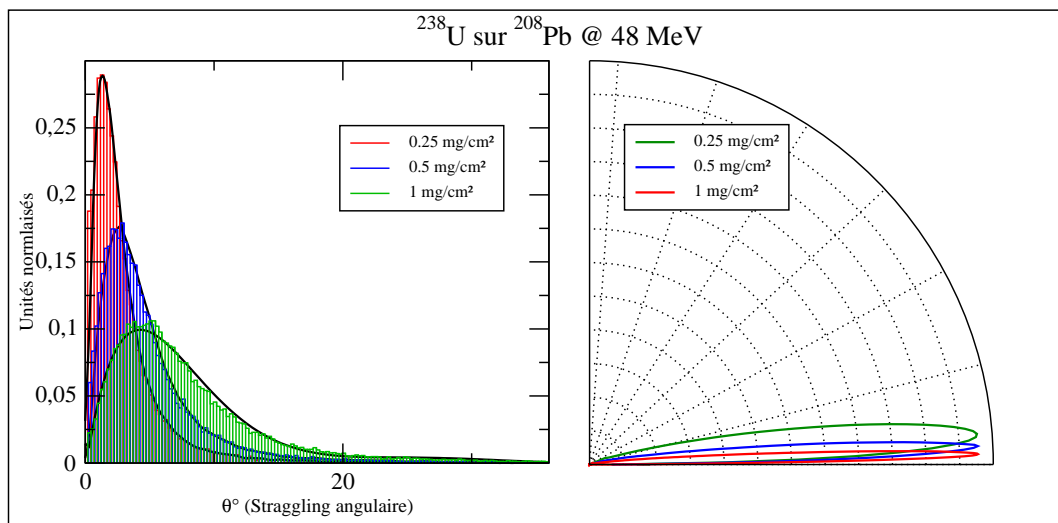


FIG. 5.4 – Simulation de la distribution angulaire autour de l’axe du faisceau du noyau d’Uranium traversant une cible de Pb. 50000 évènements ont été utilisés avec une énergie incidente de 48 MeV (à droite, la distribution en coordonnées polaires)

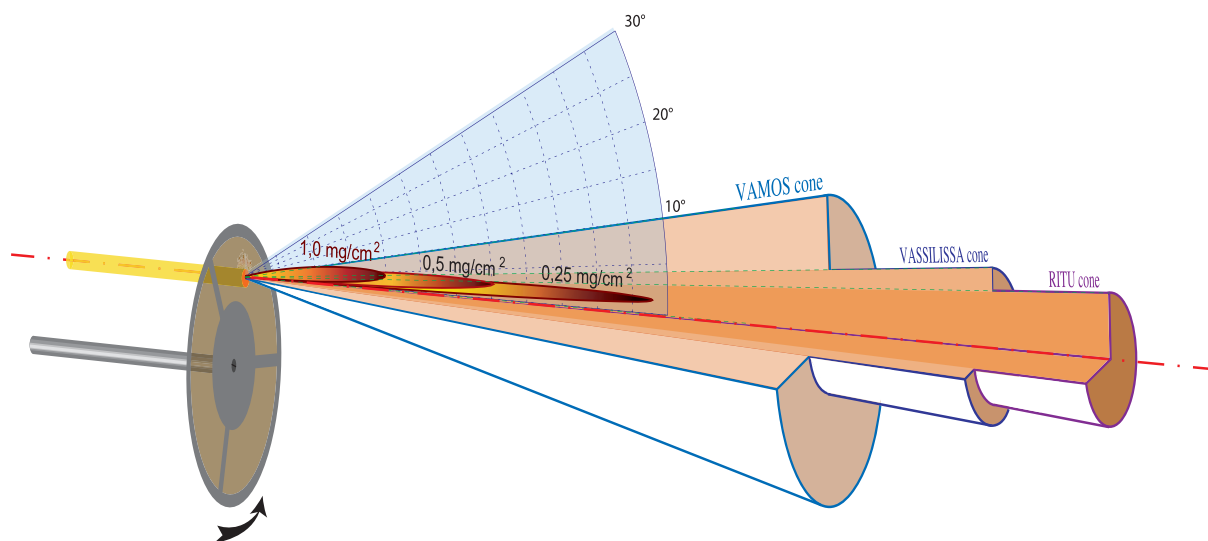


FIG. 5.5 – Illustration des acceptances angulaires des trois détecteurs de recul RITU, VASSILLISSA et VAMOS dans le cas d’un noyau d’Uranium dans une cible de Plomb

Pour une étude comparative de l’acceptance angulaire des trois séparateurs RITU, VASSILLISSA et VAMOS, les courbes polaires de la figure 5.4 ont été transposées sur la figure 5.5 où l’on a représenté les trois cônes d’ouverture de ces séparateurs. Cette figure semble indiquer une supériorité de VAMOS. Avec la cible de  $1\text{ mg/cm}^2$ , on voit bien que la majorité des noyaux d’Uranium sont acceptés dans VAMOS tandis que seulement une petite proportion de noyaux produits rentre dans RITU et VASSILLISSA. Ces deux derniers séparateurs ne commencent à

être pleinement efficaces qu'à partir d'épaisseurs de cible inférieures à  $0.5 \text{ mg/cm}^2$  (dans le cas de cet exemple).

En pratique, les noyaux VHE auraient plus de stragglng du fait d'une compétition entre un effet de masse et de charge. Ce qui améliore la situation dans le cas d'une réaction nucléaire de fusion dans la cible, c'est le fait que le noyau VHE ne parcourt pas forcément toute l'épaisseur de la cible. Il faut donc, en fonction de la section efficace, calculer l'effet intégré du stragglng angulaire en fonction de l'épaisseur réellement parcourue par le noyau produit dans la cible (cf. fig. 5.17). Ceci fera l'objet de la section 5.3

## 5.2 Le stragglng angulaire dû aux neutrons

L'autre processus qui contribue au stragglng angulaire des noyaux de recul est l'évaporation de neutrons. L'émission de chaque neutron contribue, via l'énergie de recul, à la déviation de la trajectoire du noyau résidu d'évaporation. Afin d'évaluer l'importance de ce phénomène dans le calcul de l'acceptance angulaire d'un séparateur qu'on verra dans la section suivante, nous allons effectuer une simulation de ce processus en se basant sur une distribution aléatoire des angles d'émission des neutrons. Nous allons considérer que chaque neutron est émis avec une énergie cinétique distribuée, selon une fonction maxwellienne (modèle d'évaporation statistique).

### 5.2.1 Simulation du stragglng dû aux neutrons

Pour calculer l'angle de déviation du noyau résiduel après l'émission de plusieurs neutrons, commençons par écrire les équations cinématiques de la réaction et de l'évaporation des neutrons. Étant donné la réaction suivante entre un noyau projectile "a" d'énergie  $T_a$  et un noyau cible "X" menant à la formation du noyau composé (CN) Y avec une certaine énergie  $T_Y$  et une énergie d'excitation  $E^*$  :

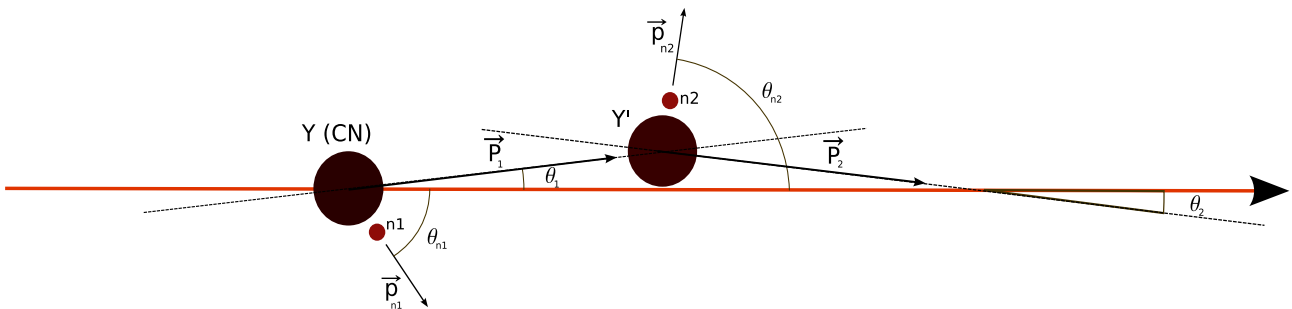
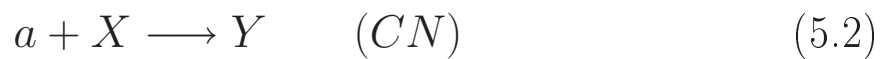


FIG. 5.6 –

D'après les principes de conservation de l'impulsion et de l'énergie dans le référentiel du laboratoire (où  $\vec{P}(X) = 0, T_X = 0$ ) on a :

$$\begin{cases} \vec{P}(a) = \vec{P}(Y) \\ (M_a + M_X - M_Y^*)c^2 = Q - E^* = T_Y - T_a \end{cases} \quad \text{avec} \quad M_Y^* = M_Y + \frac{E^*}{c^2} \quad (5.3)$$

à partir de ces relations on obtient :

$$T_Y = \frac{M_a}{M_Y} T_a, \quad E^* = (M_a + M_X - M_Y)c^2 + \left(1 - \frac{M_a}{M_Y}\right) T_a \quad (5.4)$$

Le noyau composé Y va ensuite se refroidir et diminuer son énergie d'excitation en émettant plusieurs neutrons (Dans cette simulation on va négliger l'énergie dissipée par l'émission de photons  $\gamma$ ).

Après évaporation du premier neutron :



On a :

$$\vec{P}(Y) = \vec{P}(Y') + \vec{p}_n \quad (5.6)$$

$$(M_Y^* - M_{Y'}^* - M_n)c^2 = Q_n - E'^* + E^* = T_{Y'} + T_n - T_Y, \quad (M_Y^* = M_Y + \frac{E^*}{c^2}, M_{Y'}^* = M_{Y'} + \frac{E'^*}{c^2}) \quad (5.7)$$

Où  $\vec{P}(Y)$  et  $\vec{P}(Y')$ ,  $T_Y$  et  $T_{Y'}$ ,  $E^*$  et  $E'^*$  sont respectivement les énergies, impulsions et énergies d'excitation du noyau avant et après l'évaporation du neutron et  $T_n$  et  $\vec{p}_n$  l'énergie et l'impulsion du neutron émis. D'après 5.7, le noyau résultant  $Y'$  se retrouve donc avec une énergie d'excitation

$$E'^* = E^* + T_Y - T_{Y'} - T_n + Q_n = E^* - (T_{Y'} - T_Y) - (T_n + S_n), \quad (S_n = -Q_n) \quad (5.8)$$

Où

$$Q_n = (M_Y - M_{Y'} - M_n)c^2 \quad (5.9)$$

est la chaleur de réaction correspondant à l'émission du neutron, et  $S_n$  l'énergie de liaison du neutron.

De façon générale, si  $P_k$  et  $P_{k+1}$ ,  $T_k$  et  $T_{k+1}$ ,  $E_k^*$  et  $E_{k+1}^*$  sont respectivement les impulsions, les énergies cinétiques et les énergies d'excitation du noyau résidu d'évaporation avant et après l'émission du  $k^{ieme}$  neutron alors on a :

$$\vec{P}_{k+1} = \vec{P}_k - \vec{p}_{n,k} \quad (5.10)$$

et

$$E_{k+1}^* = E_k^* + (T_k - T_{k+1}) - (T_n + S_{nk}) \quad (5.11)$$

$$S_{nk} = (M_{Y_{k+1}} + M_n - M_{Y_k})c^2 \quad (5.12)$$

L'émission des neutrons peut s'effectuer dans une direction quelconque dans l'espace. En coordonnées sphériques, avec l'axe z correspondant à l'axe du faisceau, si  $\theta$  et  $\varphi$  sont les coordonnées angulaires du vecteur  $\vec{P}$  :

$$\begin{cases} P_x = P \sin \theta \cos \varphi \\ P_y = P \sin \theta \sin \varphi \\ P_z = P \cos \theta \end{cases} \quad (5.13)$$

Donc 5.10 implique les équations suivantes :

$$\begin{cases} P_{k+1} \sin \theta_{k+1} \cos \varphi_{k+1} = P_k \sin \theta_k \cos \varphi_k - p_{nk} \sin \theta_{nk} \cos \varphi_{nk} = f_{xk} \\ P_{k+1} \sin \theta_{k+1} \sin \varphi_{k+1} = P_k \sin \theta_k \sin \varphi_k - p_{nk} \sin \theta_{nk} \sin \varphi_{nk} = f_{yk} \\ P_{k+1} \cos \theta_{k+1} = P_k \cos \theta_k - p_{nk} \cos \theta_{nk} = f_{zk} \end{cases} \quad (5.14)$$

On a désigné les membres de droite des équations 5.14 par  $f_{xk}, f_{yk}, f_{zk}$ .

Ces relations de récurrence 5.14 vont nous permettre de calculer les coordonnées  $(P_{k+1}, \theta_{k+1}, \varphi_{k+1})$  à partir de  $(P_k, \theta_k, \varphi_k)$  de la façon suivante :

$$\begin{cases} P_{k+1} = \sqrt{f_{xk}^2 + f_{yk}^2 + f_{zk}^2} \\ \sin \theta_{k+1} = \frac{\sqrt{f_{xk}^2 + f_{yk}^2}}{\sqrt{f_{xk}^2 + f_{yk}^2 + f_{zk}^2}} \\ \cos \theta_{k+1} = \frac{f_{zk}}{\sqrt{f_{xk}^2 + f_{yk}^2 + f_{zk}^2}} \\ \sin \varphi_{k+1} = \frac{f_{yk}}{\sqrt{f_{xk}^2 + f_{yk}^2}} \\ \cos \varphi_{k+1} = \frac{f_{xk}}{\sqrt{f_{xk}^2 + f_{yk}^2}} \end{cases} \quad (5.15)$$

Donc, pour résumer, le calcul se fait par récurrence à partir des relations 5.14, l'angle de déviation des résidus d'évaporation  $\theta_{k+1}$  et leurs énergies de recul  $T_{k+1}$  correspondant à la voie (kn) de la réaction sont donnés par

$$\begin{cases} \theta_{k+1} = \text{Arccos}\left(\frac{f_{zk}}{\sqrt{f_{xk}^2 + f_{yk}^2 + f_{zk}^2}}\right) \\ T_{k+1} = \frac{P_{k+1}^2}{2M_{Y_{k+1}}} = \frac{f_{xk}^2 + f_{yk}^2 + f_{zk}^2}{2M_{Y_{k+1}}} \end{cases} \quad (5.16)$$

cette dernière relation permet de déduire ainsi l'énergie d'excitation à chaque émission d'un neutron :

$$E_{k+1}^* = E_k^* + (T_k - T_{k+1}) - (T_n + S_{nk}) \quad (5.17)$$

**Valeurs initiales k=1 :**

Le recul correspond au noyau composé :  $\vec{P}_1 = \vec{P}_Y = \vec{P}_{C.N}$

$$\begin{cases} P_1 = P_{C.N} = \frac{M_a}{M_Y} T_a \\ \theta_1 = 0 \\ \varphi_1 = 0 \end{cases} \quad (5.18)$$

La convention ( $\theta_1 = 0, \varphi_1 = 0$ ) correspond à un choix de l'axe du faisceau comme l'axe "z" du repère. L'énergie d'excitation  $E_1^*$  avant l'évaporation du premier neutron correspond à l'énergie d'excitation du noyau composé CN (5.4) :

$$E^* = (M_a + M_X - M_Y)c^2 + \left(1 - \frac{M_a}{M_Y}\right)T_a \quad (5.19)$$

Coordonnées du premier neutron émis :  $\vec{p}_{n1}$

$$\begin{cases} p_n = \sqrt{2m_n E_n} \\ \theta_{n1} \\ \varphi_{n1} \end{cases} \quad (5.20)$$

On a donc :

$$\begin{cases} f_{x1} = -p_{n1} \sin \theta_{n1} \cos \varphi_{n1} \\ f_{y1} = -p_{n1} \sin \theta_{n1} \sin \varphi_{n1} \\ f_{z1} = P_{CN} - p_{n1} \cos \theta_{n1} \end{cases} \quad (5.21)$$

L'émission des neutrons se fait dans une direction quelconque dans l'espace. Pour obtenir une distribution isotrope de la direction d'émission, nous allons utiliser un générateur de nombres aléatoires. L'angle  $\varphi_{nk}$  est donc tiré au hasard entre 0 et  $2\pi$  et le cosinus de l'angle  $\theta_{nk}$  entre -1 et 1 à chaque itération. Les impulsions des neutrons sont déduites à partir de leur énergie. L'évaporation statistique des neutrons suit une distribution maxwellienne (cf. fig. 5.7). Leur énergie sera donc tirée au hasard selon des fonctions de distribution de type 5.22.

$$f(E_n) \propto \frac{E_n}{T^2} e^{-\frac{E_n}{kT}} \quad \left(kT = \sqrt{\frac{E^*}{A/8}}\right) \quad (5.22)$$

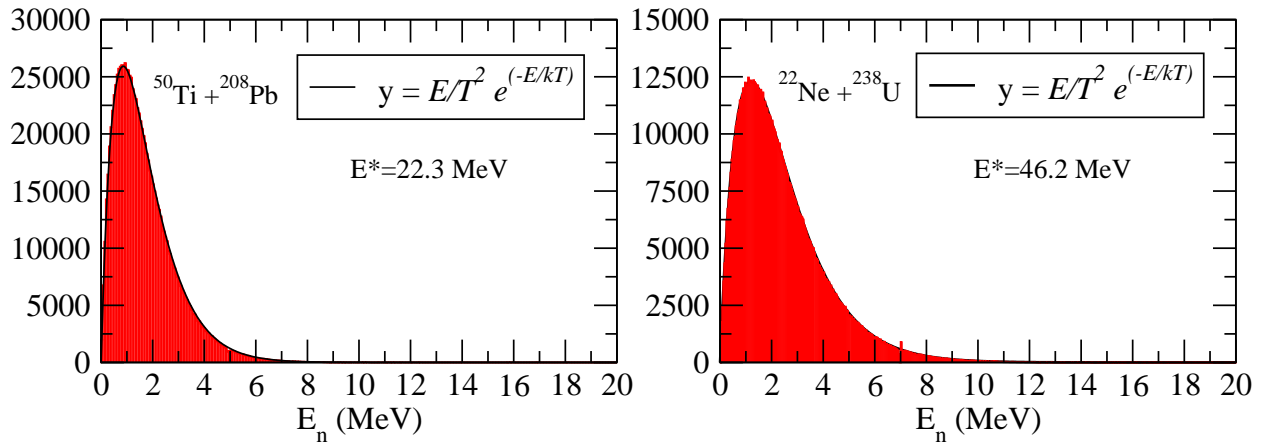


FIG. 5.7 – Distribution Maxwellienne des énergies d'évaporation des neutrons dans le cas d'une réaction de fusion froide (à gauche) et de fusion chaude (à droite)

Sur la figure 5.7, on a représenté les distributions maxwelliennes de l'énergie cinétique d'évaporation de neutrons dans le cas d'une fusion froide ( $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ ) et d'une fusion chaude ( $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ ) pour des énergies d'excitation du noyau composé correspondant aux maxima des fonctions d'excitation des voies 2n et 4n des deux réactions respectivement. Cette énergie cinétique est celle du premier neutron évaporé. A de telles énergies d'excitation, la distribution de l'énergie d'émission du premier neutron du noyau composé est piquée sur la valeur  $E_n \simeq 0.9 \text{ MeV}$  pour la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  et à  $E_n \simeq 1.2 \text{ MeV}$  pour la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ .

### 5.2.2 Calcul du stragglng total "cible + neutrons"

On a pu calculer jusqu'à maintenant les effets séparés de la cible et des neutrons sur le stragglng angulaire des résidus d'évaporation et obtenus les angles de déviation par rapport à l'axe du faisceau de ces derniers en sortie de cible. Notons  $(\theta_{Rn}, \varphi_{Rn})$  et  $(\theta_{Rc}, \varphi_{Rc})$  les angles des reculs (en coordonnées sphériques) correspondant respectivement à l'effet des neutrons et à celui de la cible séparément. Sachant que le recul peut être dévié dans n'importe quelle direction dans l'espace, le stragglng total  $\theta_R$  des deux effets combinés ne correspond généralement pas à la somme des angles  $\theta_{Rn}$  et  $\theta_{Rc}$ . En trois dimension, les angles  $\varphi_{Rn}$  et  $\varphi_{Rc}$  peuvent être quelconques et les stragglng peuvent très bien s'ajouter ou se retrancher en fonction de la valeur des angles  $\varphi_{Rn}$  et  $\varphi_{Rc}$  comme ceci est illustré sur la figure 5.8.

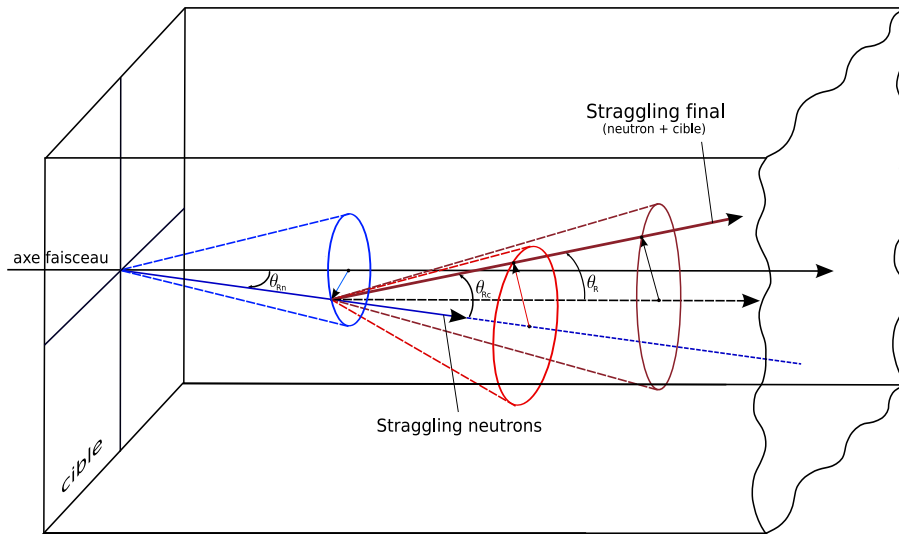


FIG. 5.8 – Straggling angulaire induit par les neutrons suivi de celui induit par la cible

Pour déterminer le straggling total, on procède de la façon suivante. En coordonnées sphériques, le straggling neutron  $\theta_{Rn}$  est d'abord calculé par rapport à l'axe du faisceau (cf. fig. 5.8) (on choisit la convention  $\varphi_{Rn} = \pi/2$ ). On change ensuite de repère et on calcule le straggling cible  $\theta_{Rc}$  par rapport à l'axe de déviation du recul après l'évaporation. L'évaporation se produit en un laps de temps extrêmement court après la réaction. Étant donné que le straggling induit par les neutrons est faible ( $\theta_{Rn}$  de l'ordre du degré comme on l'a vu à la section 5.2.1 donc  $\cos \theta_{Rn} \simeq 1$ ), il est légitime de négliger le surplus d'épaisseur de cible ( $\Delta e = e(1 - \frac{1}{\cos \theta_{Rn}})$ ) induit par cette déviation. On considère donc dans le code TRIM que la distance à parcourir est toujours égale à l'épaisseur de cible.

On sait que l'évaporation des neutrons induit une dispersion sur les énergies de recul comme il est montré sur les figures 5.11 et 5.15. Pour le calcul TRIM, on a utilisé la valeur moyenne de l'énergie de recul correspondant aux maxima des distributions des figures 5.11 et 5.15.

Pour le straggling dû à la cible, l'angle  $\varphi_{Rc}$  est quelconque (entre 0 et  $2\pi$ ), il sera ainsi tiré au hasard à l'aide d'un générateur de nombre aléatoire. Il suffit ensuite de faire une transformation de coordonnées pour obtenir l'angle final  $\theta_R$  par rapport à l'axe du faisceau. Cet angle est donné en fonction de  $\theta_{Rn}$ ,  $\theta_{Rc}$  et  $\varphi_{Rc}$  par l'expression suivante :

$$\cos \theta_R = \cos \theta_{Rn} \cos \theta_{Rc} - \sin \theta_{Rc} \sin \varphi_{Rc} \sin \theta_{Rn} \quad (5.23)$$

L'acceptance partielle, qu'on va définir dans la section 5.3, sera donc calculée par la suite à partir de cet angle.

### 5.2.3 Application

Nous allons maintenant appliquer cette simulation sur deux réactions concrètes de type fusion froide et fusion chaude (ces notions seront abordées au chapitre 8), l'une avec recul



rapide (faisceau lourd :  $^{50}\text{Ti}$ ) et l'autre avec recul lent (faisceau léger :  $^{22}\text{Ne}$ )

**application à la réaction**  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \longrightarrow ^{(258-k)}\text{Rf} + kn$

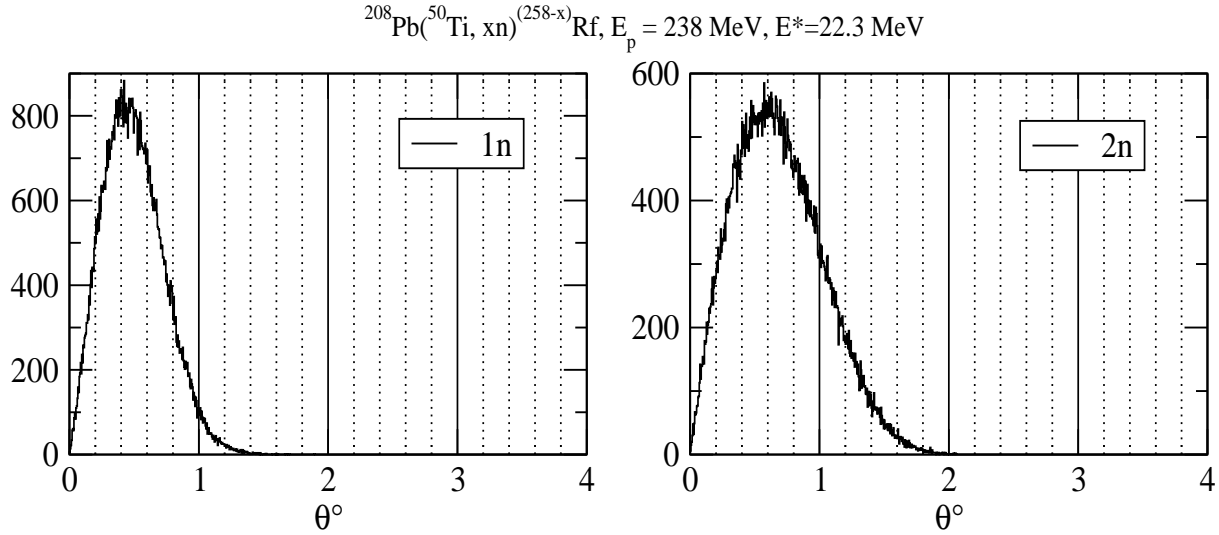
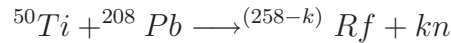


FIG. 5.9 – Distribution angulaire du stragglng dû à l'émission de neutrons autour de l'axe du faisceau des résidus d'évaporation pour la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \longrightarrow ^{(258-k)}\text{Rf} + kn$  pour les voies de réactions 1n et 2n

La figure 5.9 représente le calcul de simulation du stragglng angulaire dû à l'évaporation de neutrons appliqué à la réaction suivante de type fusion froide avec faisceau lourd ( $^{50}\text{Ti}$ ) :



Pour la voie 1n, la distribution du stragglng induit par l'évaporation du neutron est majoritairement situé à des angles faibles (entre  $0^\circ$  et  $0.8^\circ$ ) et représente un maximum à un angle d'environ  $0.4^\circ$  avant de diminuer rapidement et s'annuler à un angle de  $1.5^\circ$ . Cet angle représente une limite maximale de déviation du résidu d'évaporation de la voie 1n. Cette limite correspond en fait à une émission d'un neutron dans une direction perpendiculaire à l'axe du faisceau avec une énergie cinétique maximale. Celle-ci est égale à l'énergie d'excitation du noyau composé (22.3 MeV dans ce cas) à laquelle on soustrait l'énergie de séparation  $S_n$  du neutron. Pour la voie 2n, la distribution des angles d'émission des neutrons se décale très légèrement vers des angles un peu plus importants et représente un maximum à un angle qui reste assez faible d'environ  $0.6^\circ$ . Pour aller vers les voies 3n et 4n, il faut plus d'énergie d'excitation au noyau composé.

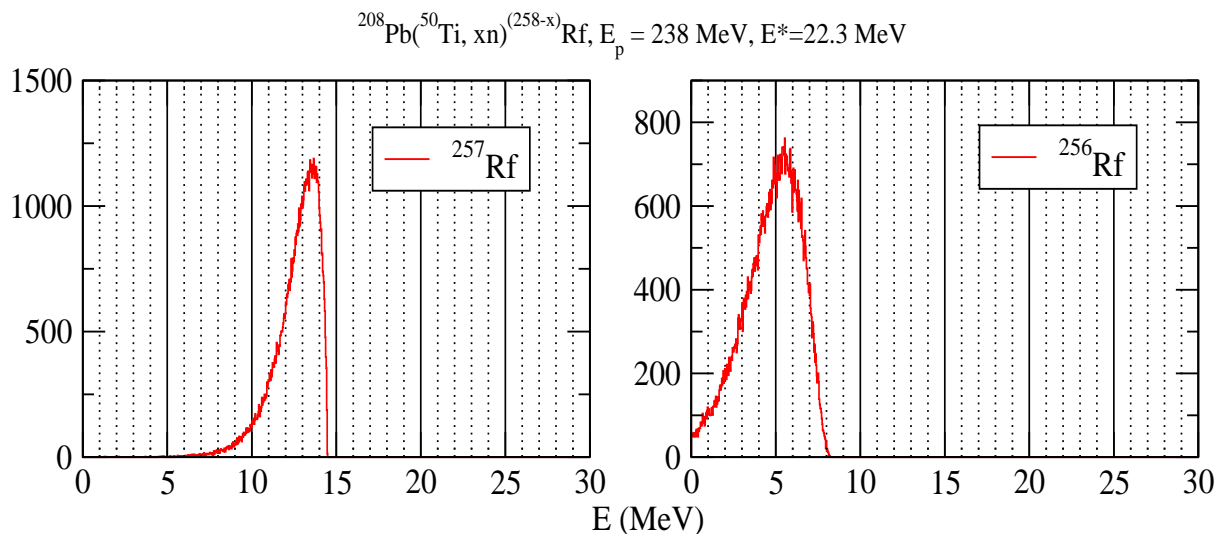


FIG. 5.10 – Distribution de l'énergie d'excitation des résidus d'évaporation pour la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{(258-k)}\text{Rf} + kn$  pour les voies de réactions 1n et 2n

On a représenté sur la figure 5.10 la distribution de l'énergie d'excitation du noyau résidu d'évaporation après l'émission du premier et deuxième neutron. Ces distributions présentent un maximum à une énergie déterminée par l'énergie la plus probable emportée par les neutrons. Cette dernière représente la somme de plusieurs quantités dont : l'énergie de recul du noyau résidu, qu'on a représenté sur la figure 5.11, l'énergie de séparation des neutrons, qui varie très peu d'une voie à l'autre et l'énergie cinétique des neutrons émis, qui est distribuée selon une maxwellienne (cf. fig. 5.7) et dépend de l'énergie d'excitation. On remarque que pour la voie 1n, on a une chute brusque de la distribution et une limite supérieure de l'énergie d'excitation du résidu d'évaporation  $^{257}\text{Rf}$  à environ 14.5 MeV. Ceci correspond en fait au cas où le neutron est émis aux faibles énergies, ce qui représente le cas majoritaire ( $\sim 0.9 \text{ MeV}$ , maximum de la distribution maxwellienne), il emportera donc une énergie à peu près constante de valeur  $S_n + 0.9 \text{ MeV}$ . À partir de la voie 2n, l'énergie d'excitation, limitée à environ 8 MeV, n'est plus suffisante pour évaporer un troisième neutron ( $S_n$  est de l'ordre de 8 MeV dans cette région de masse), il faudra en effet augmenter l'énergie du projectile pour apporter plus d'énergie d'excitation au noyau composé, ceci est concordant avec les fonctions d'excitation des voies 2n et 3n de cette réaction (représentées sur la figure 9.13) et qui, pour la voie 3n, a son pic à une énergie d'excitation d'environ 30 MeV.

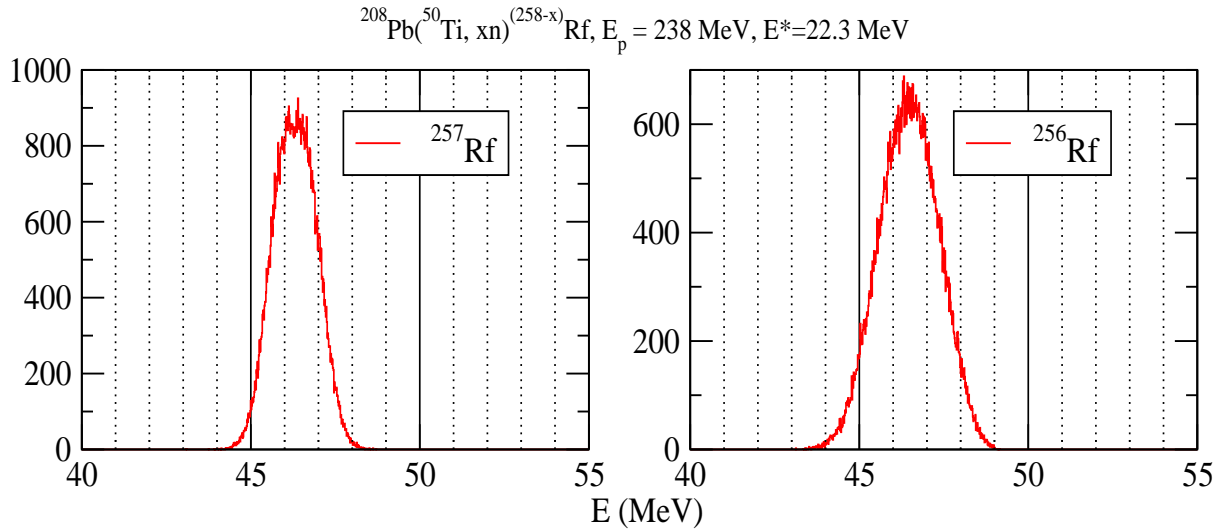


FIG. 5.11 – Distribution de l'énergie de recul des résidus d'évaporation pour la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{(258-k)}\text{Rf} + kn$  pour les voies de réactions 1n et 2n

Les distributions des énergies de recul des noyaux résiduels sont tracées sur la figure 5.11. Les distributions sont de forme gaussienne. La largeur à mi-hauteur pour la voie 2n ( $\sim 2.1 \text{ MeV}$ ) est un peu plus importante que celle de la voie 1n ( $\sim 1.8 \text{ MeV}$ ). Ceci est dû à l'effet de l'émission du second neutron. Le pic de chacune des distributions correspond en fait à la contribution des neutrons émis autour de  $90^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau qui ne change que faiblement l'énergie du recul, tandis que les neutrons émis de part et d'autre du plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (en avant, diminuant l'énergie du recul, et en arrière augmentant l'énergie de celui-ci) correspondent à la queue des distributions.

La figure 5.12 représente une comparaison du stragglng angulaire des noyaux de  $^{256}\text{Rf}$  résidus d'évaporation de la voie 2n de la réaction de fusion froide  $^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb}$  induit par l'effet de la cible seule et le stragglng total en tenant compte en plus de l'effet des neutrons. Quatre valeurs de l'épaisseur de cible ont été simulées. L'étude du stragglng dû aux neutrons (cf. fig. 5.9) nous montre que celui-ci, à cause du rapport de masse neutron/recul et de l'énergie d'émission relativement faible des neutrons, est faible (pic à  $\sim 0.5^\circ$ ) par rapport à celui induit par la cible représenté en rouge sur la figure et qui est piqué sur  $1.3^\circ$ . Il ne peut donc contribuer de façon significative sur le stragglng total (en bleu) que dans le cas de cibles minces ( $e < 0.2 \text{ mg/cm}$ ). Pour des cibles plus épaisses, le stragglng neutron est négligeable devant celui de la cible (les distributions en bleu sont presque superposées sur celle en rouge) et n'influe donc pas statistiquement sur l'acceptance angulaire du séparateur.

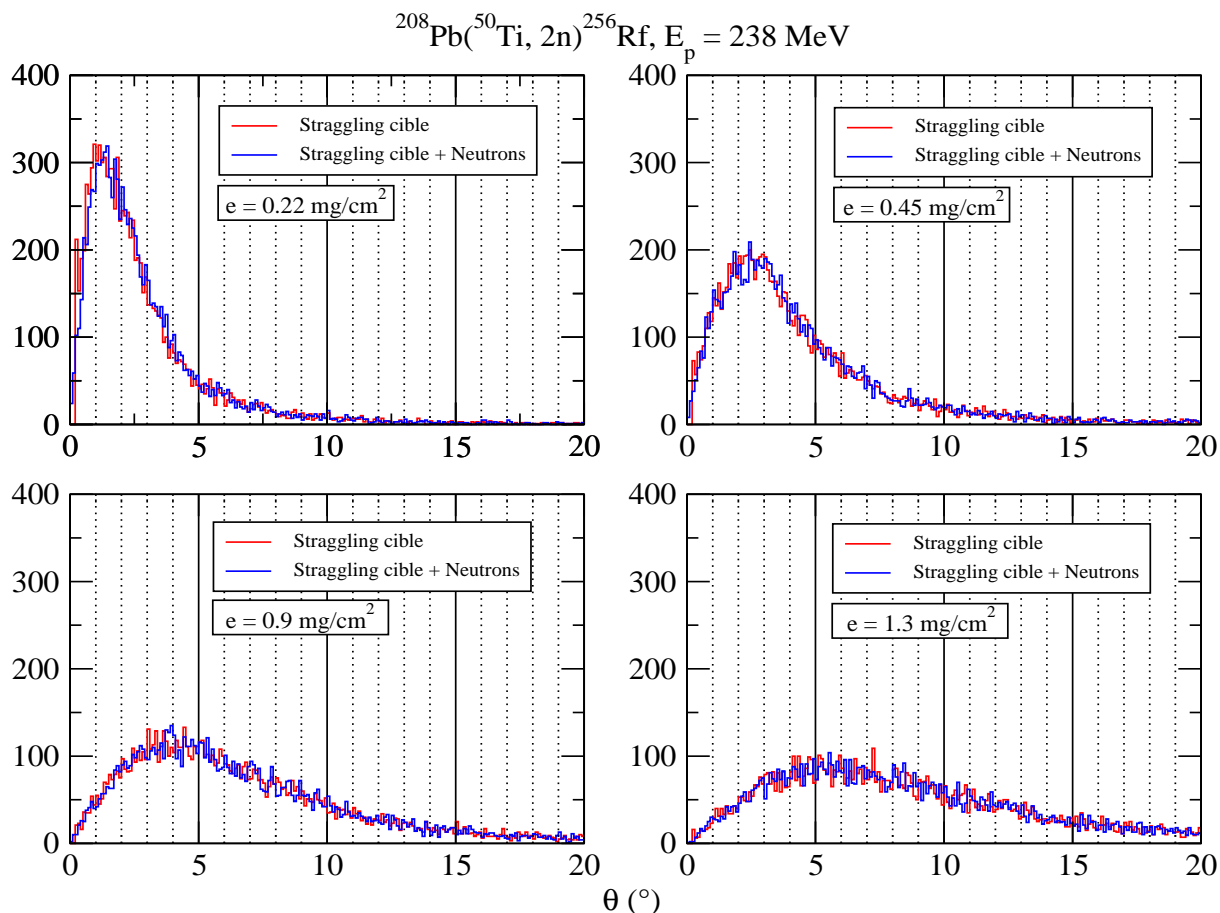


FIG. 5.12 – Distribution angulaire autour de l’axe du faisceau des résidus d’évaporation pour la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{Rf} + 2n$  pour différentes épaisseurs de cible selon qu’on tient compte ou non du stragglng angulaire des neutrons

### Application à la réaction $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{(260-k)}\text{No} + kn$

Nous allons maintenant effectuer la même simulation pour la réaction asymétrique de fusion chaude  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ . L’énergie de recul relativement faible des noyaux produits dans cette réaction ( $\simeq 9.5 \text{ MeV}$ ) et la forte énergie d’excitation du noyau produit (46.2 MeV) conduit à une émission de neutrons en plus grand nombre (de 4n à 6n en général) que dans le cas de la fusion froide (cf. fig. 5.7). Cela implique donc une contribution plus importante du stragglng angulaire induit par les neutrons.

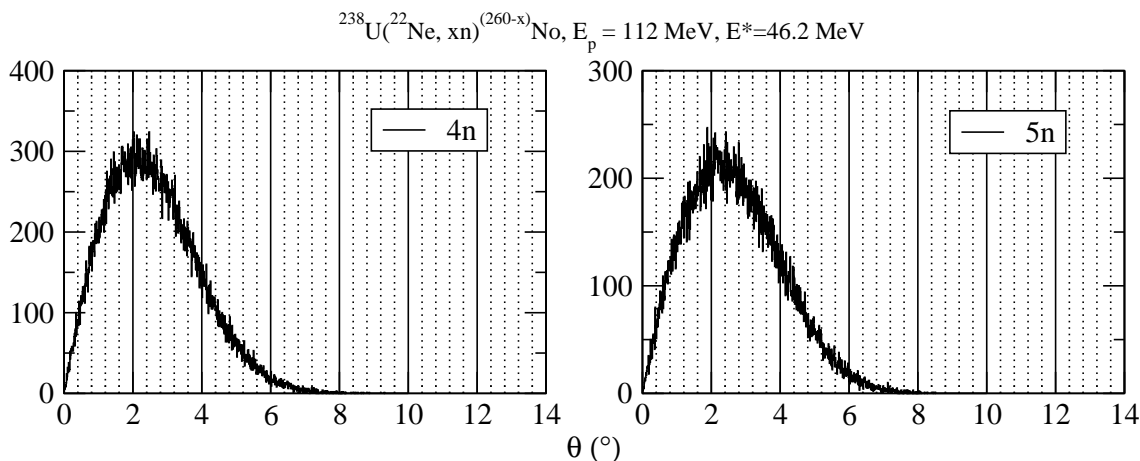


FIG. 5.13 – Distribution du straggling angulaire dû aux neutrons autour de l’axe du faisceau des résidus d’évaporation pour la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \longrightarrow ^{(260-k)}\text{No} + kn$  pour les voies de réactions 4n et 5n

La figure 5.13 représente le calcul de simulation du straggling dû aux neutrons pour les voies 4n et 5n de la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ . Les voies 4n et 5n présentent des distributions piquées à des angles de  $2^\circ$  et  $2.1^\circ$  respectivement. Les énergies d’excitation et de recul sont représentées sur les figures 5.14 et 5.15. Les angles de déviation et la dispersion en énergie de recul pour cette réaction sont donc plus importants que dans le cas de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ . Ceci s’explique par l’émission d’un nombre plus important de neutrons ainsi que par le fait de la faible énergie de recul du noyau composé  $^{260}\text{No}$  ( $\sim 9.6 \text{ MeV}$  du fait de la légèreté du faisceau de  $^{22}\text{Ne}$ ) qui le rend donc plus facile à dévier par rapport au noyau composé  $^{258}\text{Rf}$  (qui a une énergie de recul d’environ  $46.3 \text{ MeV}$ ).

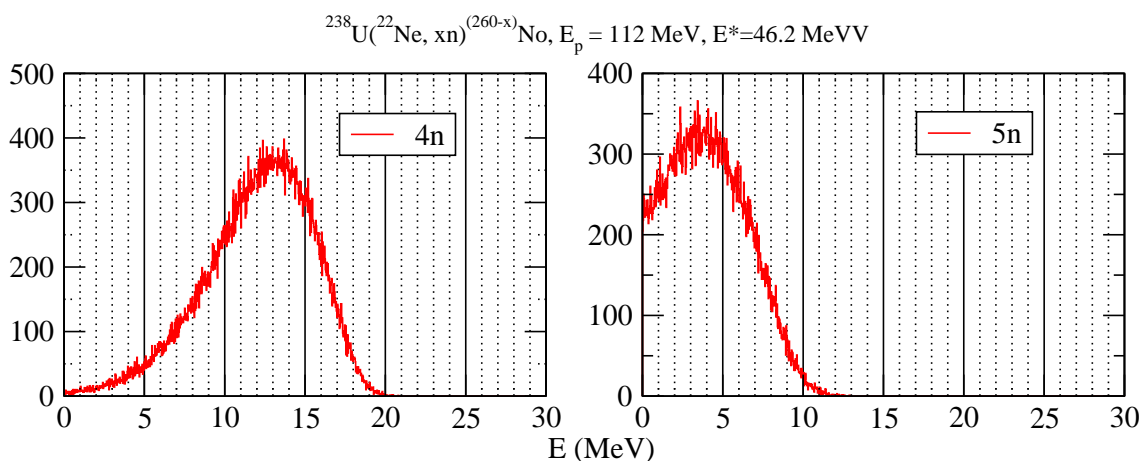


FIG. 5.14 – Distribution de l’énergie d’excitation des résidus d’évaporation pour la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \longrightarrow ^{(260-k)}\text{No} + kn$  pour les voies de réactions 4n et 5n

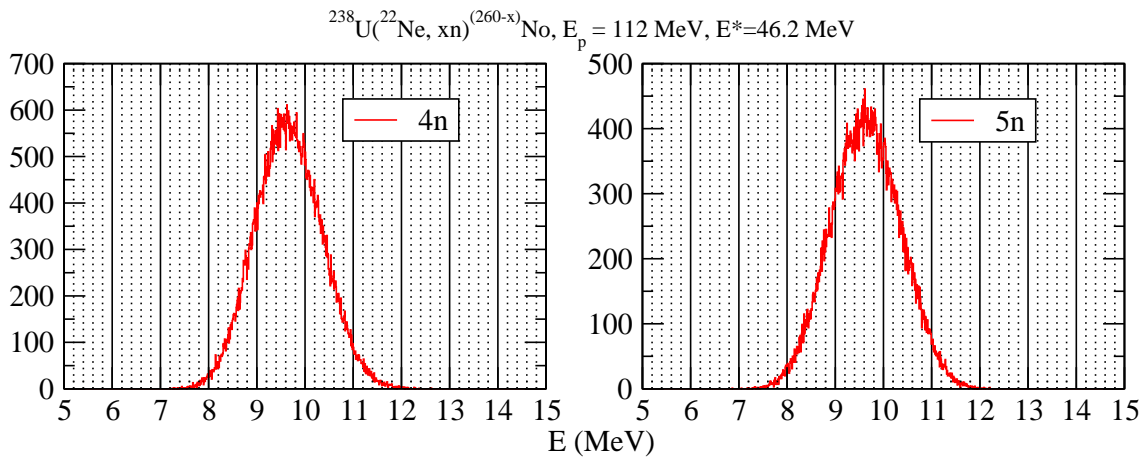


FIG. 5.15 – Distribution de l'énergie de recul des résidus d'évaporation pour la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{(260-k)}\text{No} + kn$  pour les voies de réactions 4n et 5n

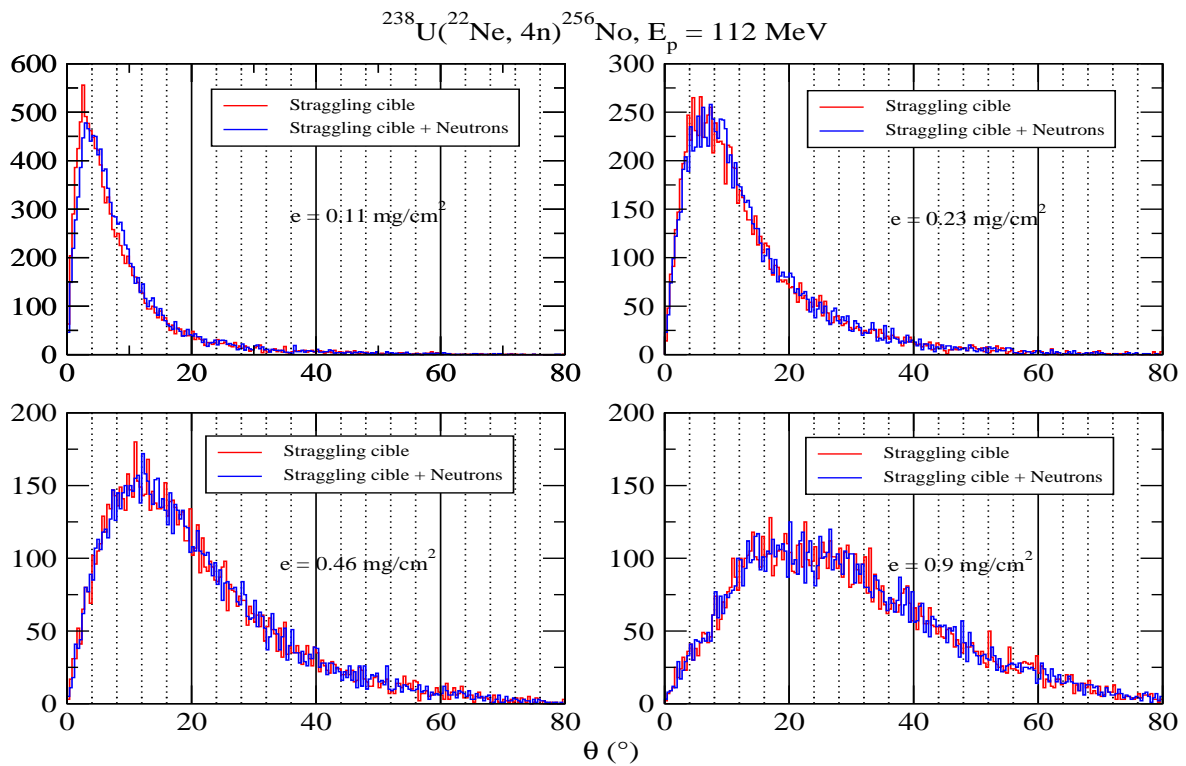


FIG. 5.16 – Distribution angulaire autour de l'axe du faisceau des résidus d'évaporation pour la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{256}\text{No} + 4n$  pour différentes épaisseurs de cible selon que l'on tient compte ou pas du stragging dû aux neutrons

La figure 5.16 représente la comparaison entre le stragging angulaire des noyaux de  $^{256}\text{No}$

résidus d'évaporation de la voie  $4n$  de la réaction de fusion chaude  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$  dû à la cible seule (en rouge) et le stragglings total en tenant compte des neutrons (en bleu) pour quatre valeurs de l'épaisseur de cible. On constate d'après ces figures que dans ce cas aussi, le stragglings neutron ne contribue pas de façon significative, du moins pour des épaisseurs supérieures à  $0.1 \text{ mg/cm}^2$ . Même si, comme on l'a vu précédemment, le stragglings dû aux neutrons (cf. fig. 5.13) est plus important dans ce cas ( $1.8^\circ$ ). Il reste en revanche plus faible que celui dû à la cible qui, du fait de la faible énergie de recul pour cette réaction asymétrique (avec faisceau léger), est beaucoup plus important par rapport à la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb}$  avec faisceau lourd. Ce stragglings dû à la cible varie de  $3^\circ$  à  $0.11 \text{ mg/cm}^2$  jusqu'à  $20^\circ$  à  $0.9 \text{ mg/cm}^2$ . La contribution des neutrons est donc en quelque sorte noyée dans la forte contribution induite par la cible et statistiquement n'influe que faiblement sur l'acceptance angulaire totale.

Pour résumer, de cette étude on peut tirer les conclusions suivantes :

1. Le stragglings neutron ne peut contribuer de façon significative, proportionnellement au stragglings dû à la cible, que pour des épaisseurs de cibles très faibles et ceci quelque soit le type de réaction.
2. Une réaction avec faisceau lourd implique une forte énergie de recul donc un stragglings cible plus faible mais dans ce cas les neutrons n'infléchissent que faiblement les reculs. Par contre une réaction avec faisceau légers, qui implique une faible énergie de recul, implique elle un stragglings neutron plus important mais aussi un stragglings cible plus important (faible énergie de recul). Dans ces deux cas, l'influence du stragglings neutron reste statistiquement faible aux épaisseurs de cible qu'on utilise.

On verra dans la section suivante comment on peut calculer l'effet combiné du stragglings dû à la cible et aux neutrons.

## 5.3 Acceptance Angulaire

Nous allons maintenant définir une quantité physique qui nous intéresse directement : l'acceptance angulaire.

L'acceptance angulaire totale  $A(e)$  pour une épaisseur de cible  $e$  est définie par :

$$A(e) = \frac{N_d(e)}{N}$$

où  $N$  est le nombre total de réactions d'une voie donnée,  $N_d(e)$  le nombre de noyaux de recul total qui entrent dans le séparateur, c'est-à-dire, dont l'angle de déviation  $\theta$ , lié à la fois au stragglings induit par la cible et celui induit par les neutrons, est inférieur à l'angle limite  $\theta_0$ . Le stragglings total est donc constitué de deux composantes cumulatives, le stragglings dû à la cible et celui dû aux neutrons.

Pour le stragglings dû à la cible, comme on a vu précédemment, le programme TRIM permet de simuler le stragglings à la sortie d'une cible, d'épaisseur donnée, bombardée par un ion naturel ( $Z \leq 92$ ) lourd d'une énergie donnée. En d'autres termes, comme on le voit sur la figure 5.17a, ce n'est pas une réaction nucléaire que l'on traite avec ce programme, mais plutôt un passage d'un noyau lourd dans un matériau sans modification de la structure de ce noyau, ce qui ne permet

pas de prendre en considération le lieu de formation quelconque du noyau composé comme c'est le cas pour une réaction nucléaire. Utiliser TRIM revient donc à considérer que le noyau de recul est formé à l'entrée de la cible et que le straggling angulaire obtenu dans ce cas est lié à l'intégralité de l'épaisseur de la cible et correspond en fait à une réaction ayant toujours lieu en début de cible. La figure 5.17 (premier cas à gauche) illustre ce que TRIM permet de calculer.

Pour obtenir le vrai straggling total, il faut simuler ce dernier avec TRIM pour plusieurs valeurs de l'épaisseur, lui ajouter le straggling dû aux neutrons puis intégrer la courbe obtenue sur l'épaisseur totale de cible en pondérant par la fonction d'excitation qui nous donne la probabilité d'avoir formé un noyau à une profondeur donnée (dernier cas de la figure 5.17).

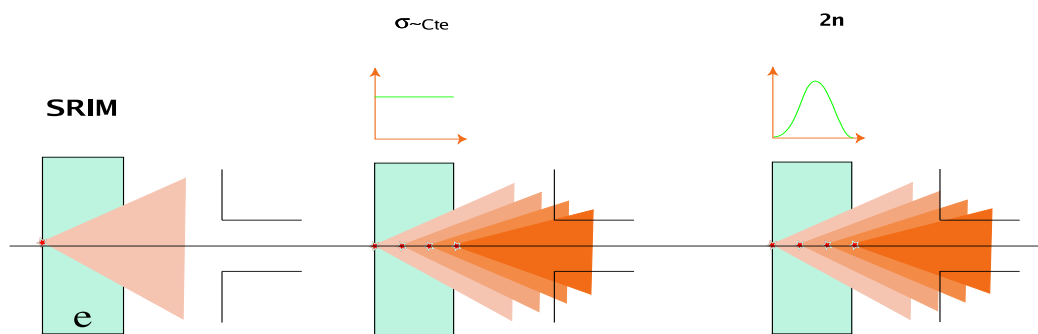


FIG. 5.17 – Schématisation du straggling : avec TRIM, le lieu réaction est considéré en début de cible (figure de gauche), mais en réalité celui-ci est distribué sur toute l'épaisseur de cible selon la fonction d'excitation. Deux cas sont considérés, sur la figure du milieu  $\sigma$  est constante et sur la figure de droite elle a la forme d'une gaussienne

Si l'on divise la cible en petites épaisseurs  $d\varepsilon$ , le nombre de réactions (d'une voie donnée  $1n$ ,  $2n$ , ...) qui ont lieu à une certaine profondeur de la cible dépend de la section efficace de production à cette profondeur. En d'autres termes, ce nombre, qu'on note  $dN(\varepsilon)$ , sera distribué sur l'épaisseur de cible  $e$  selon une gaussienne qui représente la fonction d'excitation de la voie considérée (cf. fig. 5.18).



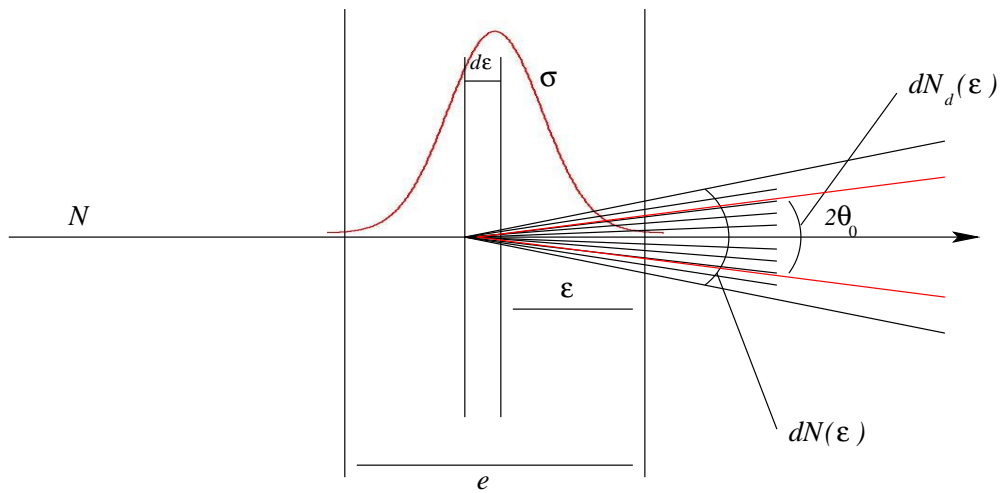


FIG. 5.18 – Illustration du calcul de l'acceptance angulaire totale pour une épaisseur de cible  $e$  dans un cône d'ouverture  $2\theta_0$

Ce nombre de réactions qui ont lieu à une épaisseur  $\varepsilon$  vaut :

$$dN(\varepsilon) = C\sigma(\varepsilon)d\varepsilon \quad (5.24)$$

où  $C$  est une constante qui dépend de l'intensité du faisceau et de la masse de la particule. Avec la condition :

$$\int_0^N dN(\varepsilon) = N \quad (5.25)$$

on déduit la valeur de  $C$  :

$$C = \frac{N}{\int_0^e \sigma(\varepsilon)d\varepsilon} \quad (5.26)$$

donc

$$dN(\varepsilon) = \frac{N\sigma(\varepsilon)d\varepsilon}{\int_0^e \sigma(\varepsilon)d\varepsilon} \quad (5.27)$$

Notons le nombre de reculs, issus de ces réactions, qui entre dans le séparateur :  $dN_d(\varepsilon)$ .

On a :

$$A(e) = \frac{N_d(e)}{N} = \frac{1}{N} \int_0^e dN_d(\varepsilon) \quad (5.28)$$

Nous pouvons maintenant définir l'acceptance angulaire partielle à l'épaisseur  $\varepsilon$  (correspondant aux noyaux formés dans une couche infinitésimale  $d\varepsilon$ ) :

$$A(\varepsilon) = \frac{dN_d(\varepsilon)}{dN(\varepsilon)} \quad (5.29)$$

cette acceptation partielle est précisément la somme de l'acceptation que TRIM permet de déterminer et celle due aux neutrons. En utilisant cette définition on peut calculer  $A(e)$  :

$$A(e) = \frac{1}{N} \int_0^e dN_d(\varepsilon) = \frac{1}{N} \int_0^e A(\varepsilon) dN(\varepsilon) = \frac{1}{N} \int_0^e \frac{N\sigma(\varepsilon)}{\int_0^e \sigma(\varepsilon) d\varepsilon} A(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{d'après 5.27})$$

finalement :

$$A(e) = \frac{\int_0^e A(\varepsilon)\sigma(\varepsilon)d\varepsilon}{\int_0^e \sigma(\varepsilon)d\varepsilon} \quad (5.30)$$

Comme on le constate d'après 5.30, l'acceptation angulaire réelle est la valeur moyenne (avec une fonction de distribution correspondant à la fonction d'excitation) de l'acceptation qu'on obtient à l'aide de TRIM combinée à l'acceptation due aux neutrons.

### 5.3.1 Application pour le calcul de l'acceptation

Les courbes (cf. fig. 5.21) représentent les résultats obtenus selon cette démarche, c'est à dire en calculant la valeur moyenne par l'intégration de la courbe du straggling discret. On a choisi une ouverture angulaire du séparateur de  $2.9^\circ$  (un cône d'angle  $2 \times 1.45^\circ$ ). Deux réactions différentes, selon la nature du faisceau (léger ou lourd), ont été étudiées. Le recul du noyau composé dépend de l'énergie et de la masse du noyau projectile. Plus le projectile est lourd plus l'énergie de recul est importante et donc moins le straggling angulaire sera grand. Les énergies de bombardement utilisées correspondent au maximum de la section efficace obtenue soit par une simulation HIVAP, soit à partir de données expérimentales (fonctions d'excitations). Étant donné qu'on travaille avec des noyaux transuraniens non tabulés et non traités par TRIM, on va par la suite utiliser une méthode d'extrapolation pour obtenir le straggling à partir des noyaux tabulés les plus lourds, pour des noyaux transuraniens.

#### Cas de la réaction $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ :

Le straggling angulaire du noyau composé  $Rf(Z = 104)$  dans le plomb n'est pas tabulé dans TRIM. Pour calculer l'acceptation dans un cône donné on procède alors par extrapolation. La figure ci-dessous représente l'acceptation angulaire pour différents noyaux (de  $Z = 1$  à  $Z = 92$ ) dans une cible de plomb.

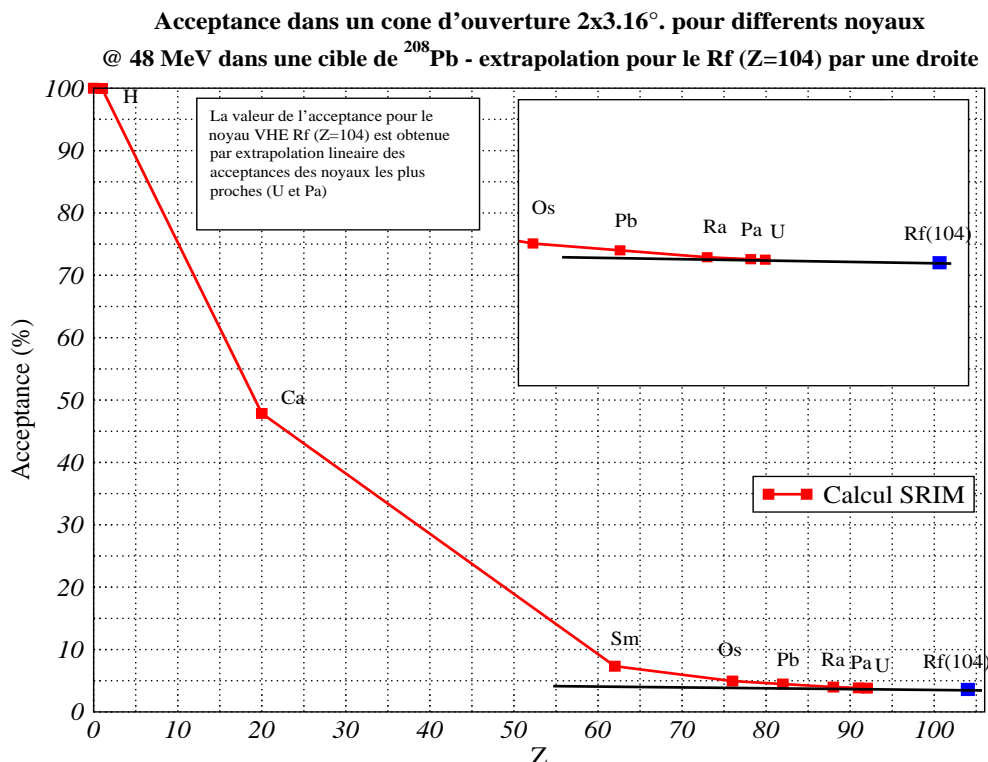


FIG. 5.19 – Acceptance angulaire pour différents noyaux ( $1 \leq Z \leq 92$ ) dans un cône d'ouverture  $2 \times 3.16$  degré dans une cible de plomb d'épaisseur  $e = 2.72 \text{ mg/cm}^2$

On constate sur la figure 5.19 que l'acceptance diminue et suit un comportement asymptotique pour des noyaux lourds jusqu'à l'Uranium. Dans ce cas, on a effectué la simulation pour une seule valeur de l'épaisseur de cible. Afin d'extrapoler pour les noyaux transuraniens, il serait plus rigoureux de prendre tout les points avec  $1 \leq Z \leq 92$  et une fonction polynômiale. Pour réaliser cela, il nous faudra simuler plusieurs épaisseurs et pour chaque épaisseur, plusieurs valeurs de  $Z$ , ce qui est trop lourd à traiter vu le temps énorme de calcul correspondant.

Pour obtenir la valeur de l'acceptance du noyau  $Z = 104$ , on effectue donc une extrapolation linéaire avec seulement deux valeurs de  $Z$ . On suppose que la droite d'extrapolation passe par les deux points tabulés les plus proches du 104, c'est à dire  $Z = 91$  et  $Z = 92$ . On obtient ainsi comme on le montre sur la figure, l'acceptance angulaire pour le noyau de Rutherfordium qui vaut 4% dans ce cas. On simule plusieurs épaisseurs (cela prend plusieurs heures de calcul). Une interpolation cubique de ces points nous permet de tracer la courbe d'acceptance (courbe en vert fig. 5.21) obtenue avec TRIM.

#### Cas de la réaction $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ :

L'extrapolation du straggling pour la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ , est obtenue de la même façon qu'avec la cible de Plomb. Pour chaque point, la simulation est réalisée avec 50000 trajectoires, en augmentant à chaque fois l'épaisseur, on simule plusieurs points. On obtient ainsi la courbe

d'acceptance TRIM (courbe en vert fig. 5.21).

### Prise en compte de la fonction d'excitation

La fonction d'excitation  $\sigma_E$  est connue en fonction de l'énergie du faisceau. Or, on a besoin de la variation en fonction de la profondeur  $\sigma(\varepsilon)$ . On passe de l'une à l'autre par la connaissance de la variation de l'énergie du faisceau  $E(\varepsilon)$  en fonction de la profondeur  $\varepsilon$ . La dépendance en épaisseur de cible de la fonction d'excitation  $\sigma(e)$  est donc calculée en considérant la perte d'énergie du faisceau dans la cible. Aux énergies avec lesquelles on travaille, cette perte d'énergie est quasi-linéaire, l'énergie du faisceau en fonction de l'épaisseur s'écrit :

$$E = \alpha \varepsilon + E_0 \quad (5.31)$$

Où  $E_0$  est l'énergie à l'entrée de la cible et  $\alpha$  une constante de proportionalité. Dans ce cas on a :

$$\sigma_E(E) = \sigma_E(\alpha \varepsilon + E_0) = \sigma(\varepsilon) \quad (5.32)$$

On aura besoin, pour calculer les valeurs de la section efficace en fonction de l'épaisseur, de positionner notre fonction d'excitation sur la cible. Dans un premier lieu, on traite le cas où la fonction d'excitation est centrée sur la cible comme on le montre sur la figure suivante qui représente la fonction d'excitation de la voie  $2n$  de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \Rightarrow ^{256}\text{Rf} + 2n$  (cf. fig. 5.20).

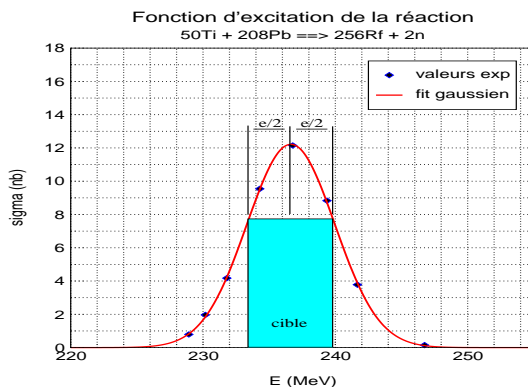


FIG. 5.20 – Pour calculer l'acceptance angulaire pour chaque épaisseur  $e$  on centre la cible sur le maximum de la fonction d'excitation

### Résultats

En utilisant la formule 5.30, on calcule et on trace les courbes de l'acceptance angulaire réelles  $A(e)$  due à la somme des effets de la cible et des neutrons, ces courbes sont représentées en rouge sur la figure 5.21. Cette simulation a été effectuée en considérant une fonction d'excitation centrée sur la cible, car en général ceci n'est pas le cas, tout dépend de l'énergie de bombardement choisie.

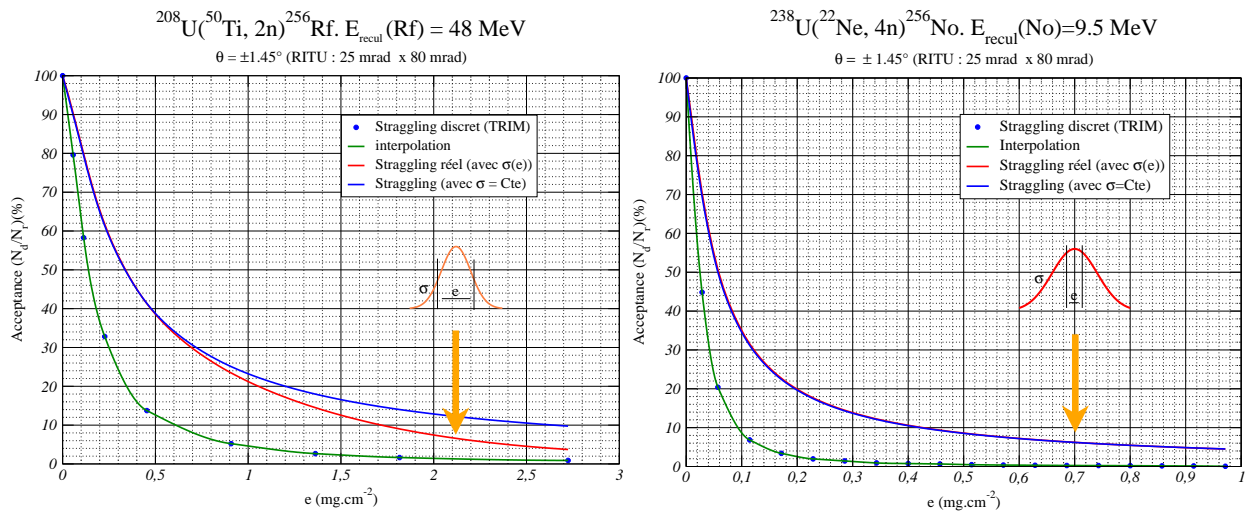


FIG. 5.21 – Acceptance angulaire dans un cône d’ouverture  $2 \times 1.45^\circ$  (RITU, courbe en rouge) du noyau de Rutherfordium ( $Z=104$ ) produit dans une réaction avec faisceau lourd ( $^{50}\text{Ti}$ ) et du noyau de Nobelium ( $Z=102$ ) produit dans une réaction avec faisceau intermédiaire ( $^{22}\text{Ne}$ ) en fonction de l’épaisseur de cible. La courbe en bleu représente l’acceptance angulaire obtenue en considérant que la fonction d’excitation est constante, c’est à dire avec la même section efficace sur toute la cible

D’après la figure 5.21, en comparant les courbes d’acceptance selon que la section efficace est constante (courbe en bleu) ou a la forme d’une gaussienne (courbe en rouge), on constate que l’influence de la fonction d’excitation ne commence à se sentir qu’à partir d’une épaisseur de cible d’environ  $0.6 \text{ mg}/\text{cm}^2$ . En effet pour des faibles épaisseurs de cible, la valeur moyenne d’une fonction d’excitation centrée sur la cible varie très peu. Par contre pour des cibles épaisses, par exemple de  $2.7 \text{ mg}/\text{cm}^2$ , l’acceptance peut varier du simple au double entre les deux cas, il est nécessaire dans ce cas de considérer cet aspect dû à la fonction d’excitation.

On constate par ailleurs qu’avec le faisceau léger  $^{22}\text{Ne}$  l’acceptance angulaire diminue rapidement, elle atteint la valeur de 9 % pour une épaisseur de cible de  $0.5 \text{ mg}/\text{cm}^2$ , ce qui est prévisible, étant donné la faible énergie de recul du noyau produit. Avec le faisceau lourd de  $^{50}\text{Ti}$  l’acceptance est beaucoup plus importante, environ 38 % pour la même épaisseur de cible. Il faut noter aussi que dans le cas du  $^{22}\text{Ne}$  la fonction d’excitation n’a aucun effet sur l’acceptance. En effet, un tel noyau léger perd peu d’énergie dans la cible, ce qui fait que la cible n’embrasse de ce fait que la partie centrale piquée de la fonction d’excitation ( $\Delta E \ll FWHM(\sigma)$ ), ce qui explique le fait que les deux courbes soient superposées.

La comparaison avec les chiffres expérimentaux montre un assez bon accord pour ce qui est du faisceau lourd  $^{50}\text{Ti}$  (40% pour des épaisseurs de l’ordre de  $0.5 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ). Concernant les faisceaux légers comme le  $^{22}\text{Ne}$ , on verra au chapitre 10.1 que l’effet du gaz (qui est négligeable dans le cas du noyau de Rf vu sa plus grande énergie de recul) est à considérer si l’on veut obtenir des chiffres réalistes.

# Chapitre 6

## Mise en évidence expérimentale

### 6.1 Principes de la technique RDT (Recoil Decay Tagging)

Du fait des faibles sections efficaces de production des noyaux VHE et de la forte probabilité de fission associée, les techniques de spectroscopie  $\gamma$  standard sont inopérantes pour l'étude de ces noyaux. Les transitions  $\gamma$  d'intérêt sont noyées dans un très grand bruit de fond et ne peuvent donc pas facilement être distinguées des rayons  $\gamma$  provenant de la fission, des réactions de transfert ainsi que de l'excitation coulombienne.

L'optimisation de la réaction nucléaire diffère selon la physique étudiée. Le choix de l'énergie du faisceau est cruciale dans ce type de réaction. Ce choix doit s'appuyer sur les fonctions d'excitation des différentes voies de réactions mesurées soit dans des études expérimentales antérieures ou bien investiguées au début de l'expérience. On peut alors ajuster l'énergie de bombardement de façon à se placer, juste au dessus de la barrière coulombienne pour une fusion "douce" en minimisant l'énergie d'excitation, ou bien choisir une énergie un peu plus haute, au dessus du maximum de la fonction d'excitation si on envisage d'étudier les hauts moments angulaires par exemple.

Après la formation du noyau résidu d'évaporation, celui-ci sera transporté et focalisé dans le plan focal du séparateur où il sera implanté et son énergie mesurée. Une première sélection des émissions  $\gamma$  au niveau de la cible peut être ainsi réalisée et associée à ce noyau implanté. Comme on le verra à la section 6.4, cette méthode (Recoil Tagging), bien que très efficace, n'est en général pas assez sélective. On peut malgré tout être perturbé par des données liées à d'autres éléments, comme les autres voies de réactions qui peuvent avoir le même ordre de section efficace, ou bien d'autres noyaux proches parasites formés par la réaction ("target like", "beam like").

La plupart des noyaux VHE, possèdent la propriété de décroître par émission de particules  $\alpha$  à partir de leur état fondamental. L'observation de ces décroissances et leur mesure permet une identification précise de l'isotope produit. La combinaison de la spectroscopie  $\gamma$  prompt et la spectroscopie des ces particules au plan focal permet ainsi d'étudier efficacement des voies de réaction de faible section efficace. Cette technique, dite RDT (Recoil decay Tagging) utilise le couplage entre les détecteurs Germanium de haute efficacité et un détecteur de recul (séparateur

+ ensemble de détecteurs autour de la cible ou au plan focal).

En utilisant la technique RDT, on obtient plus de sélectivité. On remonte au noyau d'intérêt à partir de sa décroissance mais cette méthode présente quelques inconvénients. En effet, les particules de décroissance ont une probabilité non négligeable de s'échapper du système de détection avec pour conséquence une mesure incomplète et donc erronée de leur énergie. De même, si la durée de vie du noyau fils est très courte, le détecteur va mesurer la somme des énergies des deux particules émises par les cascades successives et pas deux effets distincts. De plus, l'usage d'une plus grande sélectivité induit, en parallèle à l'amélioration du rapport signal/bruit, une diminution de la statistique  $\gamma$ . Ceci est illustré par la figure 6.1 [35] où est représenté un spectre  $\gamma$  du noyau VHE  $^{252}\text{No}$  obtenu selon une sélection basée seulement sur la détection du fragment de recul (a), on parle dans ce cas d'un "recoil tagging", et l'autre basée sur l'identification du fragment de recul par la détection de sa décroissance  $\alpha$  (b) (méthode RDT dite aussi  $\alpha$  gating).

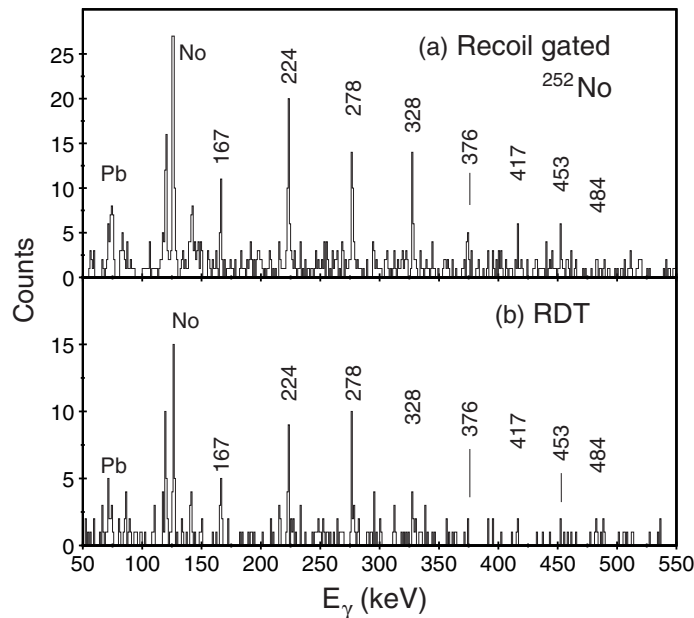


FIG. 6.1 – Spectre  $\gamma$   $^{252}\text{No}$ . En haut, la condition est faite sur le recul tandis qu'en bas elle est faite en plus sur la décroissance  $\alpha$  de ce noyau [35]

D'autres détecteurs additionnels peuvent être ajoutés au plan focal. Un détecteur dédié à la mesure du temps de vol (ToF) va permettre d'améliorer le filtrage des noyaux. Des détecteurs Germanium sont utilisés pour la mesure des émissions  $\gamma$  liés au noyau fils au plan focal et d'autres pour la détection des électrons.

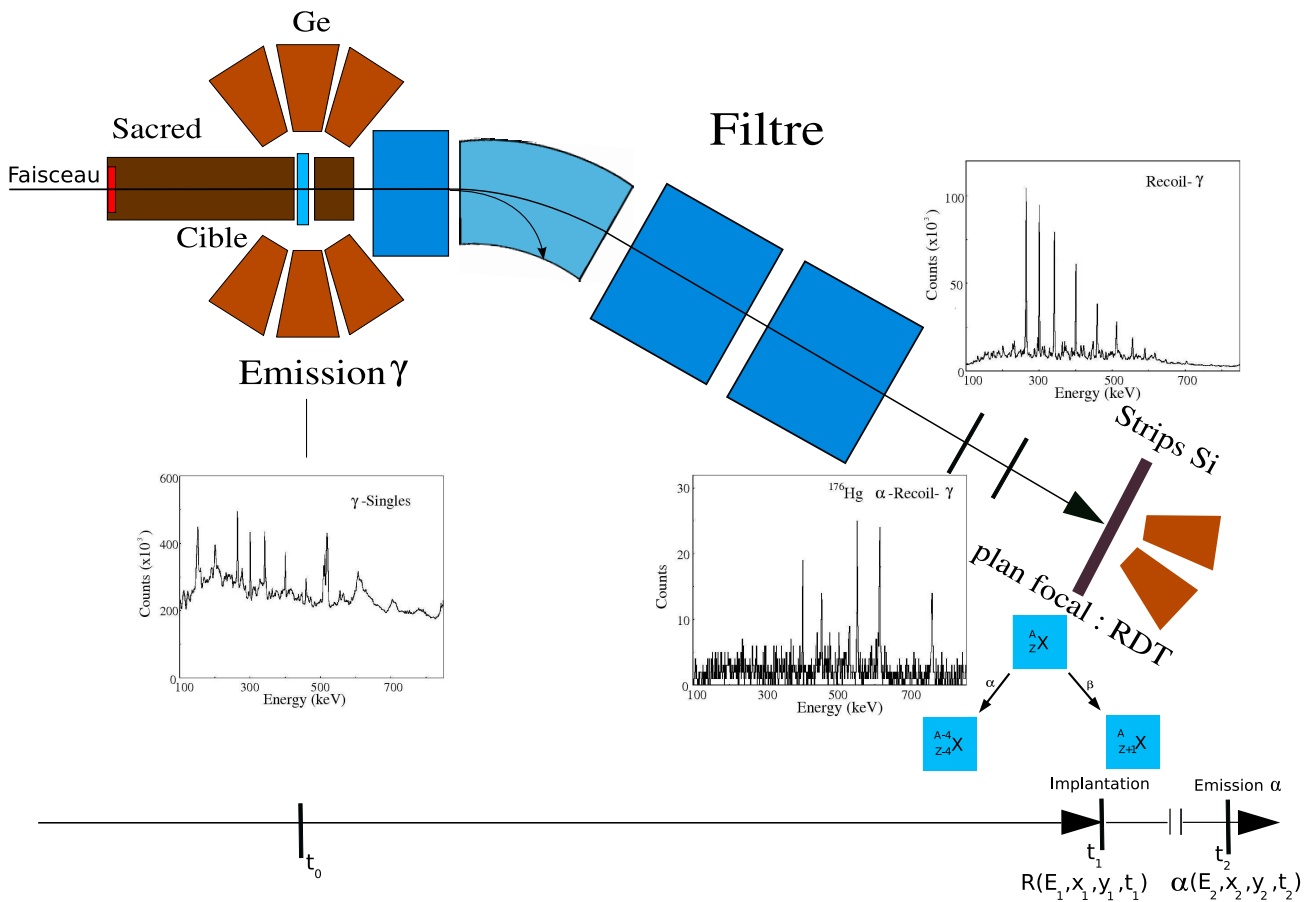


FIG. 6.2 – Illustration de la méthode RDT [36]

Comme on l'illustre sur la figure 6.2, dans une expérience de production de noyaux VHE, les noyaux sont produits par l'intermédiaire des réactions de fusion-évaporation réalisées par le bombardement d'une mince feuille de cible avec des ions accélérés aux énergies de l'ordre de la barrière coulombienne du couple cible-projectile. Les  $\gamma$  prompts émis sont récoltés par un ensemble de détecteurs germanium entourant la cible, ceci permet d'avoir une information comportant, pour chaque  $\gamma$  détecté, son énergie  $E$ , le temps  $t$  de détection et les angles d'émission  $(\theta, \phi)$ . Ces informations couplées à ceux récoltés au plan focal nous permettront de reconstruire un spectre  $\gamma$  plus propre (après une correction Doppler) et de bâtir des schéma de coïncidences ou d'estimer des grandeurs physiques comme le moment angulaire.

Pour les produits de fusion-évaporation implantés au plan focal, on dispose d'informations sur le temps (time-stamp), la position et l'énergie d'implantation. Les noyaux implantés demeurent alors dans le détecteur où ils se désintègrent par la suite par radioactivité. Les caractéristiques de la décroissance sont enregistrées dans le détecteur. L'instant de décroissance, la position et l'énergie de ces noyaux sont également enregistrés et permettent la corrélation entre l'implantation d'un fragment de recul et la décroissance qui lui fait suite.

On illustre cette technique par les spectres observés avec différents niveaux de sélection auprès du séparateur RITU. On constate ainsi sur la figure 6.2 que l'on peut ainsi extraire de la masse des données  $\gamma$  prompte celles réellement liées au noyau VHE



## 6.2 Spectroscopie gamma

La détection des rayons  $\gamma$  est possible du fait de leur interaction avec le milieu matériel des détecteurs. Cette interaction peut se faire selon trois principaux processus de transfert d'énergie : la diffusion Compton, l'absorption photoélectrique et la création de paires. Ces processus sont expliqués dans les paragraphes suivants.

### 6.2.1 L'absorption par effet photo électrique

Dans ce processus (cf. fig. 6.3), le photon  $\gamma$  incident est totalement absorbé par un électron atomique, dit photoélectron. Ce dernier est alors éjecté de son atome d'origine avec une énergie :

$$T_e = E_\gamma - E_b = h\nu - E_b$$

Où  $E_b$  est l'énergie de liaison de l'électron atomique éjecté. La vacance laissée par l'électron éjecté sera comblée un peu plus tard par un autre électron provenant des couches électroniques supérieures. Il en résulte une émission d'un rayon X qui aura une forte chance d'être réabsorbé par le matériau de détection.

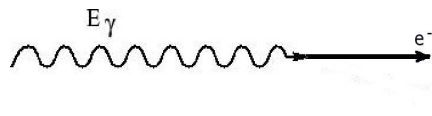


FIG. 6.3 – Schématisation du processus de l'interaction par effet photo électrique

L'interaction par effet photoélectrique est dominante pour les énergies  $\gamma$  faibles ( $< 200$  keV). La probabilité d'absorption par effet photoélectrique  $\tau$  est proportionnelle à  $Z^5$  (ce qui explique le choix de matériaux avec  $Z$  élevé comme le Tungstène pour les collimateurs). Ce processus d'absorption  $\gamma$  est le plus favorable pour la spectroscopie étant donné que le photon dépose l'intégralité de son énergie dans le détecteur.

### 6.2.2 la diffusion Compton

Dans ce processus (cf. fig. 6.4), un photon  $\gamma$  incident est diffusé à un angle  $\theta$  par un électron des couches électroniques externes en cédant une partie de son énergie à l'électron.

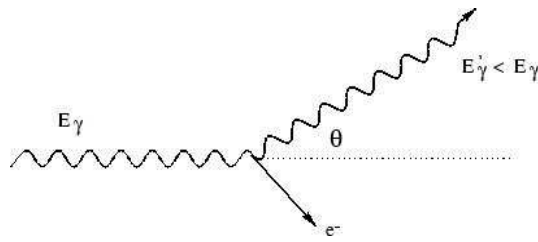


FIG. 6.4 – Schématisation du processus de la diffusion Compton

L'énergie  $E'_\gamma$  du photon diffusé s'exprime alors, d'après le principe de conservation de l'énergie-impulsion, en fonction de l'énergie  $E_\gamma$  du photon incident par :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/m_0c^2)(1 - \cos \theta)},$$

avec  $m_0c^2$  l'énergie de masse de l'électron. L'énergie de l'électron après diffusion sera alors :

$$T_e = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{E_\gamma^2 (1 - \cos \theta)}{m_0c^2 + E_\gamma (1 - \cos \theta)}.$$

D'après cette formule, l'énergie de l'électron varie entre 0 (pour  $\theta = 0^\circ$ ) et  $2E_\gamma^2/(m_0c^2 + 2E_\gamma)$  pour ( $\theta = 180^\circ$ ), donc le photon  $\gamma$  ne perd pas toute son énergie durant une seule diffusion et peut subir d'autres interactions dans le matériau absorbant ou bien s'échapper du matériau. Dans le cas où les photons finissent par s'échapper du détecteur (comme on l'a vu au chapitre 3), ils engendrent dans les spectres  $\gamma$  un fond continu appelé le fond compton étant donné que l'on ne mesure qu'une fraction de l'énergie incidente qui dépend de l'angle  $\theta$  d'incidence du photon  $\gamma$ . Cet effet est représenté dans la figure 6.5.

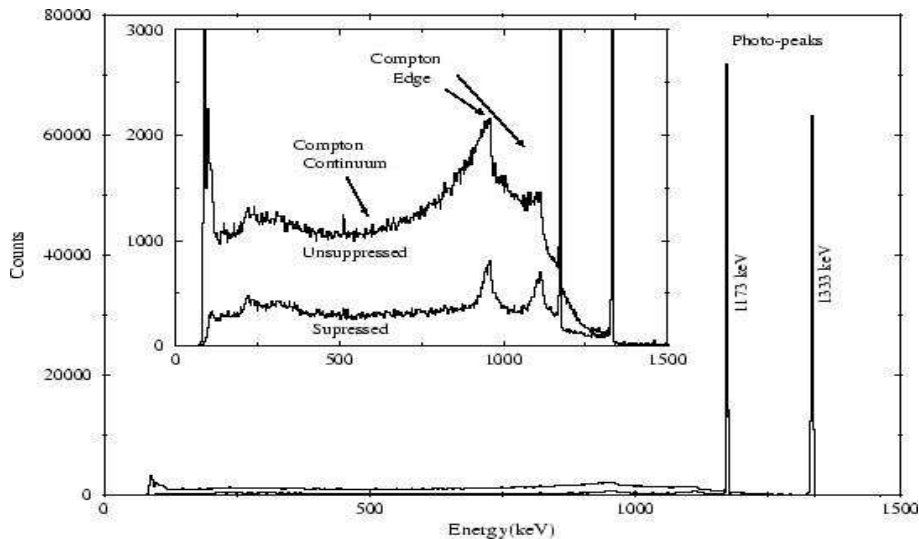


FIG. 6.5 – Spectre des  $\gamma$  émis lors de la décroissance  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$  en  $^{60}\text{Ni}$ , avec et sans la suppression Compton [36]

La figure 6.5 montre les deux effets Compton (indésirable) et photoélectrique (celui qui intéresse les spectroscopistes) sur un spectre  $\gamma$  mesuré lors de la décroissance  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$  en  $^{60}\text{Ni}$ . Comme on le voit sur la figure, la suppression Compton (par l'utilisation d'enceintes anti-Compton cf. chap. 3) permet de réduire le fond Compton et d'améliorer le rapport pic sur total du spectre  $\gamma$ .

### 6.2.3 La création de paires

C'est le troisième processus majeur de l'interaction  $\gamma$  avec la matière. Il est basé sur la création d'une paire  $e^+ - e^-$  (cf. fig. 6.6), et ne peut donc se produire que si l'énergie du photon  $\gamma$  est supérieure à la masse des particules créées, soit 1.022 MeV.

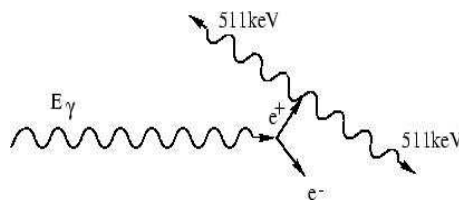


FIG. 6.6 – Schématisation du processus de création de paires

Ce processus peut se produire en présence d'un atome. L'énergie résiduelle  $E_\gamma - 2mc^2$  est partagée par l'électron et le positron sous forme d'énergie cinétique et sera donc systématiquement observée. Ces deux particules chargées vont finir par s'arrêter dans la matière suite aux nombreuses interactions coulombiennes le long de leur parcours. Or, le positron ( $e^+$ ) est une particule d'antimatière, il va donc rapidement s'annihiler au contact d'un électron donnant ainsi naissance à deux photons  $\gamma$  d'énergie 511 keV. Lorsque ces derniers sont absorbés par le matériau on mesure leur pleine énergie, s'ils s'échappent hors du détecteur, on ne mesure que l'énergie réellement déposée dans le détecteur. Ceci est connu par les spectroscopistes par l'observation de ce qu'on appelle les pics d'échappement. Ces pics sont observés aux énergies  $(E_\gamma - 511)$  keV et  $(E_\gamma - 1022)$  keV selon qu'un seul ou bien les deux  $\gamma$  créés s'échappent du détecteur. Le processus de création de paires ne devient prédominant qu'à des énergies  $\gamma$  élevées (5 à 10 MeV)

### 6.2.4 Influence de l'environnement

À ces trois phénomènes s'ajoutent des effets liés à l'environnement direct de la source de photons et du détecteur. En effet, le détecteur pourra être sensible aux rayons X des différents matériaux soumis au flux des photons, de neutrons ainsi qu'aux  $\gamma$  de rétrodiffusion.

### 6.2.5 Sections efficaces associées

Comme on le voit sur les figures 6.7 et 6.8, l'influence respective de ces phénomènes dépend de l'énergie du photon initial et du Z du matériau détecteur. Cela donne lieu à des probabi-

lités d'interaction relativement compliquées, comme on peut le constater notamment dans les coefficients d'atténuation de la figure 6.7 dans les milieux Aluminium et Plomb. La figure 6.8 montre la compétition entre ces trois effets. L'effet photoélectrique domine aux basses énergies (à gauche de la courbe rouge) et la production de paire domine aux énergies élevées (à droite de la courbe verte). La diffusion Compton est dominante dans le domaine des énergies intermédiaires et sa probabilité est de plus en plus faible si l'énergie augmente.

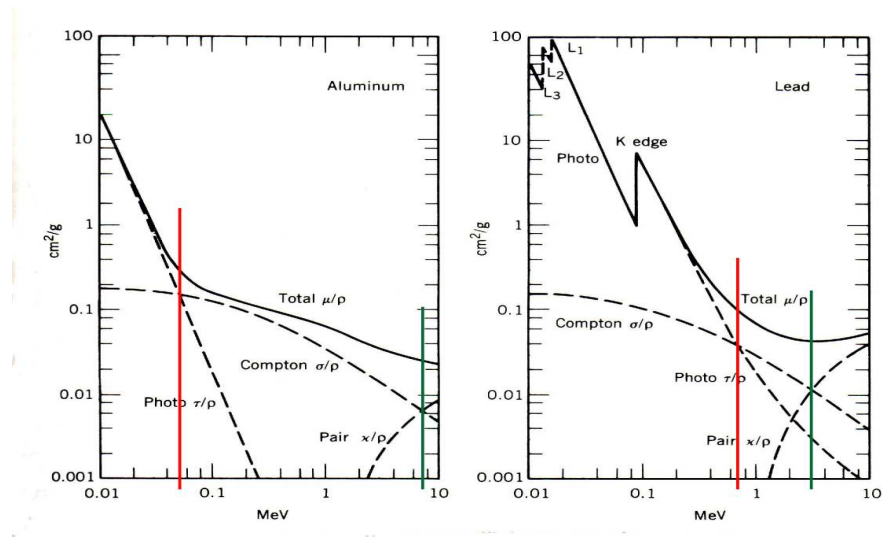


FIG. 6.7 – Coefficients d'atténuation de masse des photons dans l'Aluminium (à gauche) et dans le Plomb (à droite) pour les trois processus en fonction de l'énergie [37]

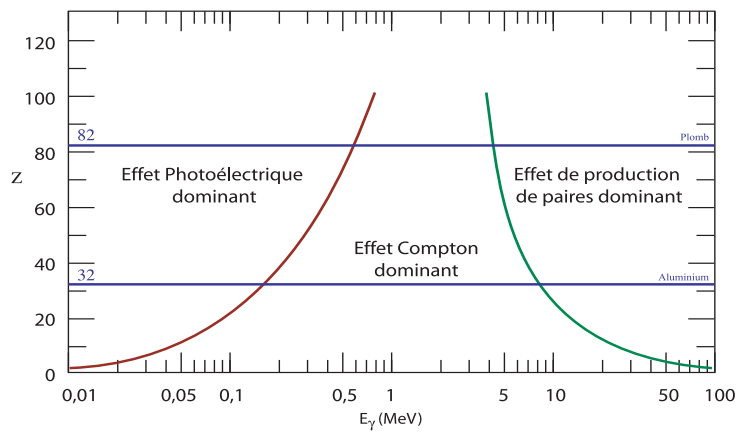


FIG. 6.8 – Compétition entre les trois processus d'interaction gamma en fonction de Z et de l'énergie [37]

## 6.3 Spectroscopie électrons

### 6.3.1 Conversion interne

La conversion interne est un processus électromagnétique en concurrence avec l'émission  $\gamma$  notamment pour les matériaux de  $Z$  élevé. Lors d'une transition d'un état initial ( $E_i$ ) à un état final ( $E_f$ ), l'énergie  $\Delta E = E_i - E_f$  peut être transférée à un électron atomique qui de fait est émis hors du noyau. L'énergie cinétique de l'électron émis dépend de son énergie de liaison  $E_b$  et de l'énergie  $\Delta E$  de la transition.

$$T_e = \Delta E - E_b.$$

Les électrons des différentes orbitales atomiques ont différentes énergies de liaison. Ainsi, pour une transition donnée, il y a plusieurs énergies d'électron de conversion possibles. Les électrons de conversion sont nommés par les couches atomiques d'où ils proviennent. Les nombres quantique principaux  $n = 1, 2, 3$  correspondent aux couches atomiques K, L, M respectivement. Il est également possible de prendre en compte la structure des sous-couches. Les électrons de conversion de la couche L peuvent être appelés  $L_i$ ,  $L_{ii}$ , ou  $L_{iii}$ , s'ils provenaient des orbitales atomiques  $2s_{1/2}$ ,  $2p_{1/2}$  ou  $2p_{3/2}$  respectivement. Le trou vacant laissé par l'émission d'un électron de conversion sera ultérieurement comblé par un autre électron à partir d'une couche supérieure, et la différence dans l'énergie entre les deux couches apparaît sous forme de rayon X. Cette émission caractéristique des rayons X est souvent utile pour le spectroscopiste  $\gamma$  pour la détermination du  $Z$  du noyau en question.

Le coefficient de conversion interne,  $\alpha$ , est défini par le rapport entre la probabilité de décroissance par conversion interne et la probabilité de décroissance par rayonnement  $\gamma$

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma}$$

La probabilité de décroissance totale est donnée par

$$\lambda_t = \lambda_\gamma (1 + \alpha).$$

Les coefficients de conversion interne dépendent de l'énergie de la transition, du nombre atomique du noyau et du nombre quantique principal approximativement de la manière suivante :

$$\alpha \propto \frac{Z^3}{n^3 E_\gamma^{2.5}}$$

Ces coefficients sont plus importants pour des transitions magnétiques que pour des transitions électriques, et augmentent avec le numéro atomique  $Z$  et la multipolarité (voir chapitre 3 section 3.1.2; cas du noyau VHE Fm ( $Z=100$ )). Ces coefficients sont tabulés afin de permettre la correction des intensités des transitions  $\gamma$  mesurées pour obtenir l'intensité totale.

## 6.4 Principes d'identification à l'aide de la décroissance $\alpha$ (RDT)

Étant donné la grande masse des VHE et SHE, tous les noyaux synthétisés sont instables et décroissent principalement par radioactivité  $\alpha$ . Leurs durées de vie vont de quelques milliardièmes de seconde à plusieurs millions d'années. On signe l'existence d'un nouveau noyau superlourd en observant la chaîne de décroissance  $\alpha$  à partir de ce noyau inconnu et en identifiant le noyau descendant en bout de chaîne radioactive.

Nous allons, ici, décrire le processus de détection et d'identification en se servant de l'exemple du système RITU-GREAT. La réaction de fusion évaporation conduisant à l'émission de rayonnements  $\gamma$  prompts au niveau de la cible a lieu au temps  $t_0$  (cf. fig. 6.2). Le noyau de recul est ensuite transporté dans RITU et implanté dans un ensemble de détecteurs Silicium segmentés au plan focal au temps  $t_1$ . Le signal de chacun de ces détecteurs est associé à un temps via la date ("time stamp") correspondante à l'aide d'une horloge d'une résolution de 10 ns (cf. section 6.6.2). Le détecteur segmenté permet alors de mesurer l'énergie du fragment de recul  $E_R$  et la position (x,y) du noyau implanté et de lui associer, par coïncidence  $\gamma$ -recul, des émissions  $\gamma$  via le temps de vol de la cible au silicium. La mesure du temps de vol est généralement réalisée à l'aide d'un compteur proportionnel à gaz.

L'ensemble de ces informations physiques permettent de sélectionner et reconstruire les événements d'intérêt parmi l'ensemble des données. Une première sélection est effectuée grâce à la corrélation du temps de vol et de la perte d'énergie des fragments et permet donc d'éliminer les parasites comme le faisceau résiduel et les produits diffusés de la cible.

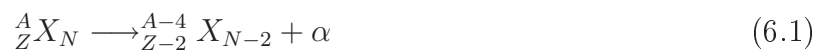
Si le noyau de recul implanté dans le silicium est émetteur  $\alpha$ , la décroissance  $\alpha$  de ce noyau se produit au temps  $t_2$ . Trois possibilités se présentent alors pour la détection de cette particule  $\alpha$ . Soit elle s'implante dans le silicium à la position  $(x_2, y_2)$  très proche de (x,y) et son énergie est alors mesurée, soit elle s'échappe du silicium et va s'implanter dans le système de diodes pin. Dans ce cas, son énergie sera mesurée en deux parties, une partie dans le silicium ( $\Delta E_\alpha$  correspondant à la sortie de la particule  $\alpha$  du silicium) et l'autre partie dans les diodes pin. La coïncidence en temps de ces deux signaux permet de reconstituer l'énergie de la particule  $\alpha$ . Si la particule traverse le détecteur à gaz au lieu de s'implanter dans les diodes pin, alors celui-ci peut servir comme un veto pour validée ou pas la mesure de la particule.

En pratique, pour cette technique (Alpha Tagging), on procède dans l'autre sens. Étant donné un noyau VHE  ${}^A_ZX$  produit au niveau de la cible, en observant l'ordre chronologique inverse du processus, on peut donc effectuer les corrélations qui permettent d'identifier notre noyau. Quand une particule  $\alpha$  est détectée à la position  $(x_2, y_2)$  avec une énergie  $E_\alpha$ , on vérifie si cette énergie correspond à la décroissance du noyau recherché. Si c'est le cas, alors on recherche dans les données antérieures le noyau de recul associé à cette décroissance qui devrait être détecté près de la position  $(x_2, y_2)$ . La recherche se fait en général seulement sur quelques périodes de décroissance (3 à 4), ce qui est en général largement suffisant (pour de faibles statistiques, il faut aller jusqu'à 6 à 7 périodes de décroissance) et permet d'éliminer les contaminants. Le recul correspondant à ces critères est alors identifié comme étant le noyau recherché  ${}^A_ZX$ . On remonte ainsi au rayonnement  $\gamma$  associé au niveau de la cible au noyau  ${}^A_ZX$  par l'intermédiaire du temps de vol  $\Delta t$  dans le séparateur qui est connu. Ce  $\gamma$  a donc été émis au temps  $t_0 = t_1 - \Delta t$ . On a ainsi sélectionné et reconstitué un événement complet. Ce type de méthode nous garantit une

haute sélectivité et une grande qualité des données. Le prix à payer est une statistique peu élevée, d'où l'intérêt d'optimisation de l'ensemble des paramètres expérimentaux.

## 6.5 Spectroscopie alpha

L'excès de stabilité du noyau d'Helium (particule  $\alpha$ ) doublement magique associé à une faible taille lui permet de se former au sein de noyaux lourds. Cette particule  $\alpha$  a alors une certaine probabilité de sortir du noyau "père" induisant la radioactivité  $\alpha$ . Un noyau atomique lourd peut ainsi se désintégrer en émettant une particule  $\alpha$ . La majorité des isotopes au-delà du Plomb et quelques éléments déficitaires en neutrons décroissent en émettant une particule  $\alpha$ . Cette décroissance est décrite ainsi :



Le principe de conservation de l'énergie et de l'impulsion nous permet d'écrire pour le noyau X au repos :

$$M_X c^2 = M_Y c^2 + M_\alpha c^2 + T_Y + T_\alpha \quad (6.2)$$

Où  $T_Y$  et  $T_\alpha$  sont les énergies cinétiques du noyau fils et de la particule  $\alpha$ . Donc

$$(M_X - M_Y - M_\alpha) c^2 = Q_\alpha = T_Y + T_\alpha \quad (6.3)$$

Cette chaleur de réaction  $Q_\alpha$ , représente l'énergie libérée durant la décroissance  $\alpha$ . La décroissance ne pourra se produire spontanément que si la condition  $Q_\alpha > 0$  est réalisée. De plus, du à un effet de la barrière coulombienne, le taux d'émission des particules  $\alpha$  ne peut devenir significatif que si la valeur du  $Q_\alpha$  atteint plusieurs MeV.

L'énergie de la particule  $\alpha$  ne correspond pas exactement au  $Q_\alpha$  du fait de l'énergie de recul du noyau fils (processus à deux corps) :

$$T_\alpha = \frac{M_Y}{M_Y + M_\alpha} Q_\alpha \quad (6.4)$$

Si le noyau fils est formé avec une certaine énergie d'excitation  $E^*$  alors le  $Q_\alpha$  s'écrit dans ce cas :

$$Q_\alpha = (M_X - M_Y^* - M_\alpha) c^2 \quad \text{avec} \quad M_Y^* = M_Y + E^* \quad (6.5)$$

Les relations 6.4 et 6.5 peuvent nous servir pour une estimation de l'énergie d'excitation du noyau fils (les masses des noyaux VHE et SHE sont connues que de façon approximative). L'énergie d'excitation correspond aussi à la différence d'énergie de liaison entre le noyau excité et le noyau non excité

$$E^* = B - B^* \quad (6.6)$$

Les énergies de liaisons nucléaires étant quantifiées, un isotope donné peut émettre des particules  $\alpha$  avec plusieurs valeur discrètes d'énergie. Ceci est observé lorsque les états excités du noyau fils sont peuplés par la décroissance  $\alpha$ . Dans la majeure partie des cas, les transitions

$\alpha$  se font d'état fondamental à état fondamental, mais des décroissances vers des états excités peuvent néanmoins se produire pour certains noyaux comme on le voit sur la figure 6.9 avec le noyau d' $^{238}\text{U}$ . Ceci permet d'utiliser ce processus pour déduire des informations sur la structure nucléaire du noyau fils.

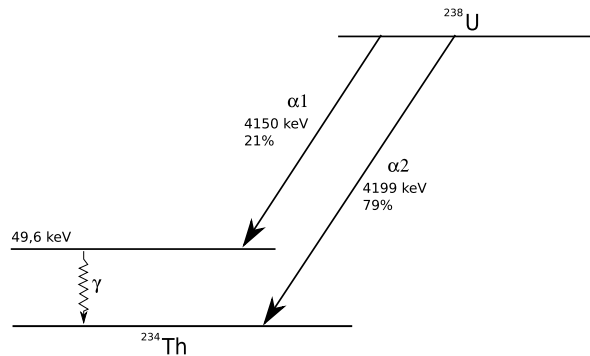


FIG. 6.9 – Décroissance  $\alpha$  de l' $^{238}\text{U}$

Pour ce qui est de la durée de demi-vie des noyaux, celle-ci varie sur plusieurs ordres de grandeur et est liée à l'énergie de la décroissance. Dans le cadre de ce travail, la spectroscopie  $\alpha$  est le pilier de nos mesures expérimentales, c'est un moyen très puissant pour remonter au noyau d'intérêt tant pour l'identification des noyaux que l'étude de ces derniers.

## 6.6 Système "trigger less" où TDR (Total Data Readout)

La technique RDT est une méthode très puissante pour la spectroscopie des noyaux très lourds. Cette méthode repose sur la technique de coïncidence retardée entre les détecteurs habituellement à la position de cible et au plan focal d'un spectromètre. Pour bien comprendre l'intérêt d'un système trigger-less nous allons tout d'abord présenter les limitations d'une méthode basée sur une électronique déclenchée par un noyau de recul détecté au plan focal d'un séparateur.

### 6.6.1 Limitations des systèmes à trigger

La seule possibilité pour les expériences de coïncidences retardées était de se baser sur un système d'acquisition de données avec un temps mort commun où la condition de déclenchement était que n'importe quel détecteur au plan focal soit touché en coïncidence avec un ou plusieurs rayonnement  $\gamma$  détecté au niveau de la cible. À cause du temps de vol dans le séparateur, le déclenchement se produit quelques microsecondes après que le rayonnement  $\gamma$  prompt soit émis. On emploie un système de coïncidence retardée dans les convertisseurs analogique-numérique (ADC) liés à l'ensemble des Germanium au niveau de la cible et les ADC sont déclenchés à chaque fois qu'un recul est détecté au plan focal.

Les données  $\gamma$  prompt sont collectées séparément pour le suivi de l'expérience (monitorage) mais pas écrites sur bande. La largeur de la fenêtre dépend de la durée de vie des noyaux implantés.



Des largeurs de fenêtre allant jusqu'à 5 secondes ont été employées et cette période est suffisante pour inclure les implantations au plan focal et détecter la décroissance des états isomériques de courte durée de vie, ainsi que les gamma émis au niveau de la cible (les décroissances  $\alpha$  et  $\beta$  à l'état fondamental ont lieu beaucoup plus tard et sont enregistrées dans des événements séparés). Pendant la période d'ouverture de la fenêtre, tous les ADC qui sont touchés sont convertis et écrits sur bande avec un temps basé sur le début de la fenêtre de coïncidence. Dans ce cas, les bonnes ainsi que les mauvaises données sont écrites sur bande à un taux allant jusqu'à 10 kHz (selon le type de réaction). Le temps mort peut atteindre 35% dans ce cas, et plus les fenêtres sont longues plus le temps mort augmente. Pour résumer, les problèmes avec la méthode "temps mort commun" sont :

- des fenêtres plus larges (plus de 10  $\mu$ s) sont souhaitable pour la physique, mais sont exclues par le temps mort, causant la perte d'évènements rares tel que les émissions des décroissances vers l'état fondamental des noyaux implantés au plan focal.
- les données écrites sur bande incluent des données aléatoires (bruit de fond, réactions secondaires etc ...) qui doivent plus tard être séparées. Ce problème devient plus grave avec des fenêtres plus larges.
- le réglage à priori de la fenêtre en temps n'est pas forcément optimisé.

### 6.6.2 Principe de fonctionnement

Comme on l'a vu, bien des mesures sont souvent limitées par le temps mort. Pour s'affranchir de ce handicap une méthode d'acquisition de données dite "triggerless" a été développée pour le spectromètre GREAT. Cette technique surmonte cette limitation en éliminant presque entièrement le temps mort. Cette solution est dite TDR [25] (Total Data Readout) et comme son nom l'indique, elle permet l'enregistrement de l'intégralité des signaux (de tous les canaux) pour être ensuite assignée dans un logiciel reconstruction des événements.

Chaque mot codé qui contient des données est associé à un temps (time stamp) produit par une horloge absolue d'une fréquence de 100-MHz. Des événements sont alors reconstruits en temps réel en utilisant des associations temporelles et spatiales définies par la physique de l'expérience. Cette méthode permet de récolter toutes les données (prompte et plan focal) avec pratiquement aucune perte liée au temps mort.

On peut à l'aide de cette méthode appliquer différents critères de sélection qui peuvent être complexes ou très simples. Le premier consiste simplement à associer une implantation aux  $\gamma$  prompts correspondants en regardant "en arrière" dans le temps avec une fenêtre centrée sur le temps de vol. Tous les rayons gamma détectés pendant cette fenêtre seraient considérés comme corrélés avec le recul. Ici le temps de vol est optimisé à posteriori sur l'ensemble des données ce qui est beaucoup plus puissant que la sélection à priori d'une fenêtre en temps dans le cas des systèmes à trigger "hard".

Un exemple plus complexe exigerait de prendre comme condition non seulement le recul et le gamma mais aussi la décroissance du recul dans une certaine condition de temps définie (basée sur la durée de vie des noyaux implantés) avant que des données soient enregistrées.

Les logiciels de déclenchement employés dans ce cas exige une grande quantité de mémoire et de capacité de traitement de données. La technique TDR est récemment devenu accessible

du fait de la puissance croissante disponible dans le commerce des CPU.

## Troisième partie

# Optimisation de la production VHE et prospectives

# Chapitre 7

## Optimisation des réactions

### 7.1 Optimisation des paramètres de réaction en fonction de l'acceptance angulaire de chaque séparateur

Dans cette section, notre but est d'optimiser l'épaisseur de la cible  $e$  pour un taux de détection maximum des noyaux résiduels en se basant sur les résultats des chapitres 4 et 5. Comme on a vu précédemment, la production dépend de plusieurs paramètres : l'intensité du faisceau, l'épaisseur de cible et la section efficace de production. Pour calculer le taux de détection au plan focal d'un séparateur, outre le taux de production, il faut tenir compte de l'efficacité du séparateur. Celle-ci dépend directement de son ouverture angulaire et du straggling angulaire des noyaux de recul sur tout le parcours qui suit leur formation. Or le straggling angulaire provient de deux effets, celui dû à l'évaporation de neutrons et celui dû à l'interaction du recul avec la matière de la cible. Ce dernier dépend étroitement de l'épaisseur de cible. Il s'agit donc de jouer sur cette grandeur  $e$  pour optimiser le straggling afin d'obtenir une valeur optimale du nombre de noyaux détectés au plan focal.

On a vu dans la section 5.3 que ce nombre vaut, en fonction de l'épaisseur de cible  $e$  et de l'intensité de faisceau  $I$  :

$$N_d(e) = N.A(e) = C'I \int_0^e \sigma(\varepsilon)d\varepsilon \times A(e) \quad (7.1)$$

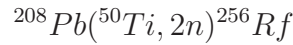
et d'après l'expression 5.30 de l'acceptance angulaire  $A(e)$  on obtient

$$N_d(e) = C'I \int_0^e A(\varepsilon)\sigma(\varepsilon)d\varepsilon \quad (7.2)$$

Donc l'optimum du nombre de noyaux détectés,  $N_d$ , est donné, pour une intensité de faisceau  $I$ , par le maximum de l'expression :

$$f(e) = I \int_0^e A(\varepsilon)\sigma(\varepsilon)d\varepsilon$$

Où  $A(\varepsilon)$  est l'acceptance partielle définie par la relation 5.29 et qui englobe les deux effets, celui de la cible et celui des neutrons. Nous allons voir dans l'étude d'optimisation qui suit que deux cas peuvent alors se présenter à nous selon qu'on a ou pas une contrainte sur le taux de comptage  $\gamma$  maximum imposé par l'électronique et les détecteurs germanium afin de préserver la qualité des données. Ce taux de comptage dépend, outre l'épaisseur de cible, de l'intensité du faisceau et de l'activité  $\gamma$  de la cible lorsque celle-ci est radioactive (cf. section 8.3.2). Pour illustrer ces propos, nous allons prendre pour exemple ici la réaction suivante :



Cette approche est importante lorsque on étudie des réactions à très faible section efficace de fusion-évaporation (de l'ordre de dizaine de nb) où l'on est amené à utiliser des faisceaux intenses pour la production de VHE. Dans un premier temps, nous allons traiter le cas général ou aucune contrainte ne nous est imposée sur l'intensité du faisceau. Puis nous traiterons le cas où celle-ci est limitée par l'effet de la saturation de l'électronique.

## 7.2 Expérience sans contrainte

Lorsqu'on procède à une étude de spectroscopie  $\gamma$  retardée au plan focal du séparateur, on a accès aux états excités du noyau fils du résidu d'évaporation formé dans la cible. Du fait de la très forte activité  $\gamma$  engendrée par un faisceau intense, la spectroscopie prompt (autour de la cible) n'est pas possible dans ce cas. L'absence de détecteurs  $\gamma$  au niveau de la cible fait que l'on n'a aucune contrainte sur l'intensité, mis à part, l'effet d'un surchauffage de la cible que peut engendrer cette forte intensité et provoquer la détérioration de celle-ci. Néanmoins, cet effet peut être limité par l'utilisation de cibles tournantes.

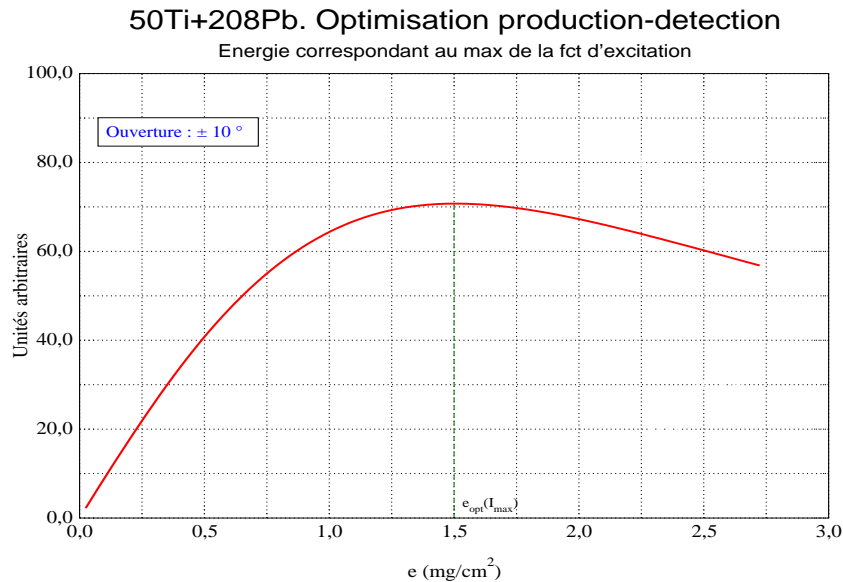


FIG. 7.1 – Optimisation de l'épaisseur de cible pour la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  dans le cas d'un séparateur avec une ouverture angulaire de  $\pm 10^\circ$  à I constant

Pour cette étude de la spectroscopie au plan focal sans contrainte d'intensité, on choisit de travailler à une intensité de faisceau  $I$  fixe. On varie l'épaisseur de cible conjointement à l'énergie du faisceau de manière à maintenir la fonction d'excitation centrée sur la cible.

La courbe 7.1 représente le taux de détection qu'on a obtenu dans ces conditions pour un séparateur avec une ouverture angulaire de  $\pm 10^\circ$ . On constate que cette courbe commence par croître linéairement pour de faibles épaisseurs  $e$  du fait de l'augmentation de la production. Dans ce cas, le straggling angulaire augmente avec l'épaisseur de cible moins rapidement que le taux de production. La courbe passe ensuite par un maximum, autour de la valeur  $e = 1.5 \text{ mg/cm}^2$ . Au delà de ce point, le straggling angulaire écarte plus de noyaux de recul qu'on n'en produit. La courbe entame donc une descente. L'épaisseur correspondant au maximum représente donc le meilleur compromis entre taux de production et straggling pour une détection optimale dans le cône du séparateur

Pour mieux comprendre ce comportement, nous avons illustré cet effet de l'épaisseur de cible sur le straggling angulaire sur la figure 7.2. On y trace en coordonnées polaires pour une ouverture angulaire donnée, indiquée par la ligne droite rouge, et la proportion de reculs (zones en rouge) qui rentre dans le séparateur pour des cibles de différentes épaisseurs.

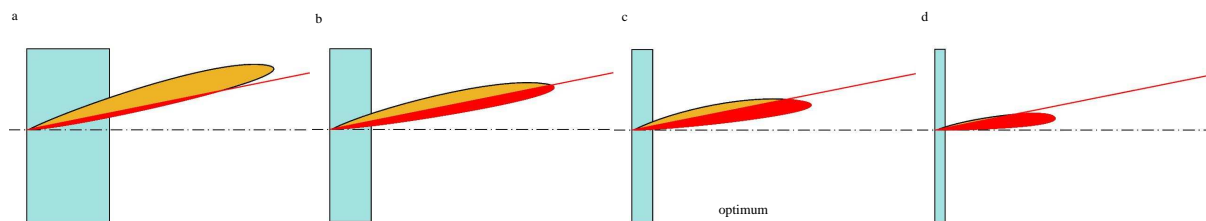


FIG. 7.2 – Illustration de l'effet de l'épaisseur de cible sur le straggling angulaire

L'aire totale de cette courbe est proportionnelle au nombre de noyaux émergeant de la cible et donc à la production (à intensité de faisceau constante). Plus la cible est fine, moins on produit de noyaux, ce qui implique que l'aire totale diminue lorsque l'épaisseur de cible diminue de (a) à (d). Mais puisque le straggling angulaire diminue avec la diminution de l'épaisseur, la proportion de noyaux "acceptés" dans le séparateur (aire en rouge) augmente. Un optimum entre la diminution de la production et l'augmentation de l'acceptance est atteint en (c).

La courbe d'optimisation de la figure 7.1 pour un séparateur d'une ouverture angulaire de  $\pm 10^\circ$  passe donc par un maximum pour une épaisseur de cible donnée dont la valeur dépend explicitement de l'ouverture angulaire du séparateur. Cette valeur optimale de l'épaisseur ne dépend pas de l'intensité du faisceau incident. Par contre, le nombre de noyaux détectés dans le séparateur, proportionnel à la valeur du maximum de la courbe d'optimisation, est lui bien entendu proportionnel à l'intensité (d'où le choix d'unité arbitraire dans la figure 7.1).

## $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ , Optimisation cible - Energie de faisceau

Nombre de reculs entrant dans le séparateur à une intensité de faisceau donnée.  
En fonction de l'épaisseur de cible et du positionnement de la fonction d'excitation,  $\theta = \pm 4^\circ$

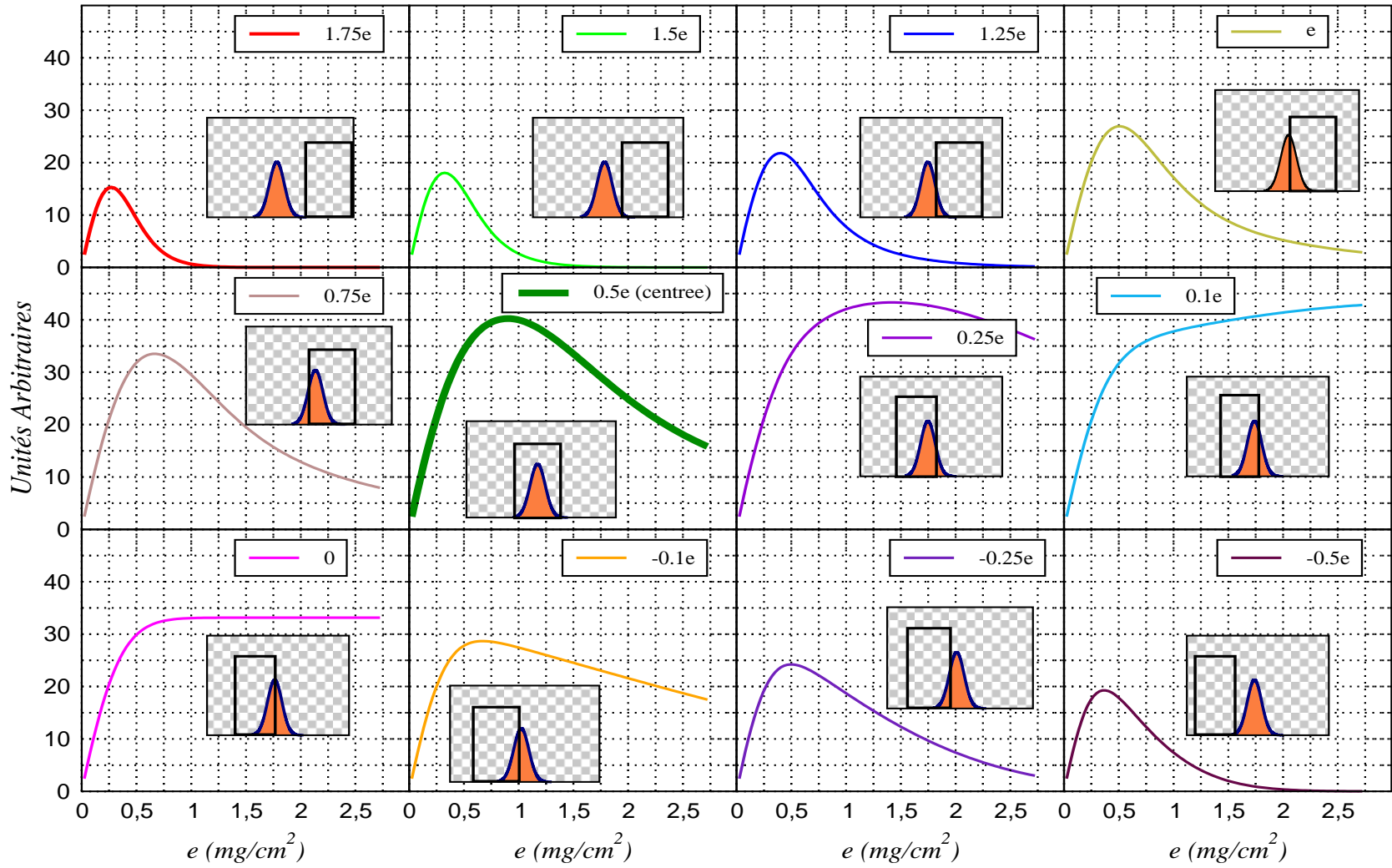


FIG. 7.3 – Optimisation de l'épaisseur de cible pour la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  selon la position de la fonction d'excitation par rapport à la cible

Il faut noter que dans cet exemple, on fait l'hypothèse que la fonction d'excitation est toujours centrée sur la cible. Comme on a vu précédemment, jouer sur le positionnement de cette fonction d'excitation par rapport à la cible revient à faire varier l'énergie du faisceau. Sur la figure 7.3 on a effectué le même calcul avec différents scénarii pour le centrage de la fonction d'excitation par rapport à la cible. Ces courbes sont tracées pour plusieurs valeurs de la position du maximum de la fonction d'excitation. La position de ce maximum est repérée par rapport à une origine choisie qui est la fin de la cible et un axe dont la direction est en sens inverse de direction du faisceau. Les coordonnées du centre sont toujours proportionnelles à l'épaisseur de cible et vont, selon chaque cas de figure, de  $-0.5e$  à  $1.75e$ . Le cas que l'on a détaillé sur la figure 7.1, c'est-à-dire avec une fonction d'excitation centrée sur la cible, correspond à la courbe en vert gras (coordonnée du centre égale à  $0.5e$ ).

On distingue trois cas particuliers selon le coté duquel se trouve le centre de la fonction d'excitation par rapport à la fin de la cible. Ce sont donc les cas d'une valeur positive de la position du centre, d'une valeur nulle et d'une valeur négative. Pour tous les cas avec une position du centre positive ( $0.1e$  à  $1.75e$ ), on constate le même comportement que le cas étudié plus haut, donc une augmentation, un maximum et une diminution de l'acceptance avec une tendance à atteindre le maximum pour des cibles de plus en plus épaisses. Pour le cas de figure  $0.1e$  (courbe en bleu clair), le maximum n'est pas visible sur la figure, il est atteint pour une valeur plus importante de l'épaisseur.

Ceci peut être aisément compris. En considérant que la cible se trouve, dans ce premier cas, du coté droit de la fonction d'excitation, les noyaux de recul ont plus d'épaisseur à parcourir et donc un stragglng plus important. Pour des épaisseurs très faibles, la portion de la fonction d'excitation qui est dans la cible implique une production assez importante pour l'emporter sur l'effet du stragglng qui est faible. Lorsque l'épaisseur de cible augmente, cette production n'augmente pratiquement pas (queue de la distribution gaussienne) tandis que la stragglng augmente au fur et mesure, ce qui fait que l'acceptance commence à diminuer (après passage par un maximum).

Pour des positionnements qui se rapprochent de 0 (c'est-à-dire pour une position du centre de la fonction d'excitation correspondant à la fin de la cible), on remarque que l'acceptance augmente pour atteindre un plateau et une valeur constante qui ne dépend plus de l'épaisseur. La fin de la cible se trouve dans ce cas toujours positionnée sur le centre de la fonction d'excitation et les noyaux de recul sont formés majoritairement à la fin de la cible. Si l'épaisseur augmente, la queue de la gaussienne ne ramène pas plus de production notable. Le stragglng reste pratiquement le même ainsi que le taux de production, ce qui explique ce comportement en plateau.

Dans le cas d'un positionnement "négatif" ( $-0.1e$  à  $-0.5e$ ), on retrouve la même tendance avec un maximum. Le fait que la position du centre de la fonction d'excitation est proportionnelle à l'épaisseur de cible implique que, pour des épaisseurs importantes, la fonction d'excitation sort de plus en plus de la cible et la production provient de plus en plus de la queue de la gaussienne. Cette dernière s'étale sur toute l'épaisseur ce qui signifie un stragglng plus important. De ce fait, la courbe d'acceptance a tendance à diminuer après avoir atteint son maximum. Il faut cependant noter que cette simulation ne tient pas compte du stragglng angulaire du faisceau. Celui-ci est considérée négligeable du fait de la grande énergie des noyaux projectiles.



## 7.3 Expérience avec contrainte

C'est le cas d'une spectroscopie  $\gamma$  prompt (au niveau de la cible) du noyau résidu d'évaporation. D'un point de vue pratique, le taux de comptage dû aux rayonnement  $\gamma$  de la cible provient essentiellement des autres voies de réaction de très grandes sections efficaces par rapport à celle de la voie d'intérêt. Les  $\gamma$  observés autour de la cible sont dus principalement à la fission, l'excitation coulombienne (coulex) des noyaux de la cible ainsi que de l'activité naturelle pour une cible fortement radioactive. Notre électronique étant limitée par le pile-up (saturation) dans les détecteurs germanium (effet de la collection de charge dans le cristal Ge), on a une forte contrainte sur l'intensité du faisceau. Pour des cibles non radioactives, ce taux de comptage est proportionnel au produit  $I \times e$ . De fait, si on augmente l'épaisseur de cible, il faut diminuer l'intensité. Ainsi, si l'on veut suivre le nombre de noyaux entrant dans le séparateur en variant l'intensité du faisceau, mais en fixant le taux de comptage à sa limite permise, on obtient un tout autre résultat que celui obtenu dans la section précédente.

On se place donc à cette limite qui correspond, en fonction des sections efficaces ( $\sigma_{fiss}$  et  $\sigma_{coulex}$ ) de ces phénomènes, au produit  $(I \times e)|_{lim}$ . Le calcul dans ce cas, avec la condition  $I \times e = C^{te} = (I \times e)|_{lim}$  est représenté en unités arbitraires sur la figure 7.4.

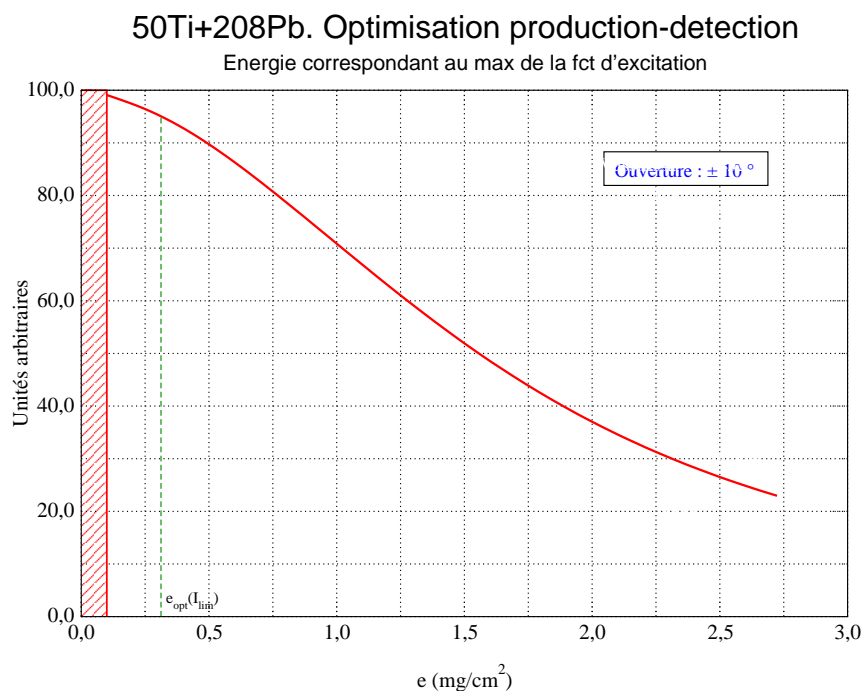


FIG. 7.4 – Optimisation de l'épaisseur de cible pour la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  dans le cas d'un séparateur avec une ouverture angulaire de  $\pm 10^\circ$  à production constante

On constate sur cette figure une décroissance monotone de la courbe d'acceptance. Un seuil d'épaisseur minimum de  $0.1 \text{ mg/cm}^2$  en deçà duquel la cible devient trop fragile et peut se détériorer est représenté par la zone hachurée. L'allure de la courbe peut être facilement expliquée. En effet, en augmentant l'intensité du faisceau, on compense l'effet de la diminution

de l'épaisseur de cible de telle sorte que la production et le taux de comptage n'augmentent pas. En effet, en diminuant l'épaisseur avec un produit  $I \times e$  constant, l'acceptance dans le séparateur augmente puisque le straggling angulaire diminue pour des épaisseurs plus faibles. On voit donc que l'acceptance angulaire est meilleure pour des cibles plus fines à condition de disposer d'une intensité de faisceau suffisante pour garder le produit  $I \times e$  constant (à la limite du taux de comptage).

Il s'avère donc que, dans le cas de la spectroscopie prompte, l'utilisation de cibles fines est en fait plus efficace à condition de pouvoir augmenter assez l'intensité de faisceau. Dans ce cas de figure, il faut prendre garde à la thermique des cibles fines. Mais cela ne pose pas réellement un gros problème. En effet, le dépôt de quantité de chaleur par le faisceau intense (via la perte d'énergie) est proportionnel lui aussi au produit  $I \times e$ . Il reste donc constant et le risque de fondre la cible n'augmente pas du fait de la diminution de l'épaisseur. Cependant il y a une limite physique et technique à obtenir des cibles très fines, Outre le fait qu'il est très difficile d'en fabriquer à ces épaisseurs ( $< 0.1 \text{ mg/cm}^2$ ), les cibles deviennent très fragiles et se détériorent facilement notamment par évaporation ("sputtering").

En pratique, l'intensité de faisceau délivrée a une certaine limite dépendant de l'ion et de l'équipement des sites expérimentaux. Quel est alors l'optimum d'épaisseur de cible à utiliser pour une réaction donnée dans le cas d'une spectroscopie prompte ? Cette épaisseur doit être la plus faible possible dans les limites imposées par la source d'ion et l'accélérateur (intensité de faisceau maximum dont on dispose).

L'activité  $\gamma$  maximum sur les détecteurs détermine la valeur du produit  $(I \times e)|_{lim}$  à travers les valeurs des sections efficaces de la fission et de l'excitation coulombienne. Pour des cibles stables, l'épaisseur optimale est ainsi donné par :

$$e_{opt} = \frac{(I \times e)|_{lim}}{I_{lim}} = \frac{\left( \frac{CA_{\gamma}^{lim}}{\sigma_{fiss} + \sigma_{coulex}} \right)}{I_{lim}} \quad (7.3)$$

où  $A_{\gamma}^{lim}$  est le taux de comptage  $\gamma$  maximum supporté (total sur  $4\pi$ ),  $I_{lim}$  l'intensité maximum délivré par l'accélérateur. La constante C dépend de la masse atomique de la cible et du nombre de  $\gamma$  émis par événement fission + coulex.

Dans le cas d'une cible radioactive, il faut tenir compte du taux de comptage  $\gamma$  provenant de la radioactivité qui est proportionnelle à la masse totale de la cible et inversement proportionnelle à la durée de vie du radioélément en question (voir section 8.3). Ceci diminue d'autant l'intensité de faisceau limite utilisable. On réalise en pratique un calcul au cas par cas sachant que l'usage de cibles radioactives s'impose pour la production de certains éléments VHE (cf. section 8.3.3).

## 7.4 Application à la spectroscopie VHE

Nous allons maintenant appliquer ces résultats dans un cas concret de spectroscopie pour la même réaction VHE  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 2n)^{256}\text{Rf}$  avec les trois séparateurs RITU, VAMOS et VASILISSA qui présentent des caractéristiques très différentes notamment en ce qui concerne l'ouverture angulaire (voir section 5.1.1). Le premier cas de figure sans contrainte qu'on a vu correspond à une spectroscopie au plan focal où l'on n'est pas limité par l'intensité de faisceau.

Le second cas correspond à une spectroscopie prompte où la fission et le coulex limitent notre production.

### 7.4.1 Cas de la spectroscopie au plan focal

Dans ce cas, on n'est pas limité par l'intensité de faisceau, on utilise donc l'intensité maximale,  $I_{max}$  que l'on peut atteindre sans faire fondre la cible. L'optimisation se fait donc à intensité de faisceau  $I$  constante pour chacune des ouvertures angulaires des séparateurs.

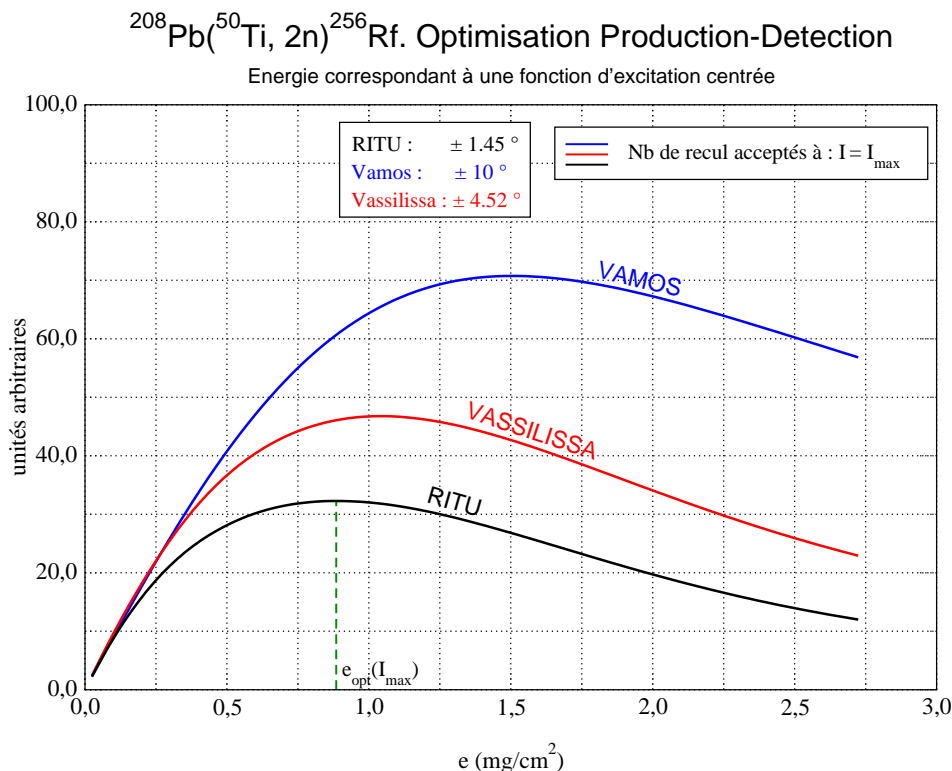


FIG. 7.5 – Optimisation de l'épaisseur de cible pour la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  pour les trois séparateurs à intensité de faisceau donnée

On obtient pour les différents séparateurs considérés (cf. fig. 7.5) le même type de courbes avec un maximum qu'on a obtenu dans la section 7.2. On peut faire deux remarques sur cette figure. La première étant que les acceptances maximales (aux épaisseurs de cible optimales) augmentent aussi avec l'ouverture angulaire du séparateur, ce qui est un résultat attendu. La seconde remarque est que ces épaisseurs optimales augmentent avec l'ouverture. Plus l'ouverture angulaire est grande, plus on est autorisé à utiliser des cibles de forte épaisseur et récupérer plus de noyaux de recul.

	$e_{opt}$ (mg/cm <sup>2</sup> )	Efficacité Relative
RITU	0,87	1
Vassilissa	1,05	1,37
Vamos	1,5	2,2

TAB. 7.1 – Efficacité relative des trois séparateur pour différentes épaisseur de cible dans le cas d’une spectroscopie au plan focal, le séparateur RITU étant pris pour référence

Les coordonnées de ces optima pour les trois séparateurs sont présentées dans le tableau 7.1. Ainsi, comme on peut le constater, nos simulations montrent que VAMOS, à une épaisseur optimale de  $1.5 \text{ mg/cm}^2$ , est doté d’une acceptation de 2.2 fois supérieure à celle de RITU à une épaisseur de  $0.87 \text{ mg/cm}^2$ . VASSILISSA avec une valeur d’épaisseur optimale intermédiaire permet d’avoir une acceptation 1.37 fois plus importante que RITU. Par conséquent, VAMOS semble être le meilleur séparateur pour ce type d’études à condition qu’on équipe le plan focal de détecteurs  $\alpha$ ,  $e^-$  et  $\gamma$ . Du fait de la taille de plan focal, ce n’est pour l’instant pas envisageable. C’est donc VASSILISSA qui s’impose pour ce type d’étude. Couplé au multidétecteur GABRIELA, ce séparateur est environs 40% plus efficace que le couple RITU-GREAT.

### 7.4.2 Cas de la spectroscopie prompte

Dans ce cas, on est limité par la capacité de l’électronique et on ne peut pas dépasser un certain taux de comptage dans les détecteurs Ge présents autour de la cible. Une limite de 7000 coups/s pour une électronique analogique et de 40000 à 60000 coups/s pour une électronique numérique s’impose pour les détecteurs Ge actuellement utilisés. On obtient de la même manière sur la figure 7.6, pour les trois séparateurs, le même type de courbes qu’on a vu dans la section 7.3. Comme on a vu dans cette section, les cibles fines avec une épaisseur juste au dessus de la valeur critique de fusion de la cible, représentée par la partie hachurée sur la figure, sont plus favorables dans le cas d’une spectroscopie prompte. Les acceptances des trois séparateurs se rapprochent entre elles pour des épaisseurs faibles.

Pour des épaisseurs plus fortes, VAMOS est nettement plus efficace que VASSILISSA et encore plus que RITU. Par exemple, à une épaisseur de  $1 \text{ mg/cm}^2$  l’acceptation de VAMOS est deux fois celle de RITU ! Or, cette courbe nous apprend également que la même expérience réalisée avec une épaisseur plus faible et un faisceau plus intense donnera plus de recul détectés. Ainsi, si pour une épaisseur de  $1 \text{ mg/cm}^2$  on a un taux de détection de 70 unités arbitraires (UA), avec  $0.5 \text{ mg/cm}^2$  on en a 90 UA, soit un effet non négligeable. L’épaisseur optimale ( $e_{opt}$  sur la figure) est donc l’épaisseur la plus faible possible selon l’intensité maximale disponible et moyennant une bonne tenue face à l’échauffement induit par le faisceau qui peut provoquer sa détérioration. A ces épaisseurs, les différences entre les séparateurs sont ténues.

Dans le tableau 7.2, afin de disposer d’un point de comparaison, on a relevé les efficacités

(relatives) obtenues pour les trois séparateurs selon les deux cas de figure spectroscopie plan focal et prompte. On a pris pour référence RITU qui est le séparateur sur lequel la majeure partie des études en spectroscopie prompte de VHE ont été réalisées.

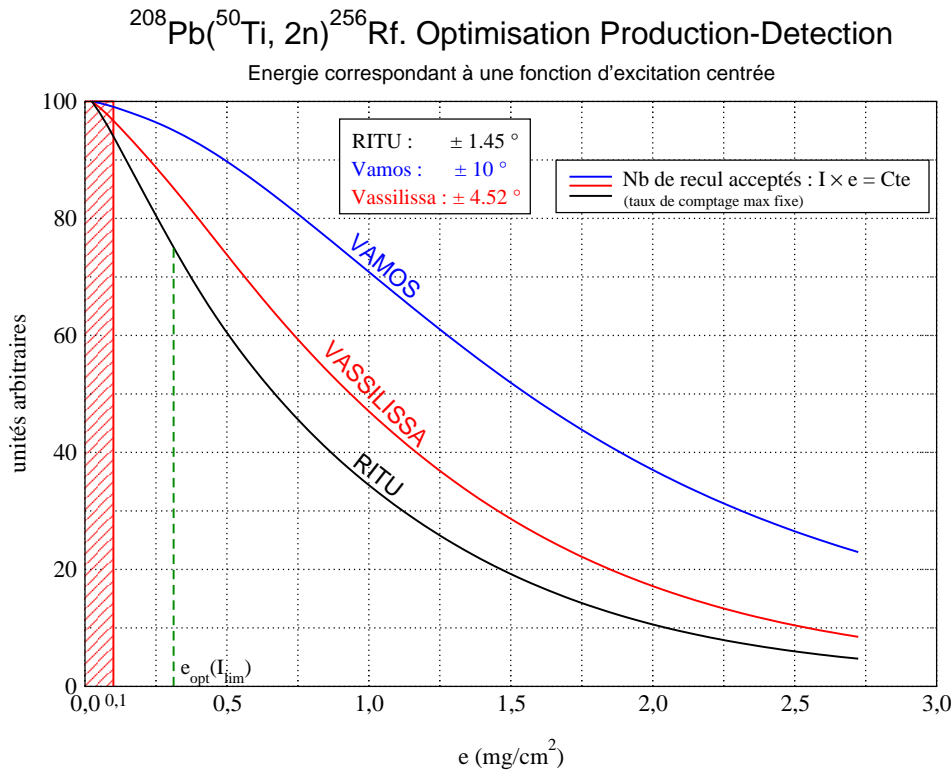


FIG. 7.6 – Optimisation de l'épaisseur de cible pour la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  pour les trois séparateurs en variant l'intensité du faisceau à taux de comptage fixe maximum

On voit que pour des cibles fines on obtient plus de 10% d'écart entre VAMOS et RITU alors que pour des cibles épaisses ( $> 0.5 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ) cet écart est plus grand et peut atteindre 50% et 100% pour une cible de  $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$ . Mais, comme on l'a vu plus haut, il faut garder en tête qu'avec une épaisseur fine, RITU peut avoir une acceptation supérieure à celle de VAMOS avec une cibles épaisse.

Pour une spectroscopie prompte, plus la cible est fine, moins importante est l'influence de l'ouverture angulaire du séparateur. On a donc dans ce cas moins de différence entre les trois séparateurs.

$e_{\text{opt}}$ (mg/cm <sup>2</sup> )	Efficacité Relative		
	RITU	Vassilissa	Vamos
0,15	1	1,05	1,1
0,25	1	1,09	1,18
0,5	1	1,2	1,47

TAB. 7.2 – Efficacité relative des trois séparateur pour différentes épaisseur de cible dans le cas d'une spectroscopie prompte, le séparateur RITU étant pris pour référence

### 7.4.3 Conclusion

On peut donc conclure de cette étude d'optimisation ce qui suit :

1. On a deux types d'optimisation selon les deux types de spectroscopie  $\gamma$  envisagée : au niveau de la cible et au plan focal.
2. Pour la spectroscopie  $\gamma$  prompte (détecteurs  $\gamma$  autour de la cible), l'utilisation des cibles fines est plus efficace à condition qu'on puisse augmenter l'intensité du faisceau jusqu'au maximum permis par le phénomène de pile-up dans les détecteurs germanium.
3. Du point de vue de l'effet thermique sur la cible, les cibles très fines risquent d'être détruites par une forte intensité, mais on a démontré que le dépôt d'énergie sur une cible fine est proportionnellement plus faible que sur une cible épaisse.
4. Pour des cibles très fines, l'ouverture angulaire a de moins en moins d'effet et les trois séparateurs sont à peu près équivalents.
5. Dans le cas de la spectroscopie plan focal il faut se placer à l'épaisseur de cible optimale selon chaque séparateur
6. Dans ce cas, VAMOS est à priori plus efficace que RITU et VASSILLISSA spécialement dans le domaine des cibles épaisses, ceci est évidemment dû à sa grande ouverture angulaire  $\pm 10^\circ$ . Mais, ce constat doit être relativisé car il faut aussi tenir compte de l'efficacité de l'ensemble des détecteurs au plan focal.

Ainsi, selon le type de réaction et de dispositif expérimental, une étude d'optimisation est nécessaire et peut donner des différences notables dans les taux de détection d'évènements d'intérêt. D'autre part, pour une étude plus complète de l'optimisation, il faut tenir compte de l'influence du gaz (pour les séparateurs à gaz comme RITU) qui a pour effet d'augmenter le straggling, de prendre en considération l'efficacité des dispositifs au plan focal ainsi que la radioactivité pour des cibles transactinides. De plus, du fait des intensités de faisceau utilisées, une étude thermique est systématiquement recommandée pour des fortes intensités de faisceau. On tiendra notamment compte de la taille de l'impact du faisceau sur la cible [38].

# Chapitre 8

## Mécanismes de production de noyaux VHE

La probabilité de formation d'un système composé et la probabilité de survie dans l'étape de désexcitation sont régies par des physiques très différentes. La formation dépend principalement des forces coulombiennes croissantes durant l'étape d'approche qui sont très différentes pour les systèmes de couple cible-projectile symétriques ou asymétriques. Les processus de désexcitation sont régis par la taille et la structure de la barrière de fission du noyau composé. Durant le processus de fusion, les effets quantiques liés à la structure nucléaire peuvent également jouer un rôle important.

La section efficace de production des noyaux VHE et SHE dans un modèle à deux étapes de formation, avec une première étape courte de formation d'un noyau composé et une deuxième plus longue de désexcitation, est écrite selon la formule suivante [39] :

$$\sigma = \sigma_l \cdot W(E^*) \cdot P(B_B, E_{CM}) \quad (8.1)$$

Le premier facteur dans l'équation 8.1 :

$$\sigma_l = \pi \lambda^2 l_{lim}^2 \quad (8.2)$$

représente la section efficace de formation du noyau composé pour un processus de fusion produisant un résidu d'évaporation (non fissionnant) dans une réaction limitée par une valeur maximum  $l_{lim}$  du moment angulaire.

Le deuxième facteur :

$$W(E^*) = W \left[ \prod_{k=1}^{k_{max}} (\Gamma_n / \Gamma_f)_k, E^* \right] \quad (8.3)$$

décrit la désexcitation du système composé via une cascade de  $k$  neutrons à partir d'un état d'énergie d'excitation initiale  $E^*$ . Le calcul de ce facteur, en supposant que le système a atteint l'équilibre, peut s'effectuer en utilisant des codes d'évaporation statistique. Les pertes par désexcitation sont bien comprises pour les isotopes déformés des éléments de  $Z$  entre 96 et 102 et ont été intensivement étudiées en utilisant des cibles d'actinides [35].

Le troisième facteur :

$$P = P(B_B, E_{CM}) \quad (8.4)$$

décrit, à une énergie de bombardement dans le centre de masse donnée  $E_{CM}$ , le processus de formation caractérisé par une barrière de fusion  $B_B$  (barrière de Bass) du noyau composé.

## 8.1 Voies de réaction ouvertes

Pour bien comprendre la formation des noyaux très lourds et super-lourds, il est important d'étudier les étapes qui se succèdent dans la réaction nucléaire et de distinguer les différentes voies de sortie en compétition dans de telles réactions. On distingue notamment la fusion de la fission et quasi-fission, qui sont les phénomènes les plus limitant.

Comme on peut le voir sur la figure 8.1, la dynamique d'une réaction nucléaire dans la région VHE/SHE peut généralement être séparée en plusieurs étapes. Si dans une première phase de la réaction, la physique est régie par des effets dynamiques menant à la formation d'un état nucléaire composé, dans la seconde étape le système a, dans la plupart des cas, complètement perdu la mémoire de la voie d'entrée. Une approche statistique peut être employée pour la description de sa décroissance.

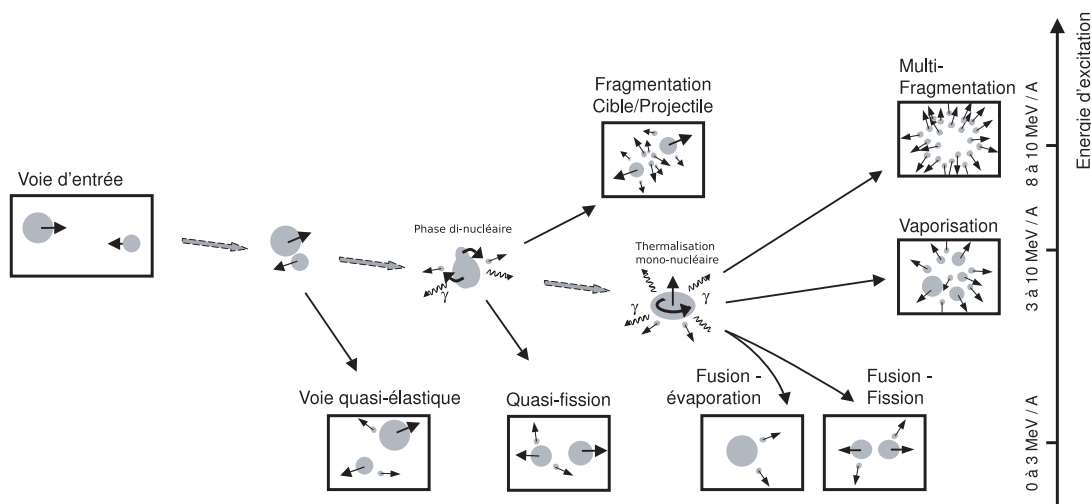


FIG. 8.1 – Illustration de la diversité des mécanismes de réaction d'après [40]

Sur la figure 8.1 est présenté le scénario général d'une réaction nucléaire. On y observe les différents processus qui peuvent intervenir lors de la réaction. Selon l'énergie mise en jeu et le paramètre d'impact, chacun de ces processus est en compétition avec d'autres processus.



- Pour un paramètre d'impact de l'ordre de la somme des rayons du couple cible-projectile et une énergie élevée par rapport à la barrière coulombienne, les deux noyaux se frôlent en échangeant seulement quelques nucléons. La réaction est dite quasi-élastique. Pour augmenter les chances de fusion, le paramètre d'impact doit être, dans l'idéal, peu différent de zéro. Mais il n'est pas possible de maîtriser cette valeur du fait de la faible taille du noyau atomique.
- Pour un paramètre d'impact plus faible ou de l'ordre de la somme des rayons, le système entre dans une phase dite di-nucléaire. Il peut ne subir qu'une réaction de transfert, ou bien, lorsque l'énergie est élevée, une réaction à très haut moment angulaire avec émission  $\gamma$ . Dans ce cas, le noyau n'a pas le temps de former un noyau composé et le système éclate selon plusieurs voies telles que la quasi-fission et la fragmentation.
- Lorsque le paramètre d'impact est faible par rapport aux rayons nucléaires du couple et l'énergie proche de la barrière coulombienne, le système entre dans une phase dite mono-nucléaire qui donne naissance à un noyau composé. Mais si l'énergie est élevée, alors plus d'énergie d'excitation et plus de moment angulaire seront mis dans le système composé, plusieurs voies de sorties sont possibles dans ce cas. Le système peut subir une quasi-fission (dans laquelle, à la différence de la fission, le système n'a pas le temps de se composer et fissionne avant la fusion), une multi-fragmentation ou une vaporisation pour des énergies d'excitation plus grandes. Si au contraire l'énergie d'excitation est faible, principalement deux voies sont possibles : celle qui nous intéresse qui est la fusion avec désexcitation par évaporation de neutrons et la fission qui est la voie la plus probable dans cette région de masse donc la plus limitante pour les réactions de production des VHE et SHE.

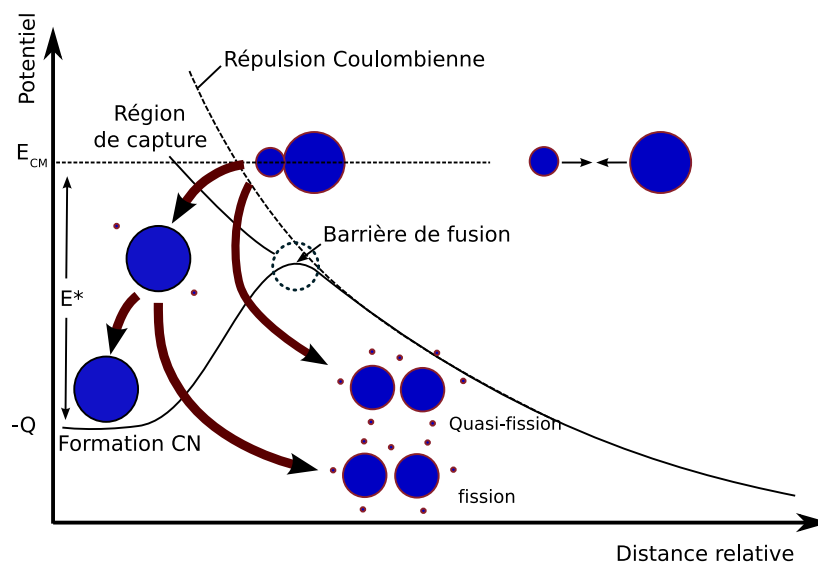


FIG. 8.2 – Illustration du potentiel ressenti par le couple cible-projectile durant la phase d'approche en fonction de la distance relative entre les noyaux

La fusion est donc en compétition avec la quasi-fission et le refroidissement par évaporation avec la fission (cf. fig 8.2). Ainsi, il est important de pouvoir maîtriser et distinguer ces différents phénomènes. Il est difficile d'y parvenir par la simple observation des fragments produits qui

ont des caractéristiques très semblables. Expérimentalement, seul le résultat du processus entier est mesurable. Cependant, il est essentiel de comprendre la phase initiale de la réaction pour pouvoir traiter cette diversité. Une telle compréhension est de nos jours loin d'être complète. Par exemple, la dynamique des systèmes nucléaires sous les fortes corrélations et la conversion de l'énergie relative en énergie d'excitation interne, l'exploration dynamique de l'espace de phase nucléaire et la possibilité d'employer l'approche statistique sont parmi les questions très discutées dans le domaine.

Un des buts des modèles nucléaires de collision est de reconstruire l'histoire de la réaction entre les noyaux initiaux entrant en collision et l'état final observés dans la voie de sortie. Parmi les modèles spécifiquement consacrés à ce sujet, les théories macroscopiques ont joué un rôle principal sur le développement des idées et des concepts, ainsi que sur la compréhension qualitative et quantitative des données de fusion nucléaire. Dans de tels modèles, des effets tels que les aspects géométriques (taille nucléaire et déformation) et les effets de dissipation ont leurs importance et sont prise en compte.

Il faut aussi insister sur l'importance de l'influence que peut avoir la voie d'entrée sur le mécanisme de réaction de fusion-fission dans les collisions des noyaux lourds. La comparaison des fonctions d'excitation des résidus d'évaporation mesurés pour différentes réactions asymétriques conduisant au même noyau composé (CN) est fort instructive. En effet, elle montre des différences par la position du maximum et également par la valeur de leurs maxima. L'étude des caractéristiques des noyaux et du processus de fusion qui sont responsables d'une telle différence dans les sections efficaces de résidu d'évaporation est donc nécessaire pour trouver les conditions optimales pour la synthèse de nouveaux éléments VHE et SHE.

La différence dans les résidus d'évaporation mesurés pour les réactions menant aux mêmes noyaux composés peut être expliquée par la différence dans la probabilité de fusion et la probabilité de survie du noyau composé excité ainsi que par l'effet d'asymétrie de la barrière coulombienne. Une augmentation de la contribution du processus de quasi-fission induit une diminution des sections efficaces de fusion. Les réactions de quasi-fission sont des processus binaires qui présentent certaines des caractéristiques des événements de fusion-fission, telles que la pleine relaxation de l'énergie cinétique relative et du transfert considérable de la masse entre les deux fragments. La principale différence entre la fusion-fission et les processus de quasi-fission est que dans ce dernier mécanisme, on ne forme pas de noyau composé.

Il est important, d'autre part, d'étudier les effets de la dynamique du mouvement collectif de grande amplitude dans des systèmes non-équilibrés et ouverts pour mieux comprendre ces phénomènes. Pendant les dernières décennies, beaucoup d'avancées ont été faites dans les théories macroscopiques et microscopiques. Les théories microscopiques, comme les théories de champs moyen dépendant du temps, tiennent compte de la nature quantique des nucléons et traitent l'ensemble complet des degrés de liberté de chaque particule. Elles incluent a priori ces aspects de dynamique. Elles restent cependant toujours peu utilisées parce que le chemin menant à l'équilibre n'est pas encore bien maîtrisé dans ces modèles microscopiques du fait de l'absence d'un processus d'équilibrage. La deuxième raison tient au fait qu'ils n'offrent pas une manière simple d'accéder à un processus spécifique en combinant différents effets.

Les approches macroscopiques simplifient considérablement la description de la dynamique. Il est cependant clair que beaucoup de questions demeurent sans réponses concernant la physique des collisions nucléaires. Ainsi, la notion de thermalisation n'a pas encore trouvé une réponse appropriée. La compréhension des réactions menant aux noyaux très exotiques semble

elle aussi difficile du fait du manque de précision du traitement des voies de réactions appropriées telle la fission. La thermalisation et la fission sont deux procédés nécessitant la réintroduction des degrés de liberté nucléoniques. Ceci a mené récemment au développement de théories macroscopiques-microscopiques. Bien que des questions plus fondamentales liées au choix des quelques degrés liberté ou le processus microscopique de thermalisation demeurent, elles combinent les avantages des théories microscopiques et macroscopiques et offrent la possibilité d'améliorer notre compréhension de la dynamique nucléaire.

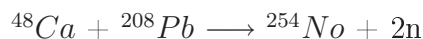
## 8.2 Fusion-évaporation des VHE et SHE

C'est la voie avec laquelle la plupart des noyaux VHE et SHE sont produits, un noyau cible est bombardé avec un noyau projectile. On obtient ainsi le noyau composé après fusion des deux noyaux. Cette fusion est ensuite suivie d'une évaporation d'un ou plusieurs neutrons suivant le type de fusion et l'énergie d'excitation afin d'arriver au noyau de recul.

### 8.2.1 Fusion froide

**Principe :** Dans une fusion dite "froide" le système formé par la fusion de deux noyaux a une faible énergie d'excitation (de l'ordre de 10 à 20 MeV) du fait de l'influence sur la chaleur de réaction de la "magie" de la cible et du projectile utilisés. En effet, la valeur de la chaleur de réaction dans ce type de réaction est négative et de grande valeur absolue (cf. tab. 8.1). L'énergie de bombardement est choisie de manière à se placer à la limite de la barrière coulombienne. Ce genre de fusion permet d'obtenir, comme on le voit sur la figure 8.2, moins d'émission neutronique à partir du noyau excité (1 ou 2 neutrons) et donc un noyau final plus riche en neutrons. Outre l'utilisation du projectile  $^{48}\text{Ca}$  (doublement magique), on obtient des fusions "froides" avec des noyaux projectiles plus lourds tels  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{52}\text{Cr}$  ou  $^{56}\text{Fe}$  utilisés pour la synthèse des éléments 102, 104, 107 et 109. Pour augmenter les chances que la fusion donne un bon résultat, on utilise des couples cible-projectile dits "magiques" tels que  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  ou "magiques-magiques" tels que  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ .

Sur le tableau 8.1 ci-dessous, un exemple des énergies d'excitation mises en jeu dans une réaction de fusion froide est donné. Il s'agit de la réaction :



E faisceau	E (CM)	E recul	E Barrière Coul.	Chaleur de réac. (NC)	E d'excitation
219 MeV	177.9 MeV	41 MeV	171.31 MeV	-153.79 MeV	20.69 MeV

TAB. 8.1 – Ordre de grandeur des énergies mises en jeu dans une réaction de fusion froide

Dans cet exemple, la valeur élevée de la chaleur de réaction  $\sim -153$  MeV permet d'obtenir une énergie d'excitation relativement faible de  $\sim 20$  MeV permettant que très rarement l'évaporation de plus de 2 neutrons.

Noyau	Cible	Épaisseur ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	$E_{\text{lab}}$ (MeV)	Dispositifs
$^{254}\text{No}$	$^{208}\text{Pb}$	500	215	GS+FMA
$^{254}\text{No}$	$^{208}\text{Pb}$	500	217	SARI+RITU
$^{254}\text{No}$	$^{208}\text{Pb}$	250 & 400	219	SACRED+RITU
$^{254}\text{No}$	$^{208}\text{Pb}$	500	219	JG+RITU+GREAT
$^{254}\text{No}$	$^{208}\text{Pb}$	500	219	RITU+GREAT
$^{254}\text{No}$	$^{208}\text{Pb}$	500	223	GS+FMA
$^{252}\text{No}$	$^{206}\text{Pb}$	500	219	JS+RITU
$^{250}\text{Fm}$	$^{204}\text{Hg}$	500	211	JS+RITU
$^{250}\text{Fm}$	$^{204}\text{Hg}$	250	211	SACRED+RITU
$^{253}\text{No}$	$^{207}\text{Pb}$	500	219	GS+FMA
$^{253}\text{No}$	$^{207}\text{Pb}$	250	219	SACRED+RITU
$^{255}\text{Lr}$	$^{209}\text{Bi}$	540	221	JS+RITU
$^{255}\text{Lr}$	$^{209}\text{Bi}$	450	221	RITU+GREAT
$^{251}\text{Md}$	$^{205}\text{Tl}$	400	218	SACRED+RITU+GREAT
$^{251}\text{Md}$	$^{205}\text{Tl}$	400	218	JG+RITU+GREAT

TAB. 8.2 – Liste des réactions de fusion-évaporation avec faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  investies dans la production des VHE [35]

### 8.2.2 Fusion chaude

**Principe :** Dans une fusion dite "chaude", la chaleur de réaction prélève moins d'énergie. Ainsi le système formé par la fusion des deux noyaux a une énergie d'excitation assez élevée (de l'ordre de 40 à 50 MeV). Les noyaux très instables ainsi obtenus et qui échappent à la fission, se désexcitent en émettant plusieurs neutrons (4, 5, 6 ...). Ce type de fusion se produit lorsque les noyaux projectiles sont des noyaux "légers" comme  $^{12}\text{C}$ ,  $^{18}\text{O}$  ou  $^{22}\text{Ne}$  utilisés par exemple pour la formation des éléments 104 et 105. On associe à ces faisceaux des cibles transuraniennes généralement radioactives.

De même que précédemment, on a représenté dans le tableau 8.3 les énergies mises en jeu pour la réaction de fusion chaude suivante menant au même résidu d'évaporation  $^{256}\text{No}$ .



E faisceau	E (CM)	E recul	E Barrière Coul.	Chaleur de réac. (NC)	E d'excitation
112 MeV	104,12	8.68 MeV	103.09 MeV	-51.25 MeV	52.8 MeV

TAB. 8.3 – Ordre de grandeur des énergies mises en jeu dans une réaction de fusion chaude

La chaleur de réaction pour ce type de couple cible-projectile asymétrique est de seulement - 51.25 MeV ce qui est relativement faible par rapport à la réaction précédente. Il en résulte dans notre exemple une énergie d'excitation assez élevée de l'ordre 52 MeV permettant l'évaporation de 4, 5 voire 6 neutrons.

### 8.2.3 Choix des cibles, critères et contraintes

#### Critère de Physique

Comme on a vu au chapitre 2, la déformation nucléaire a une influence sur l'ordre relatif des orbitales nucléaires à une particule, ce qui permet, sans l'investigation d'études spectroscopiques des SHE qui actuellement est impossible à réaliser, de retrouver l'état fondamental de ces noyaux SHE à partir de noyaux VHE. Le cas des noyaux superdéformés est un exemple où de telles orbitales, sont très sensibles à la rotation. Leur présence autour de la surface de Fermi a une conséquence directe sur le moment d'inertie dynamique de ces noyaux.

Le choix des réactions d'intérêt pour nous se base donc sur ce type de gaps nucléaires déformés, tels que ceux du  $^{256}\text{No}$  et  $^{256}\text{Rf}$  (cf. fig. 2.1, 2.2). Ils permettent de tirer différentes informations sur la structure nucléaire des noyaux SHE et donc sur le fameux îlot de stabilité.

#### Critères expérimentaux

Le tableau 8.4 ci-dessous représente une étude comparative entre les deux type de fusion chaude et froide et le type de spectroscopie prompt ou retardée (i.e. au plan focal) adapté à chaque réaction.

Type de fusion	Type de cibles	Spectroscopie prompt	Spectroscopie plan focal
Froide	Stables et quasi-stables	Avantageuse : haute efficacité $\gamma$ et $e^-$ , forte énergie de recul	Possible et complémentaire, ne pose pas de problèmes particuliers
Chaude	Quasi-stables et radioactives en général	Pile-up (limite du taux de comptage du à l'activité de la cible), faible énergie de recul, impossible pour les cibles fortement radioactives	Avantageuse : activité cible sans impact, fortes intensités de faisceau (production)

TAB. 8.4 – Avantages et inconvénients des deux types de fusion froide et chaude selon le type de spectroscopie

### Avantages et inconvénients des deux types de spectroscopie

La fusion froide utilise, en général, des cibles stables et quasi-stables. Ces dernières ne posent pas de problème d'activité et sont adaptées à une spectroscopie prompte où un multidétecteur de haute efficacité tel que JUROGAM permet de collecter les rayons  $\gamma$  issus de la réaction au niveau de la cible. Pour ce type de réaction, la forte énergie de recul permet de limiter le straggling angulaire et d'avoir une meilleure transmission du séparateur. Une spectroscopie complémentaire au plan focal ne peut être que bénéfique. Par contre, la limite dans le taux de comptage des détecteurs Ge au niveau de la cible impose une contrainte certaine sur l'intensité de faisceau.

Pour la fusion chaude, lorsque les cibles utilisées sont fortement radioactives, l'activité résultante ne permet pas de placer des détecteurs  $\gamma$  autour de la cible. La spectroscopie  $\gamma$  se fait donc plutôt au plan focal. Dans ce cas, aucune limite n'est donc imposée sur l'intensité du faisceau, ce qui permet d'atteindre des taux de production très forts nécessaires notamment pour des réactions à faible section efficace. L'inconvénient des réactions asymétriques est la faible énergie de recul qui est, comme on a vu aux chapitres 4 et 5, source d'une perte d'événements importante due au straggling angulaire dans le gaz et éventuellement dans les fenêtres des détecteurs à gaz.

Le tableau suivant (8.5) résume les dispositifs expérimentaux utilisés pour chaque type de spectroscopie.

Spectroscopie		Dispositifs Expérimentaux
<b>Prompte</b>	$\gamma$	JUROGAM, EXOGAM, GAMMASPHERE ...
	électron	SACRED
<b>Plan focal</b>	$\gamma$	GREAT, GABRIELA
	électron	SAGE @ RITU, GABRIELA @ VASSILISSA ...

TAB. 8.5 – Les différents dispositifs adaptés à la spectroscopie prompt et plan focal

## 8.3 Apport des cibles radioactives

La fusion froide avec noyaux doublement magiques offre des sections efficaces élevées et a été largement exploitée dans la production des éléments VHE notamment à Jyväskylä (Finlande) et au GSI. La fusion chaude permet elle aussi pour un certain nombre de réactions une grande section efficace de réaction de fusion-évaporation. La production de noyaux VHE plus lourds exige l'utilisation de cibles radioactives riches en neutrons. Il y a là un domaine très promet-

teur qui n'a pas encore été exploré vu les problèmes et la complexité que pose l'utilisation de ce genre de cibles. L'utilisation de cibles radioactives va permettre d'atteindre une région de noyaux VHE riches en neutrons qui n'a pas encore été explorée. Un des rares sites à pouvoir utiliser des cibles radioactives est le JINR à Dubna en Russie. Ces deux sites, Jyväskylä-Dubna, complémentaires l'un de l'autre, représenteront les lieux privilégiés pour la spectroscopie des noyaux transférmiens.

### 8.3.1 Cibles stables et quasi-stables

Les cibles stables les mieux appropriées ont été largement exploitées dans les réactions de fusion-évaporation, notamment avec le faisceau doublement magique de  $^{48}\text{Ca}$ , comme les cibles de  $^{208}\text{Pb}$  (magique) et de  $^{209}\text{Bi}$  où les réactions sont de type fusion froide. Les cibles quasi-stables comme l' $^{238}\text{U}$  et le  $^{232}\text{Th}$  avec lesquelles la fusion est plus "chaude" ont été utilisées moins fréquemment, mais elles présentent tout de même des sections efficace assez intéressantes. Le tableau 8.2 résume un peu les importantes investigations de réactions de fusion-évaporation à l'aide de cibles stables.

### 8.3.2 Cibles radioactives et transuraniennes

L'utilisation des cibles radioactives est une éventualité très intéressante et qui a plusieurs avantages notamment dans des situations où l'appareillage expérimental le permet. Les sections efficaces de fusion dans des réactions mettant en jeu des cibles radioactives sont très encourageantes par rapport aux réactions avec des cibles stables (mise à part le cas particulier de réactions avec cible doublement magique  $^{208}\text{Pb}$  et quelques éléments pair-pair)

Si l'on veut atteindre les éléments transférmiens riches en neutron, il est pratiquement inévitable de passer par des cibles très lourdes et transuraniennes qui sont elles mêmes riches en neutrons. Malheureusement, comme on le voit dans le tableau 8.6, beaucoup de ces cibles sont fortement radioactives et ont une durée de vie assez courte. Donc, afin de mettre en évidence la possibilité offerte par ce genre de cibles il est nécessaire d'étudier leurs décroissances et leurs propriétés en tant qu'éléments instables.

L'obstacle majeur dans l'utilisation des cibles radioactives est le fait que nos détecteurs Ge et l'électronique associée sont limités par une certaine valeur maximale de l'activité  $\gamma$  supportable (phénomène du pile-up). On est confronté à ce genre de problèmes dans le cas des cibles à forte activité, c'est à dire, les cibles constitués d'éléments dont la durée de vie est assez courte. L'activité  $\gamma$  est proportionnelle à l'épaisseur de cible et la limite d'activité pour un détecteur Ge est d'environ 7000 coups/s. On doit donc s'assurer que, pour l'épaisseur de cible optimale calculée précédemment, l'activité  $\gamma$  sur un détecteur est inférieure à cette limite. Une sélection entre ces cibles s'impose donc. Sélection dictée non seulement par la physique à étudier à travers la réaction, mais aussi par la cible qui offre la meilleure optimisation entre une section efficace importante (taux de production) et une activité gamma (pile-up) supportable par l'appareillage expérimental.

L'autre problème posé par les cibles radioactives est d'ordre technique et sécuritaire. Certains laboratoires, comme le JYFL, n'ont pas la possibilité et les équipements qui permettent

de manipuler ce genre de cibles. Par contre, le JINR a une longue tradition dans l'usage des cibles radioactives.

Le tableau 8.6 présente une liste de cibles radioactives utilisables pour la production des VHE dans des réactions de fusion-évaporation. Le type de radioactivité ainsi que les caractéristiques de leur décroissance y sont donnés. Celle-ci se traduit, dans la plus grande majorité des cas, par une émission de un ou plusieurs  $\gamma$  selon le mode de décroissance ( $\alpha$ ,  $\beta+$ ,  $\beta-$ , FS). Par exemple, la fission d'un noyau est accompagnée en général par l'émission d'une vingtaine de rayons  $\gamma$ . L'activité  $\gamma$  naturelle a été estimée pour chaque cible isotopique qu'on aura systématiquement choisi (isotope le moins actif de chaque élément) à partir de la durée de vie pour une quantité de matière correspondant à une cible de 1 mg.

cible	Z	Radioactivité	Z <sup>2</sup> /A	T <sub>1/2</sub> (Ans)	A <sub>γ</sub> (1 mg,4π) (Bq)	A <sub>γ</sub> (1 mg) Bq/det	A <sub>γ</sub> (0.15 mg) Bq/det	fils	Radioa	T <sub>1/2</sub>	Fils +	Radioa	T <sub>1/2</sub>
<sup>252</sup> Cf	98	α(96,9%),SF(3,1%)	38,11	2,64	1,59E+10	1,58E+07	2,38E+06	<sup>246</sup> Cm	α,SF	8,08x10 <sup>7</sup>	<sup>244</sup> Pu		
<sup>251</sup> Cf	98	α	38,26	898	1,55E+08	1,54E+05	2,31E+04	<sup>247</sup> Cm	α	1,56x10 <sup>7</sup>			
<sup>250</sup> Cf	98	α	38,57	351	9,82E+08	9,80E+05	1,47E+05	<sup>245</sup> Cm	α	8500	<sup>239</sup> Pu	α	2,4x10 <sup>4</sup>
<sup>249</sup> Bk	97	β-(99,99%),α(0,0014%)	37,79	0,88	6,02E+08	6,01E+05	9,02E+04	<sup>249</sup> Cf	α	351	<sup>245</sup> Cm	α	8500
<sup>248</sup> Bk	97	α	38,09	1380	5,42E+07	5,41E+04	8,12E+03	<sup>243</sup> Am	α	7370	<sup>239</sup> Np	β-	3,35 d
<sup>248</sup> Cm	96	A(91,7%),SF(8,39%)	37,16	3,40E+05	1,42E+05	1,42E+02	2,13E+01	<sup>244</sup> Pu	α,SF	8,08x10 <sup>7</sup>	<sup>240</sup> U	β-	14,1 h
<sup>247</sup> Cm	96	α	37,31	1,56E+07	1,10E+04	1,09E+01	1,64E+00	<sup>243</sup> Pu	β-	4,95 h	<sup>243</sup> Am	α	7370
<sup>246</sup> Cm	96	A(99,97%),SF(0,03%)	37,46	4730	2,04E+06	2,04E+03	3,06E+02	<sup>242</sup> Pu	α	3,73x10 <sup>5</sup>	<sup>238</sup> U	α	4,46x10 <sup>9</sup>
<sup>245</sup> Am	95	α	37,14	7370	1,55E+07	1,54E+04	2,32E+03	<sup>239</sup> Np	β-	3,35 d	<sup>239</sup> Pu	α	2,4x10 <sup>4</sup> d
<sup>244</sup> Am	95	α	37,45	432,2	2,79E+08	2,78E+05	4,17E+04	<sup>237</sup> Np	α	2,14x10 <sup>6</sup>			
<sup>244</sup> Pu	94	α	36,21	8,08E+07	1,30E+02	1,30E-01	1,94E-02	<sup>240</sup> U	β-	14,1 h	<sup>240</sup> Np	β-	62 m
<sup>243</sup> Pu	94	α	36,51	3,73E+05	3,29E+04	3,28E+01	4,93E+00	<sup>238</sup> U	α	4,46x10 <sup>9</sup>			
<sup>237</sup> Np	93	α	36,49	2,14E+06	6,51E+04	6,49E+01	9,74E+00	<sup>232</sup> Pa	β-	26,9 d	<sup>233</sup> U	α	1,6x10 <sup>5</sup>
<sup>236</sup> Np	93	EC(87,3%)+β+(12,5%)	36,65	1,54E+05	3,70E+05	3,70E+02	5,55E+01	<sup>238</sup> U	α	2,34x10 <sup>7</sup>	<sup>232</sup> Th	α	1,4x10 <sup>10</sup>
<sup>238</sup> U	92	α(100%),SF(5e-5%)	35,56	4,46E+09	2,49E+00	2,48E-03	3,72E-04	<sup>234</sup> Th	β-	24,1 d	<sup>234</sup> Pa	β-	6,67 h
<sup>236</sup> U	92	α	35,86	2,34E+07	6,21E+02	6,20E-01	9,30E-02	<sup>232</sup> Th	α	1,4x10 <sup>10</sup>	<sup>228</sup> Ra	β-	5,75
<sup>235</sup> U	92	α	36,02	7,03E+08	3,12E+02	3,11E-01	4,67E-02	<sup>231</sup> Th	β-	25,5 h	<sup>231</sup> Pa	α	3,2x10 <sup>4</sup>
<sup>230</sup> Th	90	α	35,22	7,53E+05	1,75E+04	1,75E+01	2,62E+00	<sup>226</sup> Ra	α	1600	<sup>222</sup> Rn	α	3,8 d
<sup>227</sup> Ac	89	β-(99,6%),α(1,4%)	34,89	21,77	1,47E+09	1,47E+06	2,20E+05	<sup>227</sup> Th	α	18,7 d	<sup>223</sup> Ra	α	11,43 d
<sup>209</sup> Po	83	α(99,5%),EC+β+	32,96	102	5,02E+08	5,01E+05	7,51E+04	<sup>208</sup> Pb	EC	1,53x10 <sup>10</sup>	<sup>208</sup> Tl		stable
<sup>210</sup> Pb	82	β-	32,02	22,3	2,37E+09	2,36E+06	3,54E+05	<sup>210</sup> Bi	β-	5,01 d	<sup>210</sup> Po	β-	138,37 d

TAB. 8.6 – Liste des quelques cibles radioactives et l'activité  $\gamma$  résultante sur un détecteur  $\gamma$  dans une géométrie de type JUROGAM, pour deux type de cibles, une cible de masse égale à 1 mg et une cible de masse égale à 0.15 mg

Sur le tableau ci-dessus, l'activité de plusieurs cibles radioactives est comparée avec l'activité limite sur les détecteurs Ge supportable par l'électronique. Deux cas d'épaisseur de cible sont présentés, le cas d'une cible épaisse de masse égale 1 mg et d'une cible mince de masse égale à 0.15 mg (pour des surfaces de cibles de 1 cm<sup>2</sup>, ces valeurs correspondent à des épaisseurs de cible de respectivement 1 mg/cm<sup>2</sup> et 0.15 mg/cm<sup>2</sup>). En vert, sont indiquées les activités  $\gamma$  acceptables pour une électronique analogique classique (jusqu'à 7000 coups par détecteur), en orange, les activités supportables pour une électronique numérique (jusqu'à 70 000 coups par détecteur) et en rouge, les activités qui dépassent le seuil de l'électronique numérique. Il faut signaler ici, que le seuil d'utilisation a été choisi sans tenir compte du degré de radio-toxicité de



ces isotopes. L'utilisation d'électronique numérique commence à voir le jour poussant ainsi la limite de l'activité maximum plus loin et ouvrant le champ pour l'investigation d'autres cibles encore plus radioactives mais offrant des sections efficaces de fusion fort intéressantes.

Il faut signaler aussi, que l'un des problèmes qui se pose dans l'utilisation des cibles radioactives est la faible énergie de recul du noyau résidu. Ceci est évidemment dû au projectile léger. Ce problème concerne spécialement les faisceaux très légers tel  $^{12}\text{C}$ . Certains dispositifs expérimentaux doivent être adaptés. Par exemple pour les expériences effectuées à Jyväskylä à l'aide du séparateur à gaz RITU, on rencontre le problème suivant : les noyaux de recul, pour atteindre le plan focal et s'implanter dans le détecteur Si, traversent le détecteur primaire à gaz MWPC. Ce détecteur est constitué d'une feuille de mylar dont l'équivalent d'épaisseur est d'environ  $0.2 \text{ mg/cm}^2$ . Pour ce type de réaction avec une cible radioactive et un faisceau léger comme le  $^{15}\text{N}$  par exemple, le noyau n'a pas assez d'énergie de recul pour franchir cette feuille. Néanmoins il est possible de s'affranchir du détecteur à gaz pour certains faisceaux légers comme le  $^{22}\text{Ne}$  et  $^{18}\text{O}$ . Pour des faisceaux encore plus légers tel que le  $^{12}\text{C}$  la transmission de RITU se dégrade fortement, en conséquence du straggling angulaire, et l'investigation de ce type de réactions devient très difficile à l'aide d'un séparateur à gaz en général.

### 8.3.3 Cibles utilisables et réactions envisageables

Comme on a vu précédemment, mis à part les quelques difficultés techniques évoquées, l'utilisation des cibles radioactives est fort intéressante.

Réaction	CN	Section efficace (nb)	Ref. section efficace
$^{240}\text{Pu} + ^{12}\text{C}$	$^{252}\text{Fm}$	1300 (4n)	Nurmia PL 26B (1967) 78
$^{241}\text{Pu} + ^{13}\text{C}$	$^{254}\text{Fm}$	5000 (4n)	Volkov Sov. Phys. JETP 37 (1960) 859
$^{242}\text{Pu} + ^{12}\text{C}$	$^{254}\text{Fm}$	6000 (4n)	Shinohara PRC 34 (1986) 909
$^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$	$^{254}\text{Fm}$	250 (4n)	Donetz Sov. Phys. JETP 16 (1963) 7
$^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$	$^{248}\text{Fm}$	25 (2n)	Gaggler ZPA 316 (1984) 291
$^{238}\text{U} + ^{19}\text{F}$	$^{257}\text{Md}$	500 (5n)	Donetz Sov. J. At. Phys 2 (1966) 723
$^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$	$^{260}\text{No}$	200 (5n)	Lazarev PRC 62(2002) 064307
$^{246}\text{Cm} + ^{12}\text{C}$	$^{258}\text{No}$	890 (4n)	A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{246}\text{Cm} + ^{13}\text{C}$	$^{259}\text{No}$	540 (5n)	A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{248}\text{Cm} + ^{12}\text{C}$	$^{260}\text{No}$	740 (4n)	A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{246}\text{Cm} + ^{13}\text{C}$	$^{259}\text{No}$	470 (4n)	A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{248}\text{Cm} + ^{13}\text{C}$	$^{261}\text{No}$	1100 (4n)	A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{244}\text{Cm} + ^{13}\text{C}$	$^{257}\text{No}$	290 (4n)	A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$	$^{254}\text{No}$	500 (2n)	Yeremin Phys. Atom. Nucl. 66 (2003) 1042
$^{232}\text{Th} + ^{27}\text{Al}$	$^{260}\text{Lr}$	1,7 (5n)	Yeremin Phys. Atom. Nucl. 66 (2003) 1042
$^{207}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$	$^{257}\text{Rf}$	12 (1n)	F.P Hessberger EPJ A12 (2001) 57
$^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$	$^{258}\text{Rf}$	12 (2n)	F.P Hessberger ZPA 359 (1997) 415
$^{246}\text{Cm} + ^{16}\text{O}$	$^{262}\text{Rf}$	10 (2n)	Sommerville PRC 31(1985)1801
$^{249}\text{Cf} + ^{12}\text{C}$	$^{261}\text{Rf}$	7 (5n)	Sommerville PRC 31(1985)1801
$^{249}\text{Bk} + ^{15}\text{N}$	$^{264}\text{Rf}$	14 (4n)	Sommerville PRC 31(1985)1801
$^{248}\text{Cm} + ^{18}\text{O}$	$^{266}\text{Rf}$	13 (5n)	Tsukada, JAERI Tandem Annual Report 2001, 47

TAB. 8.7 – Liste d’éventuelles réactions pour la production de VHE, notamment avec des cibles radioactives, ayant des sections efficaces fort intéressantes

Étant donné les sections efficaces de fusion que ce genre de cibles offrent, et qui sont relativement élevées par rapport aux réactions avec des cibles stables (mise à part le cas particulier de réactions avec cible doublement magique  $^{208}\text{Pb}$  et quelques éléments pair-pair), elles représentent un domaine riche à explorer.

Sur le tableau 8.7 est représentée une liste d’éventuelles cibles, notamment radioactives, utilisables dans des réactions pour la production de VHE avec des sections efficaces relativement élevées. C’est le cas notamment des cibles de Curium avec faisceaux de Carbone et d’Oxygene qui permettent de produire des Nobeliums et Ruthefordiums plus lourds.

# Chapitre 9

## Sections efficaces de production, noyaux accessibles

### 9.1 Ordre de grandeur

La production d'éléments lourds et super-lourds est confrontée au problème de la survie des noyaux après formation du noyau composé. Dans l'écrasante majorité des cas, ce dernier n'est pas stable et se désintègre en fissionnant. Dans la région de masse des noyaux très lourds, la probabilité de fission est parfois  $10^4$  à  $10^6$  fois plus importante que la fusion-évaporation (cf. fig. 9.1), la section efficace de la fusion-évaporation allant de la dizaine de nanobarns jusqu'au microbarn, dans une réaction nucléaire de ce type, l'expérimentateur s'efforce toujours de choisir les conditions optimales lui permettant de favoriser la fusion. En se rapprochant plus de la région des super-lourds, la compétition entre les processus de fusion-évaporation et de fusion-fission est encore plus forte. La section efficace chute alors d'un ordre de grandeur à chaque augmentation de l'ordre d'une unité en  $Z$  (cf. fig. 1.5) et atteint rapidement des sections efficaces avoisinant le picobarn.

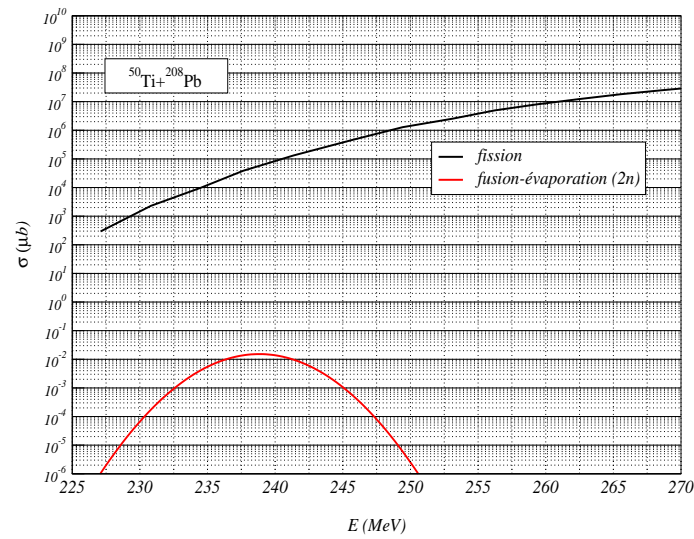


FIG. 9.1 – Illustration des ordres de grandeur de la fission et de la fusion (obtenue avec le code HIVAP)

De ce fait, il est très important de connaître les sections efficaces de fusion et de fission d'une réaction avant de se lancer dans une investigation expérimentale. Une partie importante de mon travail repose sur cette connaissance. J'ai donc profité de mes séjours dans les différents laboratoires impliqués pour rassembler une large compilation de sections efficaces mesurées dans la région des noyaux VHE et SHE. Ces sections efficaces sont représentées sur le tableau suivant (9.1) pour des noyaux avec un  $Z$  de 100 à 108.

Réaction	CN	$\sigma_{max}$ (nb)													Reference	
		1n	2n	3n	4n	5n	6n	7n	8n	(p,n)	( $\alpha$ ,1n)	( $\alpha$ ,2n)	( $\alpha$ ,3n)	$\gamma$		
$^{170}\text{Er} + ^{76}\text{Ge}$	$^{246}\text{Fm}$		0,02													A. S. Ijinnov FLNR Scient. Rep. 89-90
$^{176}\text{Yb} + ^{70}\text{Zn}$	$^{246}\text{Fm}$		< 0,06													A. S. Ijinnov FLNR Scient. Rep. 89-90
$^{192}\text{Os} + ^{54}\text{Cr}$	$^{246}\text{Fm}$		< 0,08													A. S. Ijinnov FLNR Scient. Rep. 89-90
$^{206}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$	$^{246}\text{Fm}$			1,3	1											G. Munzenberg ZPA 302 (1981) 7
$^{206}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$	$^{246}\text{Fm}$		3,5													Gaggler ZPA 316 (1984) 291
$^{207}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$	$^{247}\text{Fm}$			6,1												Gaggler ZPA 316 (1984) 291
$^{209}\text{Bi} + ^{37}\text{Cl}$	$^{246}\text{Fm}$		0,13													A. S. Ijinnov FLNR Scient. Rep. 89-90
$^{170}\text{Er} + ^{76}\text{Ge}$	$^{246}\text{Fm}$		1,6													Gaggler ZPA 316 (1984) 291
$^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$	$^{248}\text{Fm}$			22												G. Munzenberg ZPA 302 (1981) 7
$^{233}\text{U} + ^{16}\text{O}$	$^{249}\text{Fm}$				200											Nurmia PL 26B (1967) 78
$^{232}\text{Th} + ^{20}\text{Ne}$	$^{252}\text{Fm}$					10	8									R.N. Sagaidak FLNR Scient. Rep. 97-98
$^{232}\text{Th} + ^{20}\text{Ne}$	$^{252}\text{Fm}$						6	2								R.N. Sagaidak J. Phys. G 24 (1988) 611
$^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$	$^{252}\text{Fm}$									3						R.N. Sagaidak J. Phys. G 24 (1988) 611
$^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$	$^{248}\text{Fm}$		25													Gaggler ZPA 316 (1984) 291
$^{240}\text{Pu} + ^{12}\text{C}$	$^{252}\text{Fm}$				1300											Nurmia PL 26B (1967) 78
$^{238}\text{U} + ^{18}\text{O}$	$^{256}\text{Fm}$				750	4000	1900			125						Donetz Sov. J. At. Phys 2 (1966) 723
$^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$	$^{254}\text{Fm}$				250											Donetz Sov. Phys. JETP 16 (1963) 7
$^{204}\text{Hg} + ^{48}\text{Ca}$	$^{252}\text{Fm}$		1000													R. Herzberg. Priv. Comm
$^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$	$^{254}\text{Fm}$				1500											Shinohara PRC 34 (1986) 909
$^{241}\text{Pu} + ^{13}\text{C}$	$^{254}\text{Fm}$				5000											Volkov Sov. Phys. JETP 37 (1960) 859
$^{242}\text{Pu} + ^{12}\text{C}$	$^{254}\text{Fm}$				6000											Shinohara PRC 34 (1986) 909
$^{238}\text{U} + ^{19}\text{F}$	$^{257}\text{Md}$				72	500	180	190	12,5							Donetz Sov. J. At. Phys 2 (1966) 723
$^{205}\text{Tl} + ^{48}\text{Ca}$	$^{253}\text{Md}$		900													A. Chatillon. Priv. Comm.
$^{243}\text{Am} + ^{12}\text{C}$	$^{255}\text{Md}$				< 10											Fujiwara. JAERI Tandem Ann. Rep. 1992, 106
$^{253}\text{Es} + \alpha$	$^{257}\text{Md}$										1000	1000				R.W. Hoff NPA 169 (1971) 641
$^{204}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$	$^{252}\text{No}$			5												Yeremin Phys. Atom. Nucl. 66 (2003) 1042
$^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$	$^{254}\text{No}$	100	500	30												Yeremin Phys. Atom. Nucl. 66 (2003) 1042
$^{236}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$	$^{258}\text{No}$				7	25										Yeremin Phys. Atom. Nucl. 66 (2003) 1042
$^{236}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$	$^{258}\text{No}$						16,6									A.N. Andreyev ZPA 345 (1993) 389
$^{232}\text{Th} + ^{26}\text{Mg}$	$^{258}\text{No}$					9,5	8,5									A.N. Andreyev ZPA 345 (1993) 389
$^{244}\text{Cm} + ^{13}\text{C}$	$^{257}\text{No}$				290											A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{246}\text{Cm} + ^{12}\text{C}$	$^{258}\text{No}$					250										A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$	$^{256}\text{No}$	260	3385	109												H.W. Gaggeler Nucl. Phys A502 (1989) 561c
$^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$	$^{260}\text{No}$				40	220	61									Donetz Sov. J. At. Phys 2 (1966) 723
$^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$	$^{260}\text{No}$						15									Yeremin Phys. Atom. Nucl. 66 (2003) 1042
$^{232}\text{Th} + ^{26}\text{Mg}$	$^{258}\text{No}$				6											Yeremin Phys. Atom. Nucl. 66 (2003) 1042
$^{246}\text{Cm} + ^{12}\text{C}$	$^{258}\text{No}$				890											A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{246}\text{Cm} + ^{13}\text{C}$	$^{259}\text{No}$			96	300	540										A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{242}\text{Pu} + ^{16}\text{O}$	$^{258}\text{No}$				34											Mikhev At. Energ. 22 (1967) 90
$^{248}\text{Cm} + ^{12}\text{C}$	$^{260}\text{No}$			80	740	380										A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{246}\text{Cm} + ^{13}\text{C}$	$^{259}\text{No}$				470											A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$	$^{260}\text{No}$					200										Lazarev PRC 62(2002) 064307
$^{248}\text{Cm} + ^{13}\text{C}$	$^{261}\text{No}$				1100	750										A. Ghiorso PRL 18 (1967) 401
$^{232}\text{Th} + ^{27}\text{Al}$	$^{260}\text{Lr}$					1,7	1,3									Yeremin Phys. Atom. Nucl. 66 (2003) 1042
$^{209}\text{Bi} + ^{48}\text{Ca}$	$^{257}\text{Lr}$	61	437	28												H.W. Gaggeler Nucl. Phys A502 (1989) 561c
$^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ti}$	$^{256}\text{Rf}$									0,01						Oganessian Radiochem. Acta 37 (1984) 113
$^{206}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$	$^{256}\text{Rf}$		2,4													F.P Hessberger ZPA 359 (1997) 415
$^{207}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$	$^{257}\text{Rf}$	12														F.P Hessberger EPI A12 (2001) 57
$^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$	$^{258}\text{Rf}$	10	12	0,75												F.P Hessberger ZPA 359 (1997) 415
$^{208}\text{Pb} + ^{49}\text{Ti}$	$^{257}\text{Rf}$	1,2														Oganessian Radiochem. Acta 37 (1984) 113
$^{249}\text{Cf} + ^{12}\text{C}$	$^{261}\text{Rf}$				2	7										Sommerville PRC 31(1985)1801
$^{246}\text{Cm} + ^{16}\text{O}$	$^{262}\text{Rf}$	10														Sommerville PRC 31(1985)1801
$^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$	$^{258}\text{Rf}$															Oganessian Radiochem. Acta 37 (1984) 113
$^{239}\text{Pu} + ^{20}\text{Ne}$	$^{259}\text{Rf}$												0,6			Flerov NPA 160(1971)181
$^{238}\text{U} + ^{26}\text{Mg}$	$^{264}\text{Rf}$				0,24	1,1										Lazarev PRC 62(2002) 064307
$^{242}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne}$	$^{264}\text{Rf}$					1,7										Lazarev PRC 62(2002) 064307
$^{249}\text{Cf} + ^{13}\text{C}$	$^{262}\text{Rf}$			6												Bemis PRC 23 (1981) 555
$^{245}\text{Cm} + ^{18}\text{O}$	$^{263}\text{Rf}$				0,6											Sommerville PRC 31(1985)1801
$^{238}\text{U} + ^{26}\text{Mg}$	$^{264}\text{Rf}$				0,3	1,5	0,15									R. N. Sagaidak FLNR Scientific report 99-2000
$^{249}\text{Bk} + ^{15}\text{N}$	$^{264}\text{Rf}$				14											Sommerville PRC 31(1985)1801
$^{248}\text{Cm} + ^{16}\text{O}$	$^{264}\text{Rf}$				6											Sommerville PRC 31(1985)1801

		1n	2n	3n	4n	5n	6n	7n	8n	(p,n)	( $\alpha$ ,1n)	( $\alpha$ ,2n)	( $\alpha$ ,3n)	$\gamma$	
$^{249}\text{Cf} + ^{18}\text{O}$	$^{267}\text{Rf}$												9		Sommerville PRC 31(1985)1801
$^{248}\text{Cm} + ^{18}\text{O}$	$^{256}\text{Rf}$					13									Tsukada, JAERI Tandem Annual Report 2001, 47
$^{244}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne}$	$^{266}\text{Rf}$					4,4									Lazarev PRC 62(2002) 064307
$^{248}\text{Cm} + ^{18}\text{O}$	$^{268}\text{Rf}$				5										Sommerville PRC 31(1985)1801
$^{244}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne}$	$^{266}\text{Rf}$				1,5										Sommerville PRC 31(1985)1801
$^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$	$^{263}\text{Db}$					0,45	0,08								Andreyev ZPA 344(1992) 225
$^{205}\text{Tl} + ^{54}\text{Cr}$	$^{259}\text{Db}$	0,33													A. S. Ilijinov FLNR Scient. Rep. 89-90
$^{209}\text{Bi} + ^{50}\text{Ti}$	$^{259}\text{Db}$	4,3	2,4												F.P.Hessberger EPJ A12 (2001) 57
$^{232}\text{Th} + ^{31}\text{P}$	$^{263}\text{Db}$					0,12									Yeremin Phys. Atom. Nucl. 66 (2003) 1042
$^{241}\text{Am} + ^{22}\text{Ne}$	$^{263}\text{Db}$				1,6	3,6									Gan. EPJA 10(2001) 21
$^{249}\text{Cf} + ^{15}\text{N}$	$^{264}\text{Db}$				3										Chiorso. PRL 24(1970) 1498
$^{249}\text{Bk} + ^{18}\text{O}$	$^{267}\text{Db}$				5	6									Kratz PRC 45(1992)1064
$^{248}\text{Cm} + ^{19}\text{F}$	$^{267}\text{Db}$					1,5									Tsukada, JAERI Tandem Annual Report 2001, 47
$^{209}\text{Bi} + ^{51}\text{V}$	$^{260}\text{Sg}$		0,04												F.P.Hessberger ZPA 359 (1997) 415
$^{208}\text{Pb} + ^{54}\text{Cr}$	$^{262}\text{Sg}$			0,02											Yu. Oganesion. ZPA 319(1984) 215
$^{207}\text{Pb} + ^{54}\text{Cr}$	$^{261}\text{Sg}$	0,02	0,32												Munzenberg ZPA 322 (1985) 227
$^{208}\text{Pb} + ^{54}\text{Cr}$	$^{262}\text{Sg}$	0,5	0,28												Munzenberg ZPA 322 (1985) 227
$^{248}\text{Cm} + ^{22}\text{Ne}$	$^{270}\text{Sg}$			0,26*	0,08*										A. V. Eremin Phys. Part. Nuc. 35, 4 2004
$^{249}\text{Cf} + ^{18}\text{O}$	$^{267}\text{Sg}$				0,6										Druin. Sov. J. Nucl. Phys. 29 (1979) 691
$^{209}\text{Bi} + ^{54}\text{Cr}$	$^{263}\text{Bh}$	0,16	0,04												Munzenberg ZPA 333 (1989) 163
$^{238}\text{U} + ^{34}\text{S}$			2,5pb*												A. V. Eremin Phys. Part. Nuc. 35, 4 2004
$^{207}\text{Pb} + ^{58}\text{Fe}$	$^{265}\text{Hs}$	2,8pb													G. Munzenberg ZPA 328 (1987) 49
$^{207}\text{Pb} + ^{58}\text{Fe}$	$^{265}\text{Hs}$	0,01													Yu. Oganesion. ZPA 319(1984) 215
$^{208}\text{Pb} + ^{58}\text{Fe}$	$^{266}\text{Hs}$	0,06													Hoffman ZPA 358(1997)377
$^{248}\text{Cm} + ^{26}\text{Mg}$	$^{274}\text{Hs}$					0,01									Turler. EPJA 17 (2003) 505

\*  $\sigma$  non max (Mesures à énergie d'excitation fixe)

TAB. 9.1 – Compilation de sections efficaces mesurées pour des noyaux VHE et SHE

Si certaines sections efficaces ont été mesurées dans le passé nous donnant une idée bien claire sur la faisabilité de certaines réactions, d'autres réactions n'ont jamais fait l'objet d'une telle mesure auparavant. Pour pallier ce manque d'informations, on a recours à des méthodes théoriques ou semi-empiriques, calées sur les valeurs de section efficaces connues dans la région d'intérêt, pour évaluer leurs sections efficaces. Cette liste nous sera d'une grande utilité pour de prochaines investigations dans la région des noyaux très lourds et représente un point d'ancrage pour l'estimation et la simulation de sections efficaces pour de nouvelles réactions.

## 9.2 Simulation HIVAP

Afin de prédire la section efficace de production de certains éléments très lourds ou super lourds on a eu recours à un code d'évaporation statistique appelé HIVAP [42]. Ce code est basé sur une théorie d'évaporation standard et tient compte, en plus de la fission, de la compétition entre les différents types de désexcitation neutron, proton, alpha, et gamma.

Le code HIVAP est le code le mieux approprié et le plus connu dans la communauté super-lourds pour le calcul et la simulation des sections efficaces pour des réactions menant à la formation de noyaux très lourds et super-lourds.

Comme dans toute simulation, le point délicat est le bon choix des paramètres d'entrée et particulièrement ceux décrivant et influençant les deux phénomènes en compétition, c'est à dire la fusion à des énergies autour de la barrière coulombienne et la fission du noyau transferré composé.

Bien qu'il soit le plus performant dans ce domaine, ce code utilise un modèle classique de fusion. Il introduit les effets de la structure nucléaire et les propriétés relatives à la fusion seulement via des paramètres qui ne peuvent être fixés que d'une façon globale. Ainsi on ne peut obtenir qu'une paramétrisation globale de la barrière de fission qui gouverne étroitement la probabilité de survie d'un noyau transferré.

De ce fait, la meilleure façon d'échapper à ce handicap, afin de simuler la section efficace le mieux possible, est de reproduire le plus fidèlement possible les fonctions d'excitation de réactions déjà mesurées et de les utiliser comme systèmes de référence pour interpoler ou extrapoler dans le cas de systèmes de cible-projectile voisins et similaires.

D'après F. P. Hessberger, l'expérience dans le domaine de simulation HIVAP, a montré qu'une telle extrapolation ne peut marcher d'une façon satisfaisante que pour des systèmes très voisins ce qui limite d'autant plus notre pouvoir prédictif.

### 9.2.1 Les paramètres de la simulation

Dans ce qui suit, on va, par le biais du code HIVAP, simuler les sections efficaces pour des réactions menant à la formation de noyaux très lourds. C'est pour le moment le seul moyen d'évaluer ces sections efficaces très faibles vu le manque d'information sur cette région de noyaux, avant d'entreprendre des mesures sur un noyau VHE qui pourrait s'avérer très difficile à synthétiser ou hors de nos capacités expérimentales.

Dans nos simulations, on va tenir compte de la variation des trois paramètres suivants :

- **SHELL0** : Le paramètre de variation des effets de couches.
- **XTH** : (seuil extra push)
- **SIGRO** : paramètre permettant d'agir sur la fluctuation de la barrière de fusion

Le code est très sensible à la variation de ces paramètres.

SHELL0 va essentiellement influencer la section efficace à haute énergie d'excitation. C'est aussi un paramètre d'échelle pour la barrière de fission.

XTH influence la fusion en dessous de la barrière coulombienne et la section efficace à basse énergie d'excitation. C'est le plus sensible des 3 paramètres.

Pour vérifier leur influence, les paramètres doivent être variés lentement (SHELL0 par pas de 0.1 ou moins, SIGRO par pas de 0.5, par contre pour XTH, une contrainte dans le code ne nous permet de le varier que par pas multiples de 0.005 ou plus).

### 9.2.2 Plan de la simulation

Notre simulation va se baser sur le calcul des sections efficaces de fusion-évaporation et de fission de quelques réactions de la région des noyaux très lourds et super-lourds qui ont fait l'objet de mesures expérimentales. En variant les trois paramètres cités plus haut, on essaiera

de trouver le jeu de paramètres qui reproduit le mieux la mesure expérimentale. Par la suite, on cherchera à appliquer, par interpolation ou extrapolation, ce jeu de paramètres à d'autres réactions voisines afin d'étudier l'étendue de la validité de ces paramètres en fonction de la variation en  $Z$  ou en  $N$  du couple cible-projectile considéré autour d'une valeur de référence. Dans un premier temps, on va traiter la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  et voir comment agissent les deux paramètres SHELL0 et XTH sur les fonctions d'excitation, SIGRO ne sera pour le moment pas varié.

Le maximum de la fonction d'excitation de formation du résidu d'évaporation pour les voies de sortie  $2n$ ,  $3n$ ,  $4n$ ,  $5n$  de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  dans un domaine du plan [SHELL0, XTH] est représenté sur la figure 9.2, la surface représentant la section efficace pour les voies  $xn$ . On constate déjà que la section efficace augmente avec l'augmentation du paramètre XTH et diminue avec le paramètre SHELL0. On le voit plus clairement sur la représentation en échelle logarithmique (cf. fig. 9.3), celle-ci montre aussi que la variation de la section efficace en fonction de SHELL0 est plus rapide pour les voies  $4n$  et  $5n$ .



FIG. 9.2 – Influence des paramètres SHELL0 et XTH sur la variation de la section efficace dans le code HIVAP à 22 MeV d'énergie d'excitation



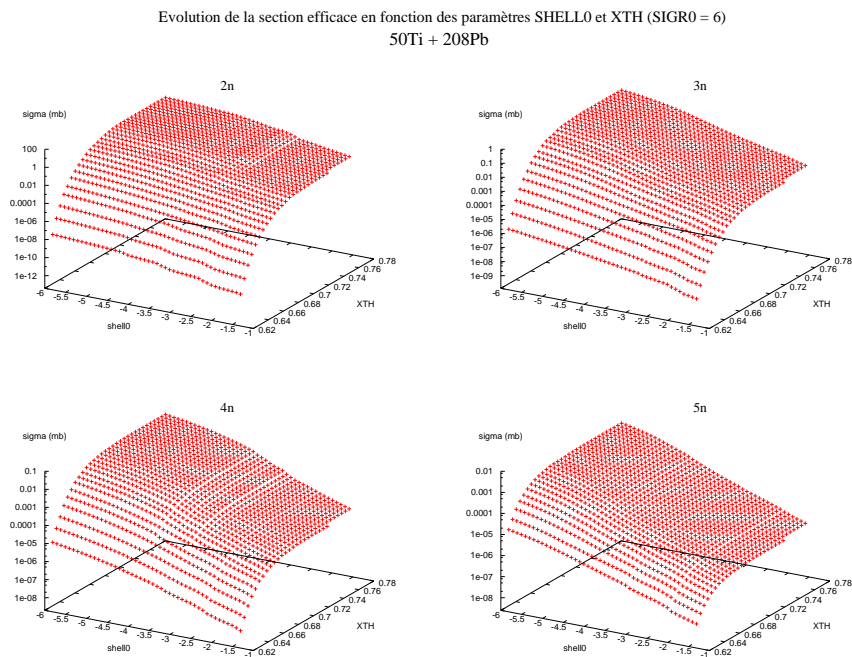


FIG. 9.3 – influence des paramètres SHELL0 et XTH sur la variation de la section efficace dans le code HIVAP en échelle logarithmique

## 9.3 Étude de cas concrets

Dans ce qui suit, nous allons calculer à l'aide de HIVAP les fonctions d'excitation de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ , afin d'étudier l'influence des paramètres SHELL0 et XTH sur la variation de ces fonctions d'excitation et la compétition entre les différentes voies de fusion évaporation. Les figures 9.4 et 9.5 représentent ces fonctions d'excitation.

Simulation de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb, xn} \rightarrow ^{258-x}\text{Rf}$  à l'aide de HIVAP  
 Evolution de la fonction d'excitation en fonction du paramètre "XTH"

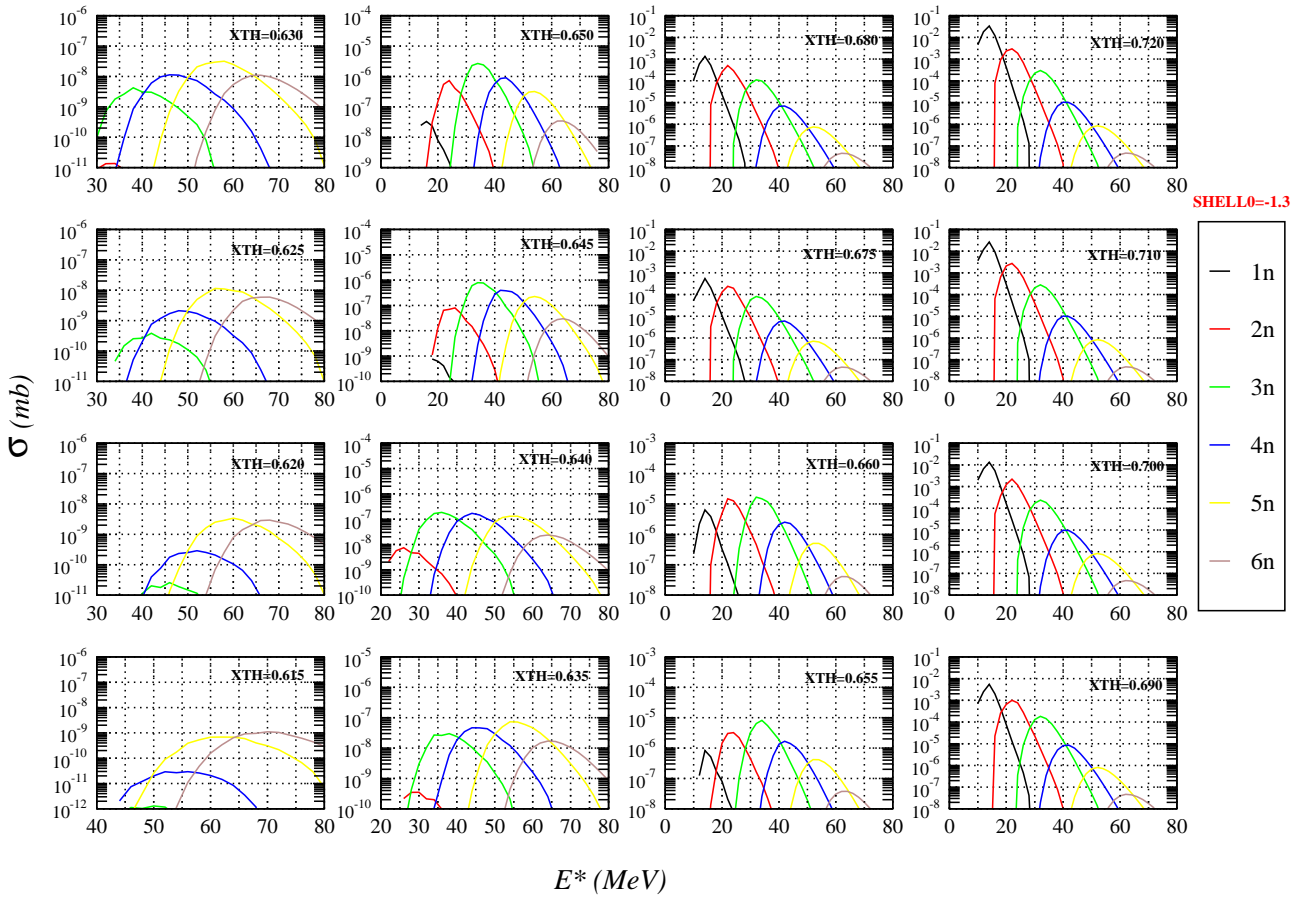


FIG. 9.4 – Variation des fonctions d'excitations des différentes voies de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  en fonction du paramètre XTH

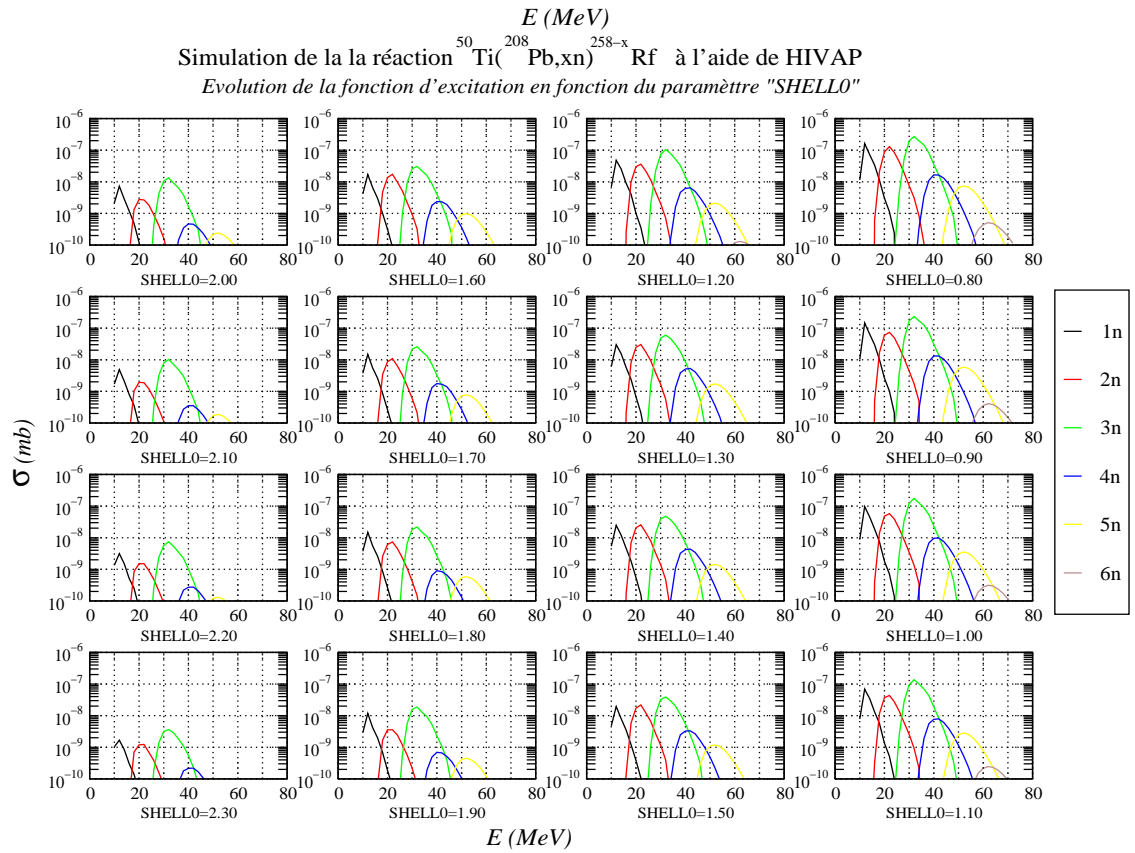
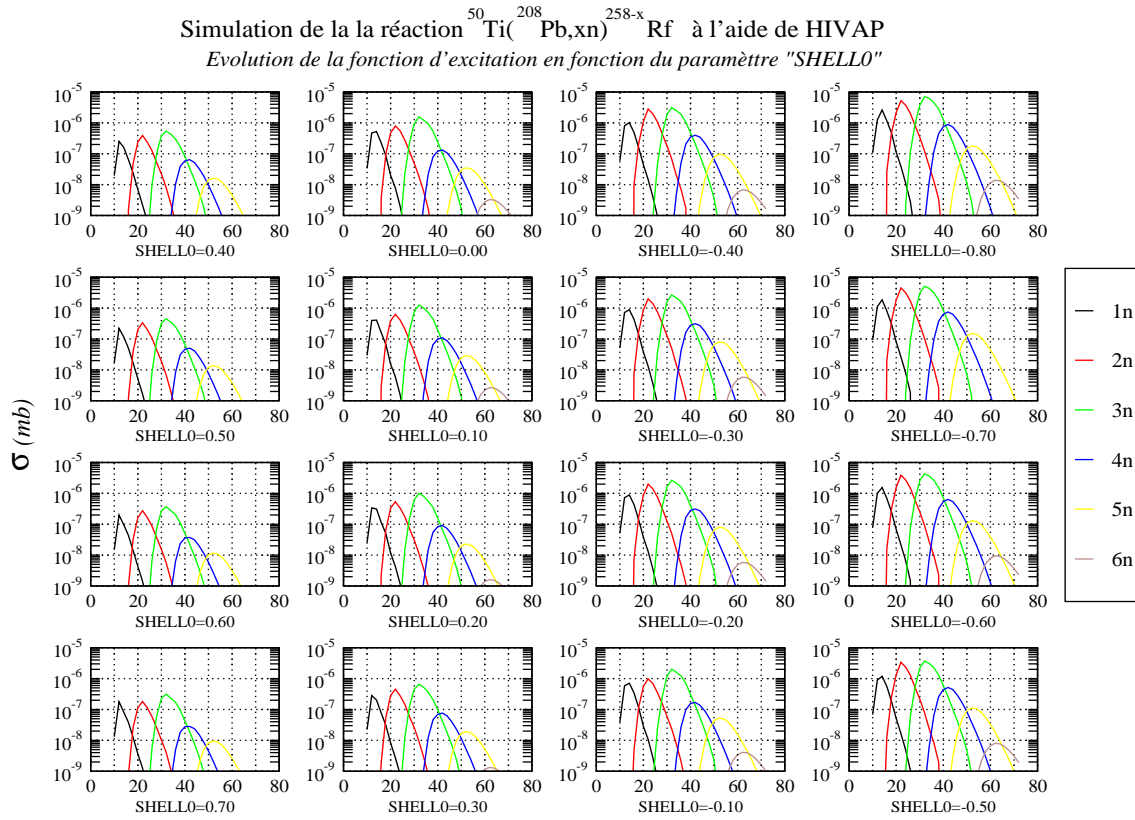


FIG. 9.5 – Variation des fonctions d'excitations des différentes voies de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  en fonction du paramètre shell0 par pas de 0,1

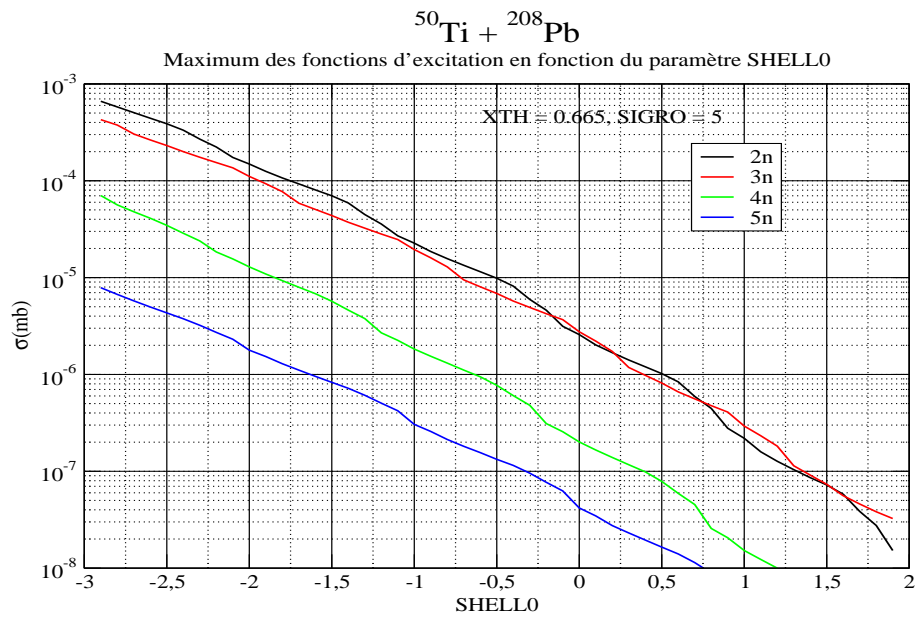


FIG. 9.6 – Variation des maxima des fonctions d'excitations des différentes voies de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  en fonction du paramètre shell0

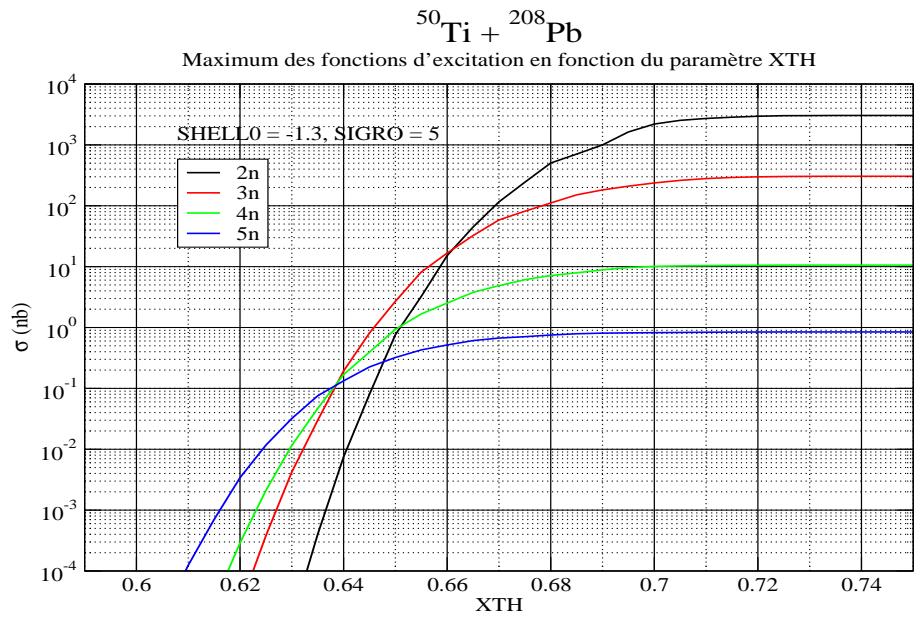


FIG. 9.7 – Variation des maxima des fonctions d'excitation des différentes voies de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  en fonction du paramètre XTH

Dans un premier temps, nous avons fixé le paramètre SHELL0 et agit sur XTH. On voit sur les figures 9.4 et 9.7 que d'une façon globale les sections efficaces des différentes voies augmentent

avec XTH. Par contre à partir d'une certaine valeur de XTH, plus celui-ci augmente plus les voies 1n, 2n et 3n deviennent favorables au détriment des voies 4n, 5n et 6n.

Dans les deux figures 9.5 et 9.6 c'est la variation du paramètre SHELL0 qui est prise en compte. XTH étant fixé à une valeur égale à 0,665 (arbitrairement pour le moment). On constate également une diminution globale de la section efficace avec l'augmentation de SHELL0. Par contre, le rapport entre les différentes voies de réaction reste globalement inchangé.

## 9.4 Exemple de calcul par interpolation pour des éléments super-lourds

Dans ce paragraphe, afin de vérifier l'efficacité de la méthode d'interpolation des paramètres, on a essayé de reproduire les sections efficaces pour les résidus d'évaporation de la réaction  $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ , la voie 1n de cette réaction étant mesurée avec une section efficace de 10 pb [49]. Pour cela on a procédé comme suit :

on a choisit deux réactions avec la même cible ( $^{208}\text{Pb}$ ) dont les sections efficaces des résidus d'évaporation sont connues et avec des faisceaux plus et moins lourds que le  $^{64}\text{Ni}$ . Ces réactions sont :



Les sections efficaces des voies 1n de ces réactions étant mesurées [49], [50], on détermine les paramètres qui reproduisent le mieux ces réactions, puis on prend la moyenne de ces paramètres pour simuler la réaction  $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ .

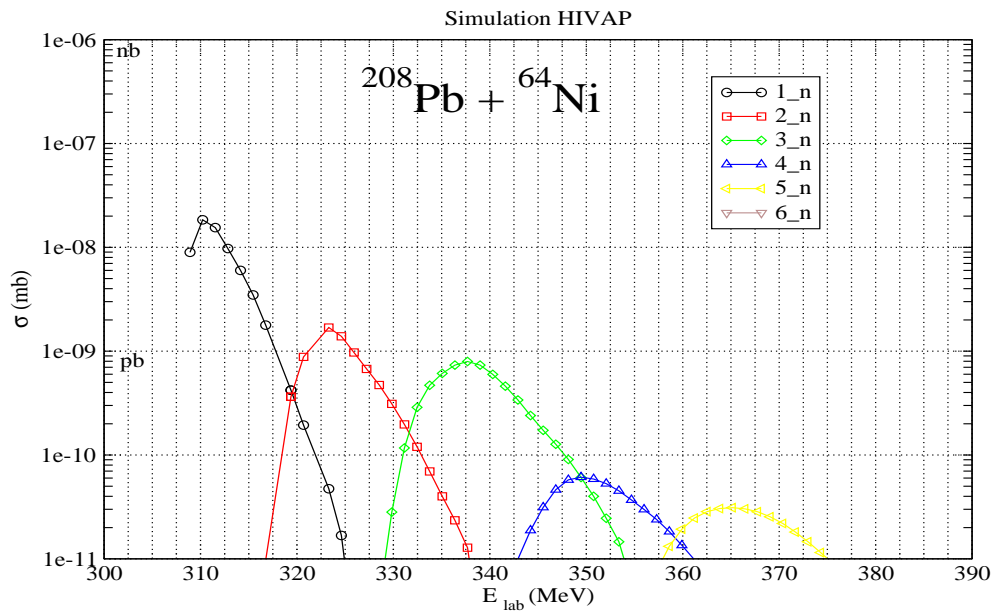


FIG. 9.8 – Calculs HIVAP utilisant des paramètres obtenus par interpolation

On voit sur la figure 9.8 que la voie 1n a une section efficace d'environ 20 pb (elle est mesurée à 10 pb). Ce résultat montre que cette méthode d'interpolation reproduit d'une façon assez satisfaisante les sections efficaces expérimentales.

Dans le tableau de la figure 9.9, on a effectué à peu près la même démarche pour estimer les sections efficaces de différentes réactions susceptibles d'être réalisées à Dubna par exemple. Pour certaines réactions, il n'existe qu'une seule réaction de la même région avec un couple cible-projectile très proche dont la section efficace a été mesurée. Dans ce cas, on utilise directement les paramètres de ce couple pour la réaction en question. Dans ce tableau on a estimé pour chaque réaction, l'épaisseur de cible maximum permettant l'implantation au plan focal, l'épaisseur optimum pour une production maximum et le taux de production. Le taux de comptage  $\gamma$  marqué en rouge correspond à des réactions dépassant la limite de la capacité de l'électronique (saturation due à un fort taux de comptage  $\gamma$  provenant de la fission). L'énergie du faisceau est celle correspondant au maximum de la fonction d'excitation calculée avec HIVAP.

De ce tableau, on peut tirer un certain nombre de réactions très intéressantes du point de vue de la section efficace, notamment celle avec faisceau léger Be, B et C et cible radioactives (Cm et Cf). Ces réactions peuvent très bien être réalisées à Dubna où l'utilisation de ces cibles radioactives est possible.



## 9.5 Recherche d'un bon jeu de paramètres

Pour une région de masse donnée, il devrait être à peu près possible de simuler les sections efficaces de réaction mettant en jeu des couples cible-projectile de même nature et ceci en utilisant un seul jeu de paramètres. Parmi l'ensemble des paramètres de HIVAP, ceux que nous allons étudier et qui permettent de trouver l'ajustement souhaité sont SHELL0, XTH et éventuellement SIGRO. Pour une réaction donnée, plusieurs combinaisons de ces paramètres permettent d'obtenir un résultat similaire pour une voie de réaction donnée.

La figure 9.10 en est un exemple. Avec une valeur de SIGRO égale à 5 (valeur suggérée par F. P. Hessberger pour cette région de masse), la surface en rouge représente la section efficace (maximum de la fonction d'excitation)  $\sigma(SHELL0, XTH)$  en fonction des paramètres SHELL0 et XTH à SIGRO constant (SIGRO = 5). La courbe en vert représente les points de la surface dont les valeurs coïncident avec la valeur expérimentale  $\sigma_{2n} = 12 \text{ nb}$  et la courbe en bleu est sa projection sur le plan [SHELL0, XTH] donnant ainsi l'ensemble des couples de paramètres (SHELL0, XTH) reproduisant la valeur expérimentale de la section efficace.

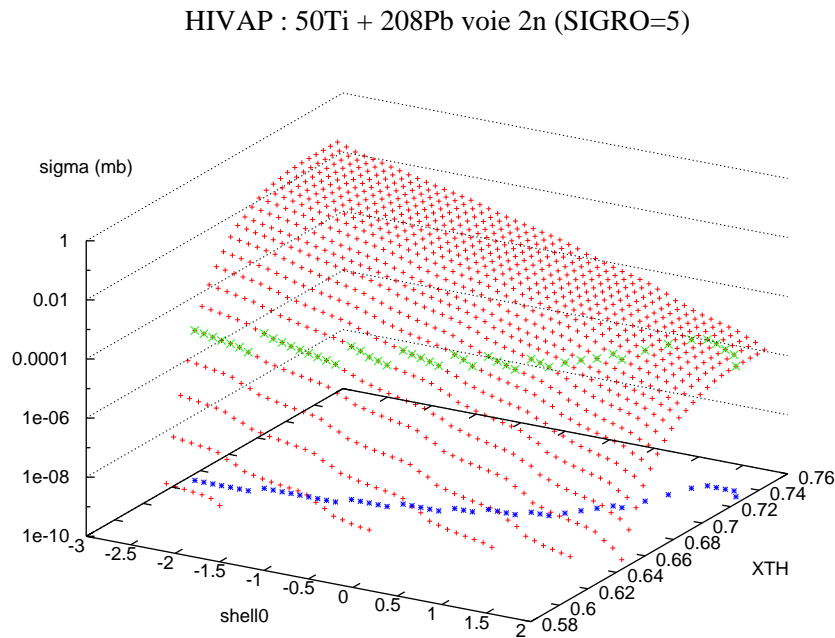


FIG. 9.10 – Variation du maximum de la fonction d'excitation de la voie 2n donné par HIVAP de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  en fonction des paramètres SHELL0 et XTH

Pour restreindre ce jeu de paramètres à un seul couple (SHELL0, XTH) (pour le moment SIGRO ne sera pas varié), il faut appliquer une deuxième condition. Par exemple, on peut poser une condition sur une autre voie de la même réaction 1n, 3n, 4n ..., notre jeu de paramètres devra en plus de la voie 2n, reproduire la valeur expérimentale de la section efficace d'une de ces voies. Une autre condition peut être posée sur la même voie, mais sur une autre réaction de la même région, dans ce cas le couple (SHELL0, XTH) devra reproduire par exemple les



sections efficaces des voies 2n dans les deux différentes réactions.

Afin d'obtenir le bon jeu de paramètres valable du moins pour une région de masse plus ou moins large, nous allons étudier séparément ces deux méthodes.

### 9.5.1 Méthode 1 : cas d'une condition sur deux voies de la même réaction

Prenons pour exemple la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  et considérons les voies 1n et 2n dont les sections efficaces sont connues expérimentalement ( $\sigma_{1n} = 10nb$ ,  $\sigma_{2n} = 12nb$ ). et considérons un domaine [SHELL0, XTH]. On calcule avec le code HIVAP et on trace les valeurs des maxima des fonctions d'excitation correspondantes. On obtient alors, comme on a vu précédemment, pour la voie 2n, la surface représentée sur la figure 9.10. Le troisième paramètre SIGRO, est toujours fixé à la valeur 5. En posant la condition  $\sigma_{2n} = 12nb$ , on obtient la courbe en bleu sur la figure 9.10 et 9.11 liant les deux paramètres SHELL0 et XTH (courbe en bleu). De même en posant, pour la voie 1n, la condition expérimentale  $\sigma_{1n} = 10nb$  on obtient une autre courbe reliant SHELL0 et XTH (courbe en rouge). Ces deux courbes sont représentées sur la figure 9.11.

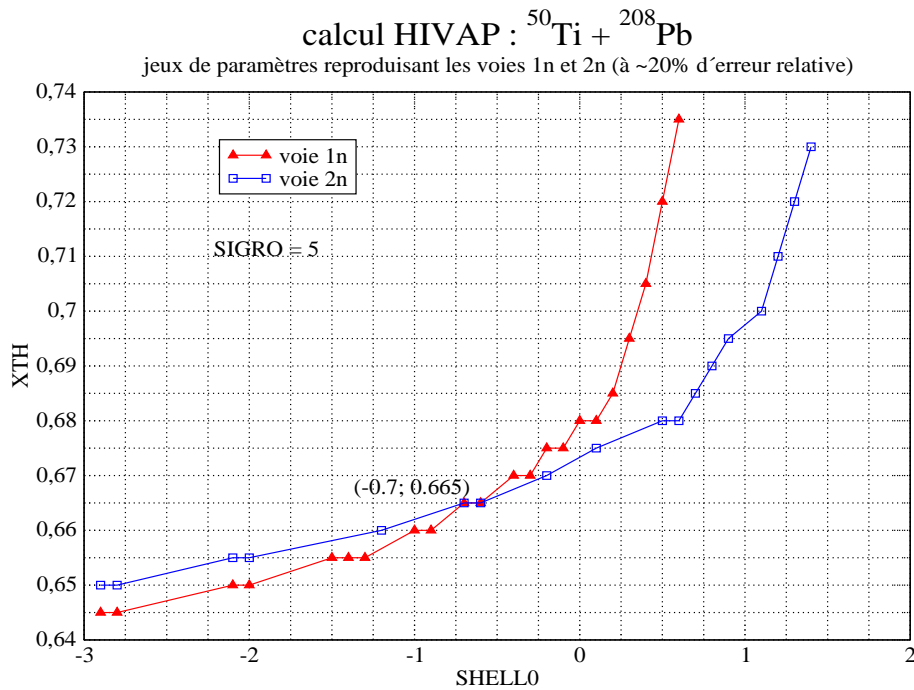


FIG. 9.11 – Jeu de paramètres permettant de reproduire les sections efficaces expérimentales des voies 1n (courbes en rouge) et 2n (courbes en bleu) de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$

On voit, sur la figure 9.11 que les deux courbes de paramètres se croisent pour des valeurs SHELL0 et XTH à peu près égales respectivement à  $-0,7$  et  $0,665$ . Les fonctions d'excitation correspondant à ce jeu de paramètre sont représentées sur la figure 9.12.

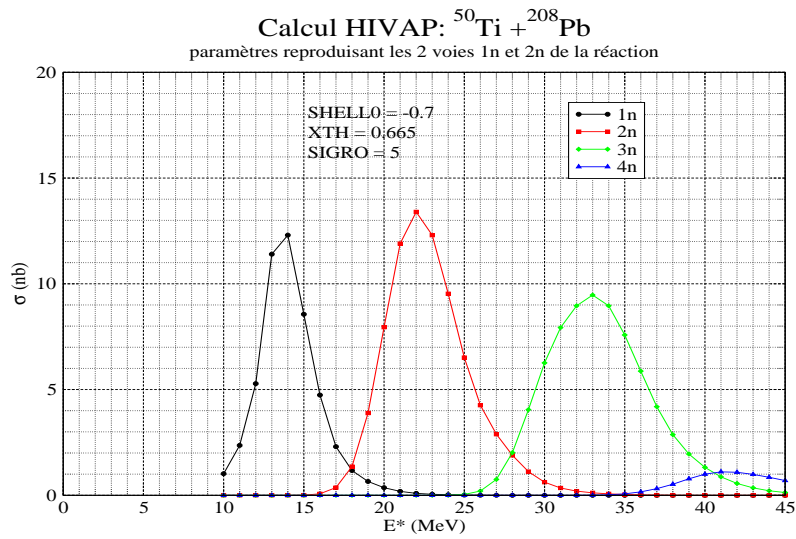


FIG. 9.12 – Fonctions d'excitation HIVAP correspondant au jeu de paramètres SHELL0=-0.7 et XTH=0.665, permettant de reproduire les voie 1n et 2n de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$

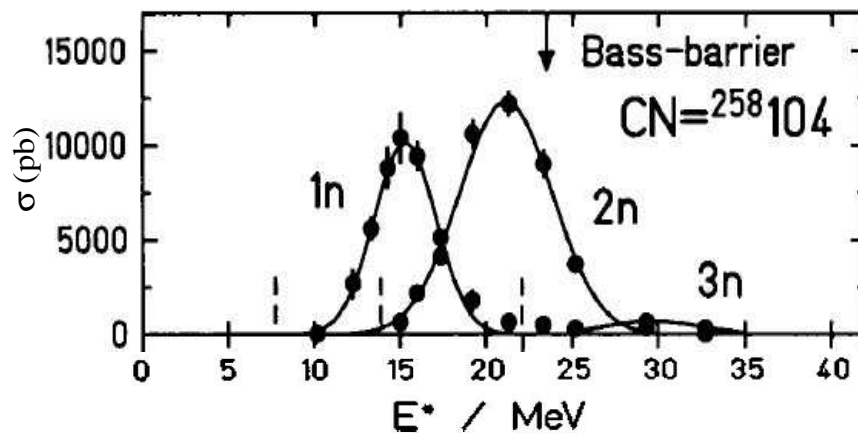


FIG. 9.13 – Fonctions d'excitation expérimentales de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  [49]

En comparant avec les fonctions d'excitation mesurées (cf. fig. 9.13), on constate que les voies 1n et 2n sont bien reproduites du fait de la contrainte imposés, mais que la voie 3n est nettement surestimée.

Avec le jeu de paramètres ainsi obtenu, nous allons calculer la section efficace pour d'autres réactions voisines. Par exemple :

$$\left\{ \begin{array}{l} ^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb} \longrightarrow ^{(256-x)}\text{Rf} + xn \\ ^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \longrightarrow ^{(256-x)}\text{No} + xn \\ ^{48}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb} \longrightarrow ^{(254-x)}\text{No} + xn \\ ^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi} \longrightarrow ^{(257-x)}\text{Lr} + xn \end{array} \right.$$

Ces calculs sont représentés sur la figure 9.14 et le tableau 9.2.

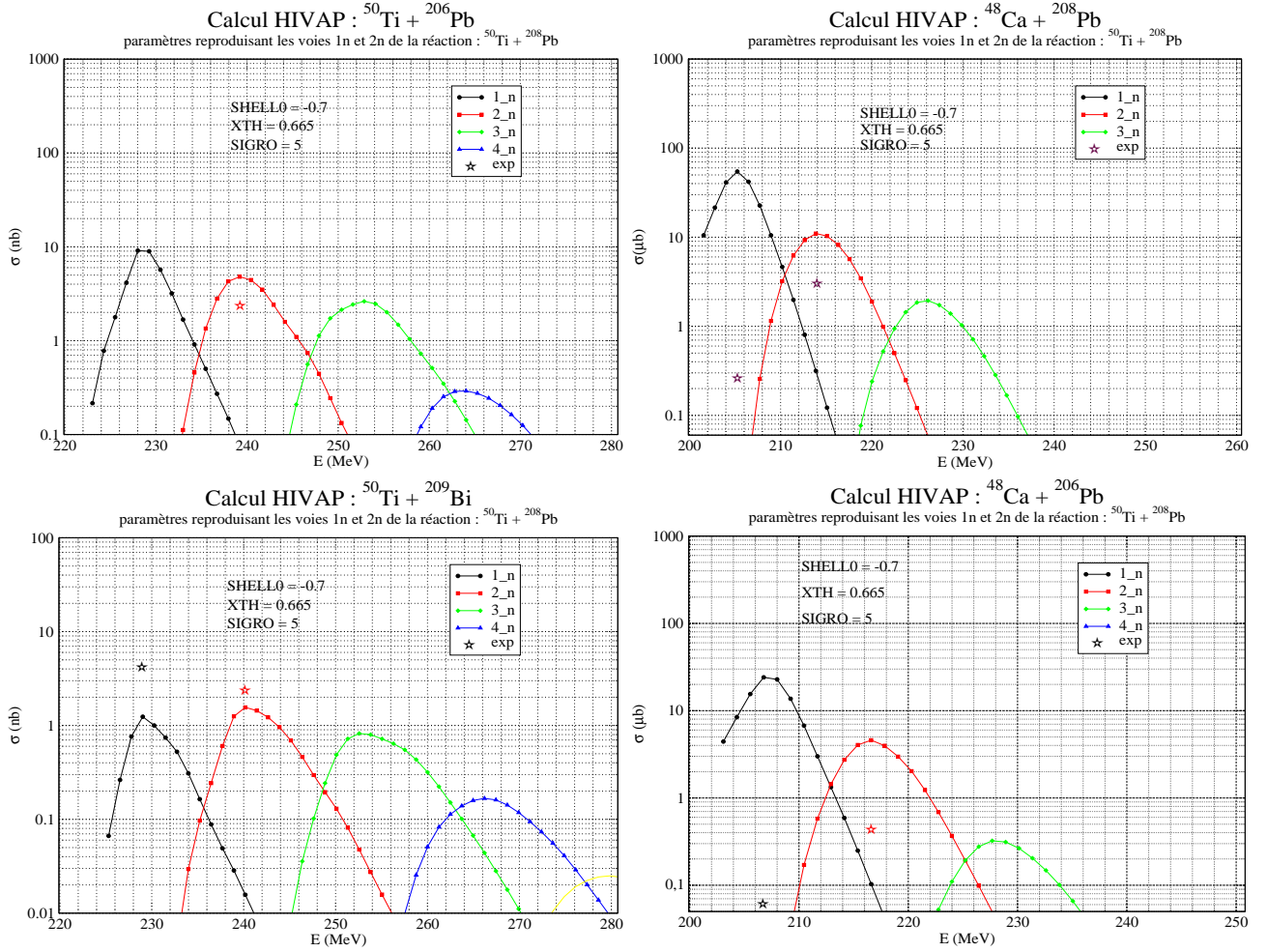


FIG. 9.14 – Calculs HIVAP pour quelques réactions proches de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  avec le jeu de paramètres obtenu avec la méthode 1)

	réaction	$^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb}$	$^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi}$	$^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$	$^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi}$
$\sigma_{1n}(\mu b)$	expérience		0.0043	0.26	0.061
	HIVAP	0.0091	0.0012	54.5	24
$\sigma_{2n}(\mu b)$	expérience	0.0024	0.0024	3	0.44
	HIVAP	0.0048	0.0015	11	4.5

TAB. 9.2 – Valeurs de sections efficaces HIVAP pour quelques réactions proches de la réaction de référence  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  pour le jeu de paramètres obtenu selon la méthode 1

D'après le tableau ci-dessus, on voit que dans le cas des réactions  $^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb}$  et  $^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi}$ , le jeu de paramètres utilisé reproduit à un facteur 2 à 3 près la section efficace expérimentale. Par contre il y a une nette surestimation de la section efficace pour les autres réactions, ceci est d'autant plus flagrant pour la voie 1n. Ceci semble nous indiquer que l'utilisation d'un seul jeu de paramètres doit être pris avec précaution.

On déduit aussi de ces résultats que HIVAP reproduit, en général, mal la voie 1n des réactions même en utilisant des paramètres sur une région très restreinte du moins pour la charge Z du projectile de la réaction considérée. L'extrapolation des calculs sur d'autres réactions voisines en utilisant des paramètres déduits avec cette méthode ne paraît pas très fiable pour les voies 1n et moyennement fiable pour les voies 2n. La surestimation est plus importante lorsque l'on s'éloigne de la réaction de référence correspondante notamment pour la charge Z du projectile ou de la cible.

### Influence de SIGRO :

Considérons un couple de paramètres (SHELL0, XTH) constant, prenons le cas de la réaction étudiée précédemment  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  avec SHELL0 = -0.7 et XTH = 0.665. On trace ci dessous l'évolution des fonctions d'excitation en fonction du troisième paramètre SIGRO.

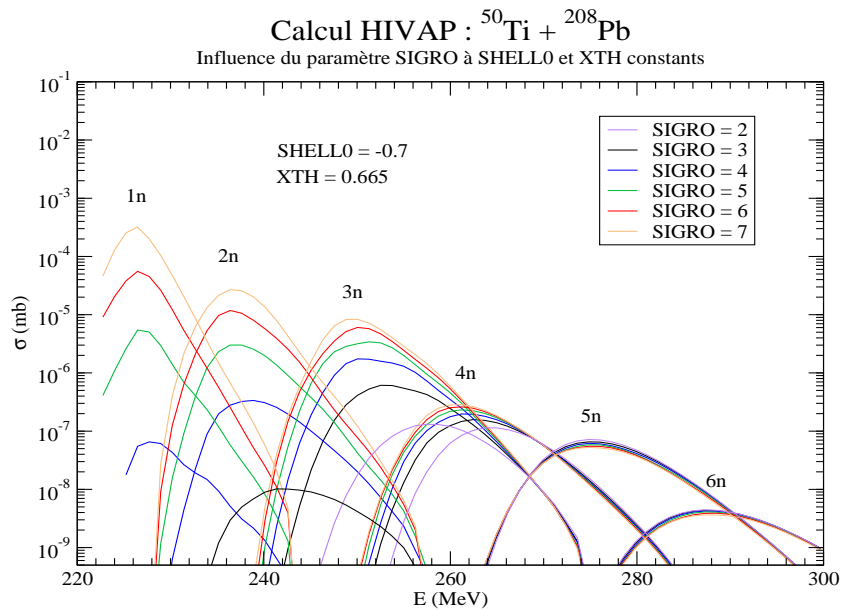


FIG. 9.15 – Fonctions d'excitation de la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  pour différentes valeurs du paramètre SIGRO

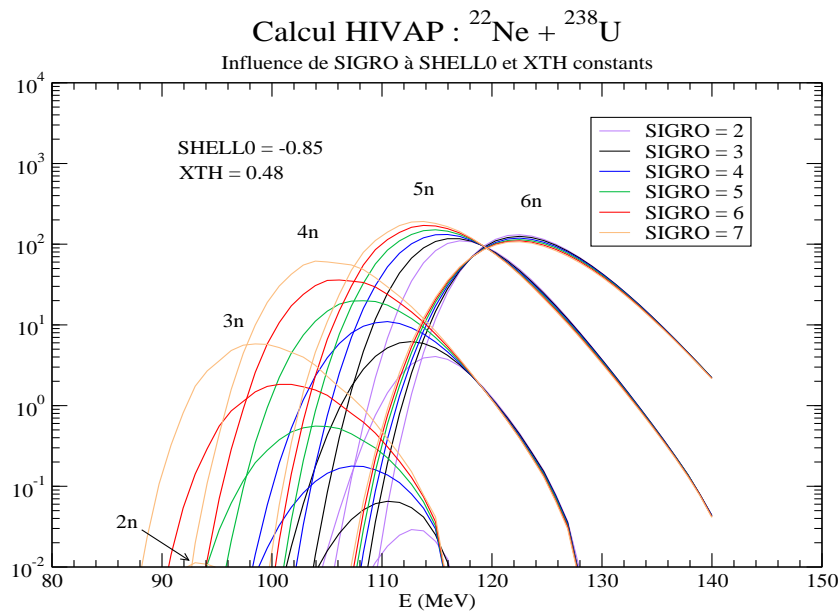
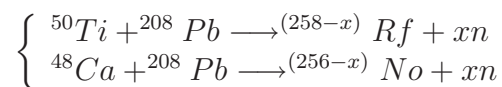


FIG. 9.16 – Fonctions d'excitation de la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$  pour différentes valeurs du paramètre SIGRO

On voit sur les figure 9.15 et 9.16 que le paramètre SIGRO agit principalement sur les voies de réactions à faible évaporation de neutrons (1n, 2n, 3n et 4n). La figure 9.16 montre que ceci est aussi valable pour des réactions moins symétriques (avec faisceau léger). La section efficace est de moins en moins sensible au paramètre SIGRO lorsqu'on va vers des énergies d'excitation plus hautes et des voies plus chaudes. Pour une voie de fusion évaporation donnée, la section efficace augmente avec l'augmentation de SIGRO.

### 9.5.2 Méthode 2 : cas d'une condition sur la même voie de deux réactions voisines différentes

Pour étudier ce cas, on va considérer les deux réactions avec cible de Plomb suivantes :



Nous allons nous intéresser aux voies 2n de ces deux réactions. Les sections efficaces expérimentales de ces voies sont connues.

De même que le cas précédent la condition expérimentale  $\sigma_{2n} = 12nb$  est fixée sur la réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  ce qui donne d'ailleurs la même courbe que le cas précédent. Une autre condition expérimentale est posée cette fois-ci sur la voie 2n de la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $\sigma_{2n} = 3\mu b$ , cette condition va donc donner une seconde courbe dans le plan [SHELL0, XTH] (courbe en rouge). la figure 9.17 représente le tracé de ces deux courbes en fonction de SHELL0 et XTH (pour la même raison que précédemment, la valeur de SIGRO est toujours fixée à 5)

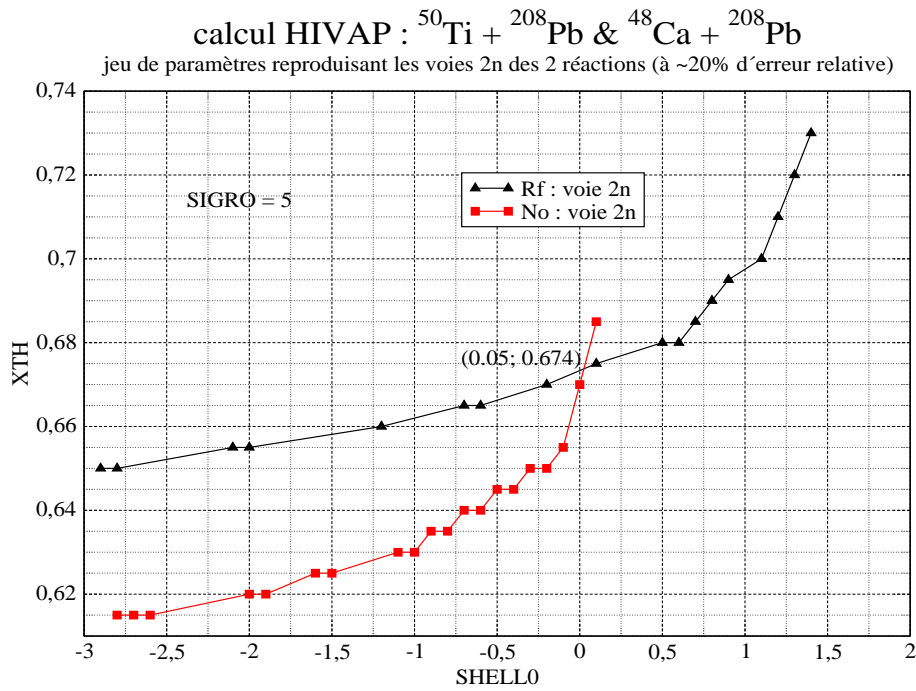


FIG. 9.17 – Jeu de paramètres permettant de reproduire les sections efficaces expérimentales de la voie 2n des réaction  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  et  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$

Les deux courbes se croisent autour de la région SHELL0 = 0 et XTH = 0,675.

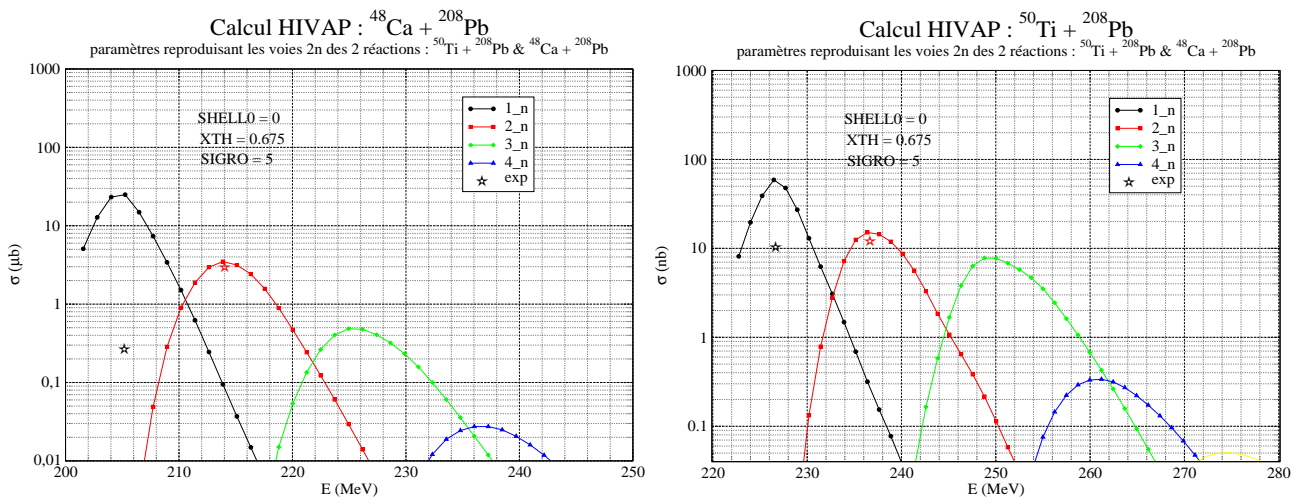


FIG. 9.18 – Fonctions d'excitation HIVAP correspondant au jeu de paramètres SHELL0=0 et XTH=0.675, permettant de reproduire la voie 2n des réactions de référence  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  et  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  pour un jeu de paramètres obtenu selon la méthode 2

La figure 9.18 représente les fonction d'excitation correspondant au jeux de paramètre obtenue avec cette condition. Le petit décalage sur la valeur maximale de  $\sigma_{2n}$  est due à la contrainte

imposée par le code sur le paramètre XTH qui ne peut varier que par pas de 0.005 ou plus. On remarque aussi, comme nous l'avons vu précédemment, que la voie de réaction est très sensible à ce paramètre. La voie 1n est nettement surestimée avec ce jeu de paramètres.

Calculons maintenant, comme nous l'avons fait dans la section 9.5.1, en utilisant ces paramètres, les sections efficaces d'autres réactions voisines. La figure 9.19 représente ces calculs pour différentes réactions.

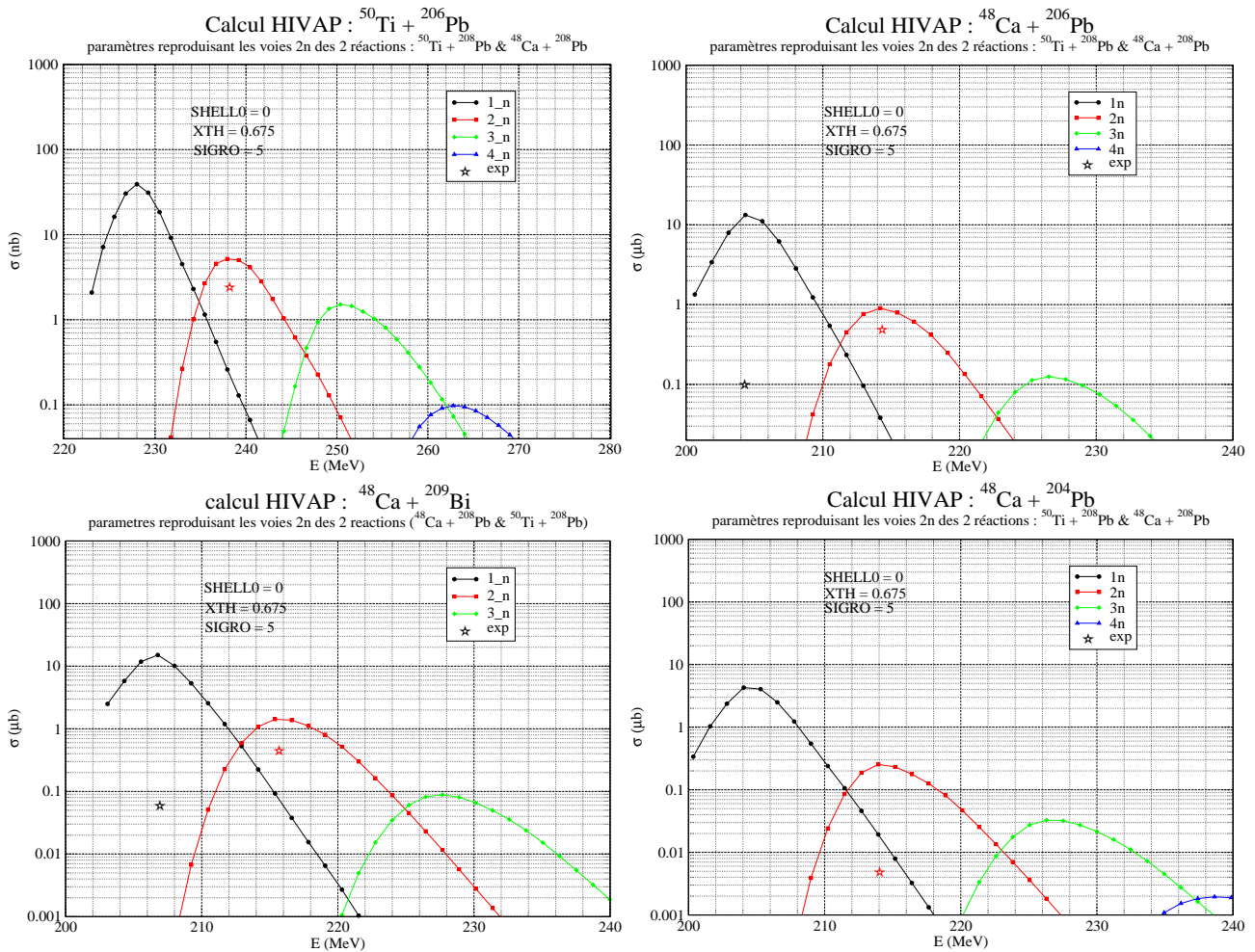


FIG. 9.19 – Calculs HIVAP pour quelques réactions proches des réactions  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  et  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  avec le jeu de paramètres obtenu avec la méthode 2

	réaction	$^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb}$	$^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb}$	$^{48}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$	$^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi}$
$\sigma_{1n}(\mu b)$	expérience			0.1	0.061
	HIVAP	0.039	4.26	13.3	15.1
$\sigma_{2n}(\mu b)$	expérience	0.0024	0.005	0.5	0.44
	HIVAP	0.0053	0.25	0.9	1.4

TAB. 9.3 – Valeurs de sections efficaces HIVAP pour quelques réactions proches des réactions de référence  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  et  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  pour un jeu de paramètres obtenu selon la méthode 2

D'après le tableau 9.3, on constate la même chose que dans les cas précédents concernant la voie 1n. Celle ci est aussi très fortement surestimée avec cette méthode. La voie 2n est aussi dans ce cas plus ou moins bien reproduite en fonction des différentes réactions.

Dans ces deux cas, on s'est concentré sur des réactions plus symétriques, avec faisceaux lourds ( $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ). On constate qu'il est très difficile de reproduire la voie 1n avec des paramètres d'une réaction voisine. Ceci est plus ou moins possible pour la voie 2n mais à condition d'être très proche de la réaction dont on a extrait les paramètres, d'où l'importance d'effectuer de plus en plus de mesures de ces sections efficaces.

Qu'en est-t-il des réactions asymétriques ? Ces paramètres ne pouvant pas être utilisés pour simuler des réactions avec faisceaux plus légers, nous allons, pour définir les bons paramètres, suivre la même démarche pour une réaction asymétrique dont la section efficace expérimentale est connue.

### 9.5.3 Cas de réactions asymétriques : exemple de $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ avec la méthode 1

Nous allons dans ce cas considérer la réaction asymétrique  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$  (fusion chaude) comme réaction de référence et l'utiliser pour trouver un jeu de paramètres adéquat en suivant la méthode 1 (prédiction de deux voies de réaction pour une seule réaction). On vérifiera par la suite l'extrapolation sur des réaction asymétriques voisines. Il est important de noter que cette région ne bénéficiant plus de l'effet magique du  $^{48}\text{Ca}$  et du  $^{208}\text{Pb}$ , le nombre de neutrons évaporés est plus important. La condition expérimentale sera posée sur les voies 4n et 5n de cette réaction.  $\sigma_{4n} = 100 \text{ nb}$  et  $\sigma_{5n} = 200 \text{ nb}$ . La figure ci-dessous (9.20) représente les courbes 4n et 5n dans le plan [SHELL0, XTH]



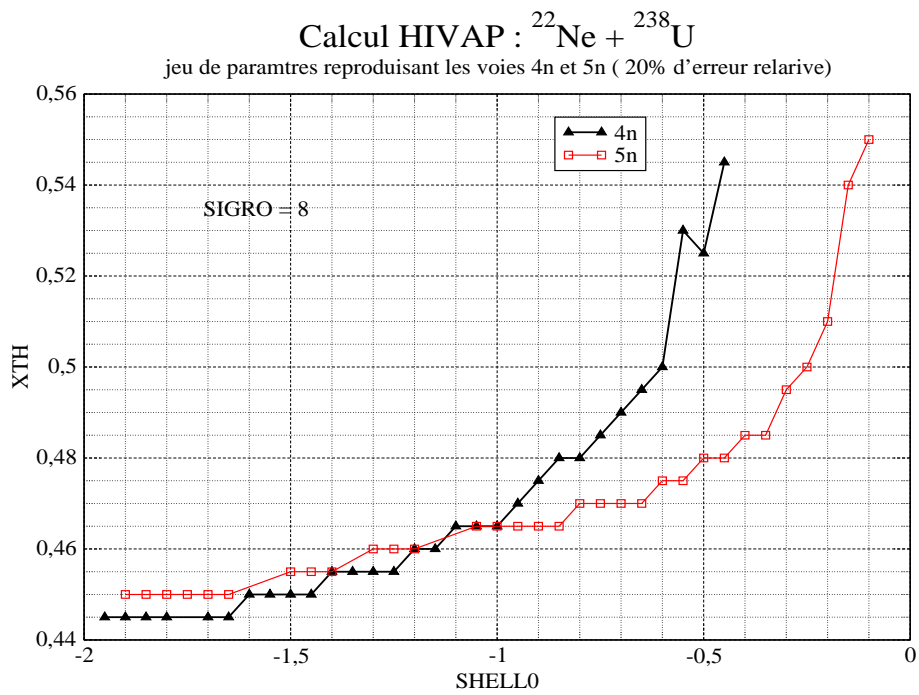


FIG. 9.20 – Jeu de paramètres permettant de reproduire la section efficace expérimentale des voies 4n et 5n (méthode 1) de la réaction de référence  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$

Les deux courbes se croisent autour de la région  $SHELL0 = -1.0$  et  $X_{TH} = 0,465$ .

Afin de vérifier la validité de l'extrapolation, calculons les sections efficaces d'autres réactions voisines en utilisant ces paramètres. La figure 9.21 représente ces calculs pour différentes réactions.

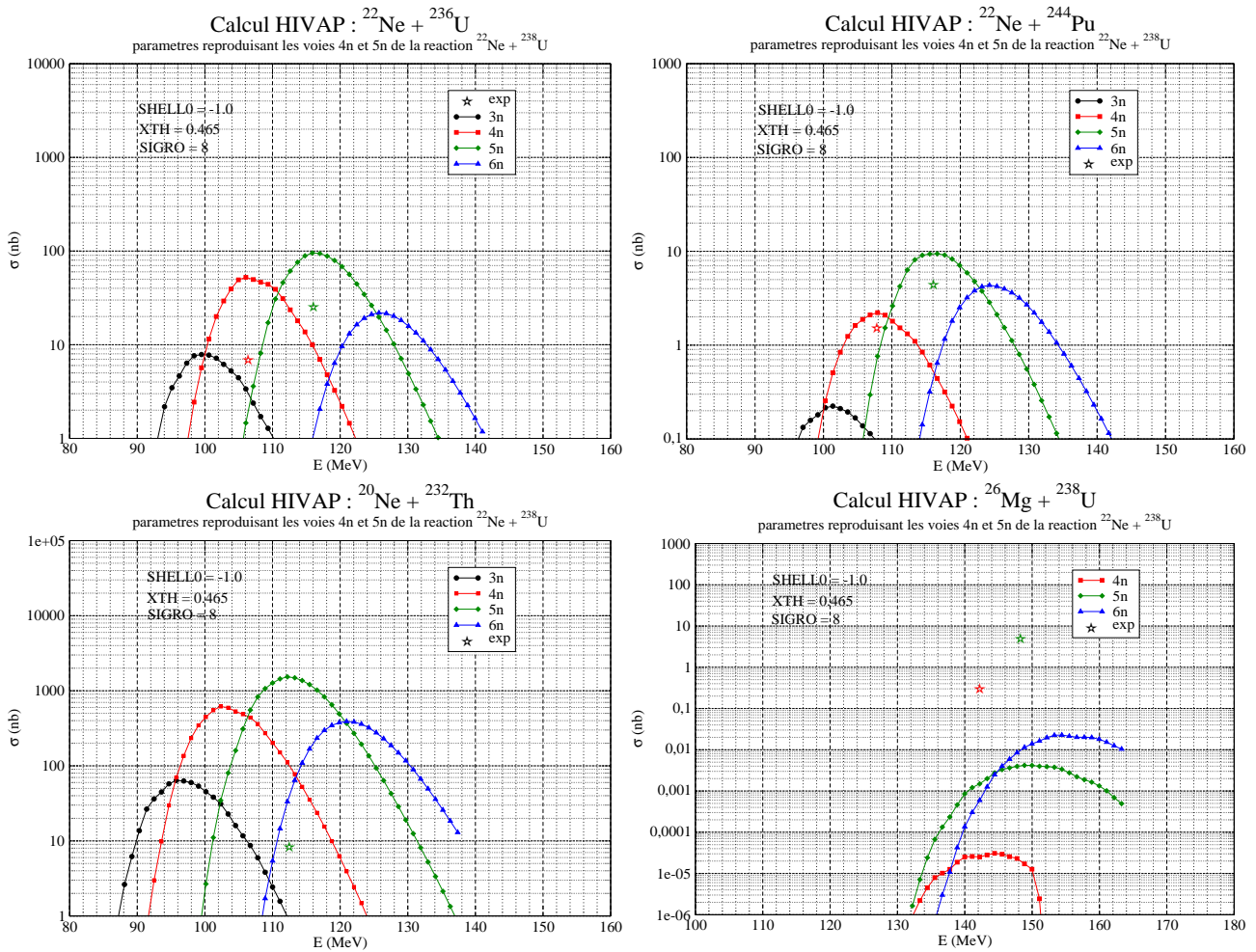


FIG. 9.21 – Calculs HIVAP pour quelques réactions proches de la réaction de référence  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$  pour un jeu de paramètres obtenu avec la méthode 1 (voies 4n et 5n)

	réaction	$^{22}\text{Ne} + ^{236}\text{U}$	$^{22}\text{Ne} + ^{244}\text{Pu}$	$^{20}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$	$^{26}\text{Mg} + ^{238}\text{U}$
$\sigma_{4n}(nb)$	expérience	7	1.5		0.3
	HIVAP	52	2.2	620	0.00003
$\sigma_{5n}(nb)$	expérience	25	4.4	8	1.5
	HIVAP	100	9.6	1500	0.004

TAB. 9.4 – Valeurs de sections efficaces HIVAP pour quelques réactions proches de la réaction de référence  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$  pour un jeu de paramètres obtenu avec la méthode 1 (voies 4n et 5n)

Une comparaison entre valeurs expérimentales et simulées avec le jeu de paramètre obtenu selon la méthode 2 (sur les voies 4n et 5n) est donnée dans le tableau 9.4 pour des réactions de

fusion chaude voisine de la réaction de référence  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ . On constate une reproduction relativement bonne (à un ordre de grandeur près) des sections efficaces expérimentales pour les deux réactions  $^{22}\text{Ne} + ^{236}\text{U}$  et  $^{22}\text{Ne} + ^{244}\text{Pu}$ . Pour la réaction  $^{20}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ , la voie 5n est mal reproduite, de même que pour les voies 4n et 5n de la réaction  $^{26}\text{Mg} + ^{238}\text{U}$  où l'erreur atteint plusieurs ordres de grandeur.

**Conclusion :** D'après l'étude qui précède, on peut dire que l'extrapolation des sections efficaces à l'aide de HIVAP par l'utilisation de jeux de paramètres d'une réaction de référence peut se faire moyennant une erreur pouvant aller jusqu'à 5 fois la valeur réelle de la section efficace. Cette méthode peut être basée sur deux critères différents. Le premier consiste à trouver un jeu de paramètres qui reproduit deux voies différentes pour une réactions données, ces deux voies dépendent des données expérimentales disponibles (par exemple, les voies 1n et 2n pour une fusion chaude et les voies 4n et 5n pour une fusion froide). Le second critère consiste à simuler une seule voie d'évaporation donnée pour deux réactions voisines différentes et en déduire un jeu de paramètre adéquat. On constate que les deux méthodes sont peu fiables dès lors que l'on s'éloigne du couple cible-projectile de référence d'une valeur de Z ou de N supérieur à 2. Il faut donc être prudent dans l'utilisation de HIVAP notamment lorsqu'on tente de simuler les sections efficaces dans une région de masse inconnue autour de laquelle on n'a pas de valeurs mesurées. Il faut aussi tenir compte du degré de fiabilité des mesures expérimentales. Des valeurs entachées de grandes erreurs peuvent fausser la simulation. Les jeux de paramètres obtenus dans cette simulation selon les deux méthodes sont présentés dans le tableau ci-dessous.

	réaction référence	Méthode	Critère	SHELL0	XTH	SIGRO
Fusion froide	$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$	Méthode 1	1n et 2n	-0.7	0.665	5
Fusion froide	$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ et $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$	Méthode 2	2n	0.05	0.674	5
Fusion chaude	$^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$	Méthode 1	4n et 5n	-1.0	0.465	8

TAB. 9.5 – Jeux de paramètres HIVAP obtenu selon les deux critères utilisés et pour deux réactions de référence.

## Quatrième partie

### Expériences

# Chapitre 10

## Expériences VHE

### 10.1 Spectroscopie du $^{256}\text{No}$ (Z=102) et $^{256}\text{Rf}$ (Z=104)

Les travaux d'optimisation présentés dans les chapitres 2 et 7 associés à une phase de prospection nous ont permis de dégager quelques expériences clé discutées au chapitre 8. Parmi celles-ci nous pouvons retenir l'étude spectroscopique des noyaux très lourds  $^{256}\text{No}$  (Z=102) et  $^{256}\text{Rf}$  (Z=104) peuplés via les réactions :



Comme nous allons le voir, ces deux réactions sont d'une importance particulière. Nous avons donc, en collaboration avec des collègues européens proposé ces expériences qui ont été acceptées par le PAC de Jyväskylä.

### 10.2 Motivations physiques

On a vu au chapitre 2 que les SHE doivent leur existence aux effets de couches et que la localisation précise et l'existence même de l'îlot de stabilité correspondant n'est pas encore expérimentalement établi. De ce fait, la recherche des éléments super-lourds est principalement guidée par les calculs théoriques et la prédiction du nombre magique correspondant est d'un grand intérêt. Étant donné que les différentes descriptions théoriques ne s'accordent pas pour les mêmes nombres magiques, toute indication indirecte qui pourrait être extraite à partir d'expériences menées sur la spectroscopie des VHE donnerait un bon point d'ancrage.

Nous avons montré au chapitre 2 le fait que la déformation nucléaire a une influence forte sur les positions des orbitales à une particule. L'exemple des noyaux superdéformés a bien montré le rôle crucial des états "intrus" dans la structure de ces noyaux, ces orbitales à J élevé étant très sensibles à la rotation, le moment d'inertie dynamique de ces noyaux est fortement influencé par la présence de telles orbitales autour de la surface de Fermi.

Comme on a pu le voir au chapitre 2, sur les schémas à une particule proton et neutron [11] (cf. fig. 2.1 2.2, pour N=152, 154 et Z=102, 104), les niveaux de Fermi des noyaux  $^{256}\text{Rf}$  et

$^{256}\text{No}$  se situent dans une région de gaps déformés. Ces gaps sont fermés par des orbitales de grand J. Le gap déformé  $Z=102$  est assez large ( $\alpha_{20} \sim 0.1$  à  $0.3$ ), le gap à  $Z=104$  est lui plus étroit ( $\alpha_{20}$  autour  $0.25$ ). Pour les neutrons, le gap  $N=152$  correspond à une déformation  $\alpha_{20}$  d'environ  $0.25$  tandis que celui à  $N=154$  correspond à une déformation légèrement plus élevée. Plus la déformation est grande dans ces noyaux, plus les orbitales à haut J sont près du niveau de Fermi.

Il faut préciser que l'occupation de ces orbitales situées au dessus du niveau de Fermi pour les isotopes de Nobelium et de Rutherfordium est due aux corrélations d'appariement. Les calculs ont montré qu'elles jouent un rôle important dans cette région de masse. Il est donc possible de prévoir, pour ces noyaux, une dynamique de rotation basée sur ces orbitales proton et neutron à fermeture de gap.

L'étude de tels noyaux, où l'on retrouve une coïncidence de gaps déformés neutron et proton fermés par une orbitale à grand J, apportera donc des informations sur la structure nucléaire, au niveau de Fermi, des éléments super-lourds.

### 10.3 Le $^{256}\text{No}$

L'élément  $^{256}\text{No}$  ( $Z=102$ ) est situé à la frontière de la région des éléments super-lourds. Le comportement de ce noyau résulte de l'effet de la coïncidence de deux gaps, l'un dû aux protons ( $Z=102$ ) et l'autre dû aux neutrons ( $N=154$ ). En raison de la déformation et tout comme les autres isotopes étudiés précédemment, le  $^{256}\text{No}$  devrait montrer une structure rotationnelle. D'après les calculs théoriques, si on suppose que le noyau de Nobelium est déformé avec un  $\alpha_{20}$  de  $0.25$ , il est un bon candidat pour observer la manifestation de la signature des moments à haut J et placer une contrainte sur la position du gap superlourd. À travers les corrélations d'appariement, les effets d'occupation des orbitales proton et neutron à haut J qui se situent près de la surface de Fermi dans le cas de ce noyau de Nobelium devrait produire des effets particuliers dans le moment dynamique d'inertie  $J^{(2)}$  dû à l'abaissement et l'alignement produit par la rotation.

Le section efficace de production du  $^{256}\text{No}$  a été mesurée et estimée à  $100$  nb [46] ce qui le rend accessible avec le dispositif expérimental JUROGAM-RITU-GREAT. Pour toutes ces raisons, nous avons jugé que l'étude spectroscopique de ce noyau était importante. La comparaison avec les valeurs déjà mesurées de  $J^{(2)}$  dans cette région confirmeront ce point. En raison du gap  $N=154$ , nous nous attendons à une déformation légèrement plus grande pour cet isotope de Nobelium par rapport à l'isotope plus léger déjà étudié.

Pour résumer, avec l'information que nous comptons extraire à partir de cette expérience, selon le comportement des moments dynamiques d'inertie  $J^{(2)}$  de la bande rotationnelle qui sera observée dans le  $^{256}\text{No}$ , nous serons en mesure de donner de bons guides aux différents modèles théoriques. Ceci permettra une meilleure prédiction de la séquence à une particule et plus tard une meilleure prédiction des nombres magiques pour l'îlot de stabilité.

### 10.3.1 La réaction

L'étude spectroscopique de ce noyau est entreprise via la réaction :



La détection et l'identification du noyau de  $^{256}\text{No}$  est réalisée à l'aide de la méthode RDT (voir Chapitre 6). Les noyaux fils produits par décroissance alpha peuvent être étudiés par spectroscopie gamma et électron au plan focal du spectromètre de recul RITU. On traitera dans la section suivante la faisabilité de cette réaction par l'étude de simulations effectuées sur la base des paramètres de cette réaction.

Le noyau  $^{256}\text{No}$  peut être vu en tant que père du  $^{252}\text{Fm}$  par décroissance alpha, sa durée de vie est mesurée à 3.3 s et la branche principale de décroissance (99.5%) est un alpha menant au  $^{252}\text{Fm}$  (la fission spontanée représente seulement 0.5%). Puisque ce noyau a une vie moyenne de 25.4 heures, les lignes  $\alpha$  seront distinctes et il sera possible de sélectionner l'information correspondante (voir figure 10.2). Comme on peut le constater, cette décroissance  $\alpha$  va principalement à l'état fondamental du  $^{252}\text{Fm}$  avec une branche minoritaire vers l'état  $2^+$ . Il ne sera donc pas possible d'effectuer une spectroscopie électron et gamma en coïncidence pour ce noyau fils.

En même temps, en raison de la valeur relativement haute de la section efficace de la voie  $5n$  à l'énergie choisie, nous observerons également la décroissance du  $^{255}\text{No}$ . Comme on le voit sur la figure 10.1, ce noyau décroît selon 2 voies : radioactivité  $\alpha$  et capture électronique. Puisqu'il y a déjà eu des prises de données concernant ce noyau par les expériences avec faisceau de  $^{48}\text{Ca}$ , nous n'apporterons probablement pas de nouvelles informations de ce côté.

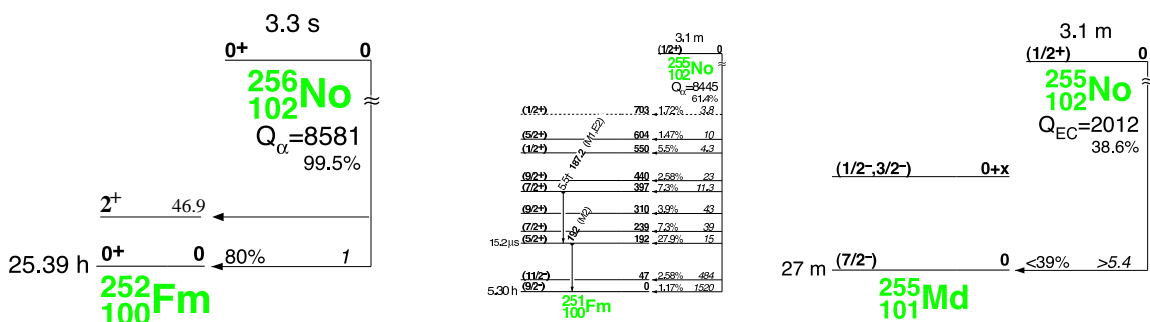


FIG. 10.1 – Schémas de décroissance pour  $^{255-256}\text{No}$ , d'après [44]

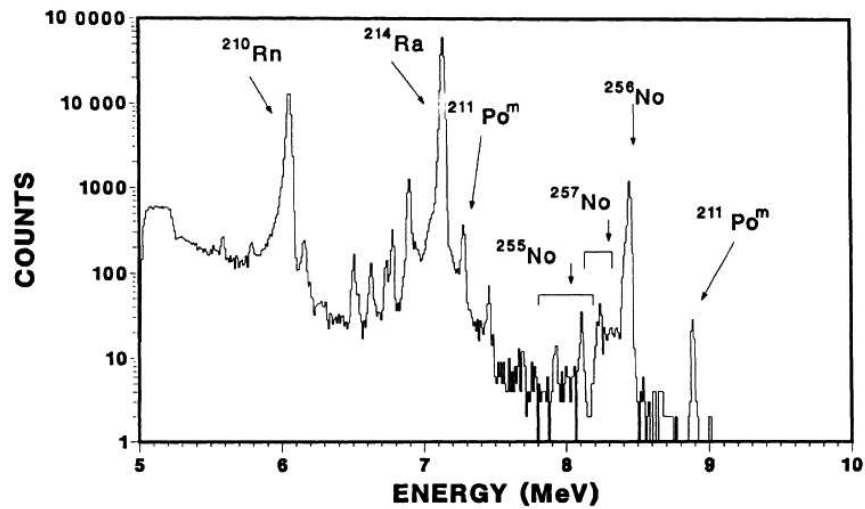


FIG. 10.2 – Spectre alpha mesuré dans l'expérience  $^{248}\text{Cm}(^{12}\text{C}, 4n)^{256}\text{No}$  [45]

### 10.3.2 Simulation des spectres $\alpha$

Pour les besoins de l'expérience et afin d'avoir une idée préalable sur les spectres  $\alpha$  attendus, j'ai effectué une simulation de ces spectres sur la base des paramètres de l'expérience pour plusieurs valeurs de l'énergie du faisceau. Cette simulation tient compte des valeurs de :

- La section efficace des différentes voies de réactions
- L'intensité de faisceau ( $I = 60 \text{ pA}$ )
- L'efficacité des détecteurs (50%)
- La transmission du séparateur (13%)
- L'épaisseur de cible ( $e = 0.15 \text{ mg/cm}^2$ )

En ce qui concerne la section efficace, plusieurs valeurs seront traitées ( $\sigma_{4n} = 25, 30, 40 \text{ nb}$  et  $\sigma_{5n} = 20, 40, 60, 200 \text{ nb}$ ) relativement aux énergies du faisceau utilisé.

Le bruit de fond a été estimé sur la base de celui d'un test précédent sur un run de 10.3 heures, avec une intensité de faisceau de 70 pA et une épaisseur de cible de  $0.3 \text{ mg/cm}^2$  et une transmission de 9.2%

Une intégration entre les canaux 9000 keV et 10000 keV donne un bruit de fond d'environ 90 coups c'est à dire 9 coups par tranche de 100keV.



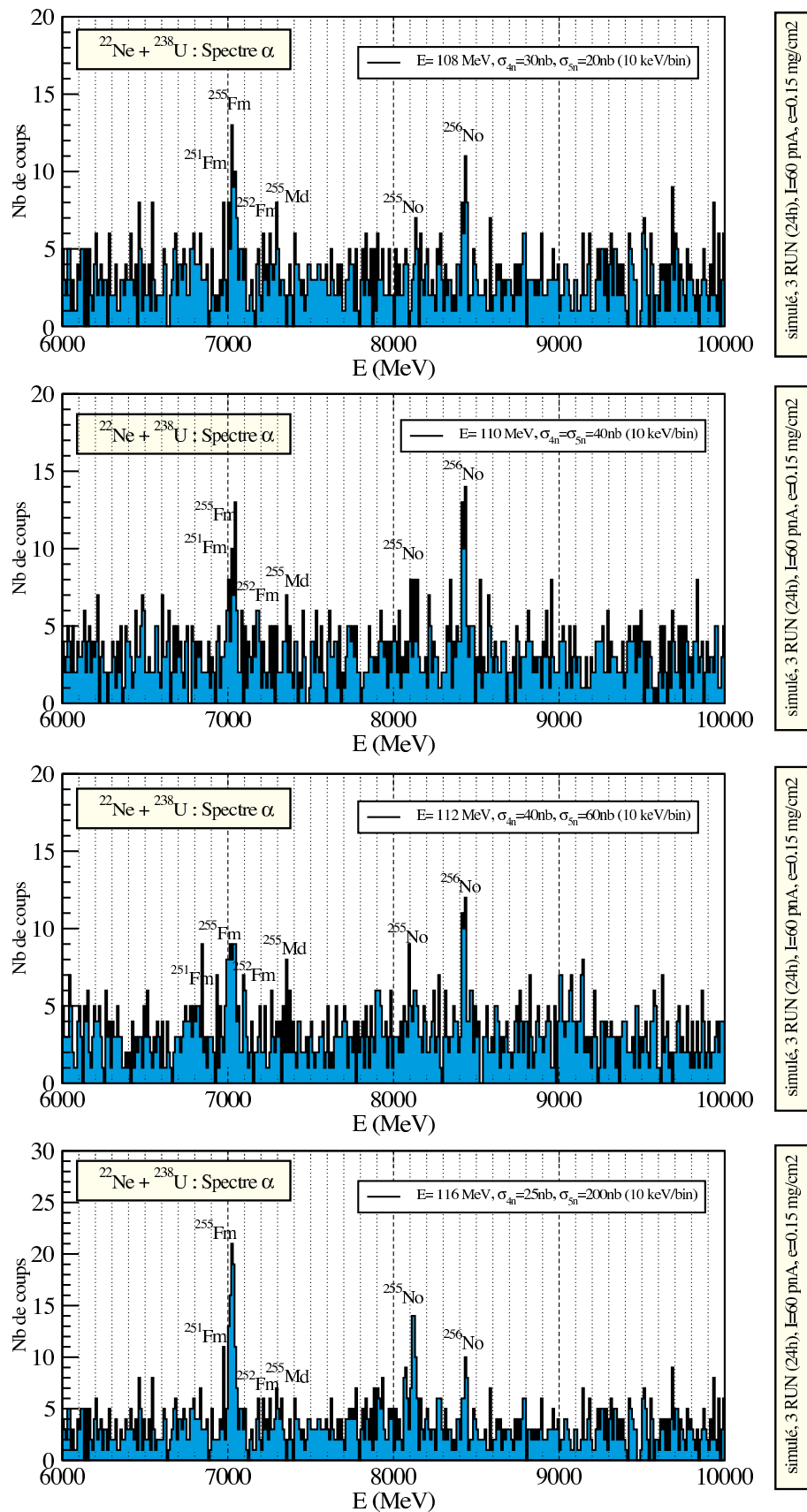


FIG. 10.3 – Spectres  $\alpha$  simulés de la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{256}\text{No} + 4n$  pour différentes valeurs d'énergies incidentes

### 10.3.3 Conditions expérimentales

Notre but est de produire le  $^{256}\text{No}$  au moyen de la réaction de fusion-évaporation :



La section efficace mesurée pour cette réaction se situe entre 40 et 100 nb [46]. Ceci est confirmé par les calculs de HIVAP qui donnent une énergie de réaction légèrement inférieure (voir figure 10.5). Nous considérons maintenant que ces valeurs de la section efficace peuvent être expérimentalement atteintes avec le dispositif actuel JUROGAM + RITU + GREAT.

Étant donné le caractère léger du faisceau, l'énergie de recul du  $^{256}\text{No}$ , de l'ordre de 8 MeV, ne sera pas suffisante pour traverser les feuilles de Mylar du détecteur à gaz MWPC (cf. chapitre 3.1.4). Il sera donc nécessaire de démonter ce détecteur et ainsi accepter de perdre une partie (pas trop grande) du pouvoir sélectif de GREAT.

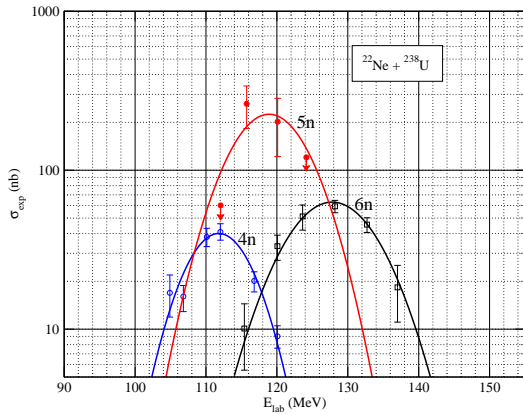


FIG. 10.4 – Section efficace expérimentale [46]

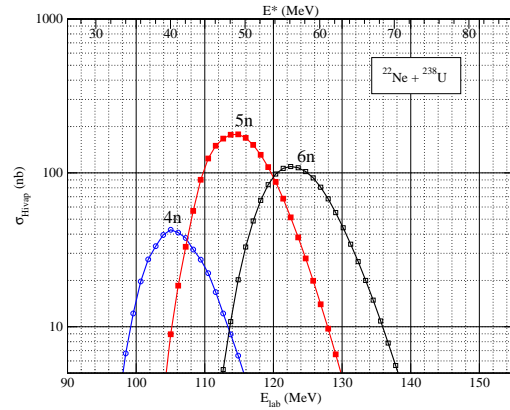


FIG. 10.5 – Section efficace calculée par HIVAP

L'énergie de faisceau et l'épaisseur de cible sont choisies de sorte que le maximum de la fonction d'excitation de la voie 4n soit couvert sans perdre trop d'énergie et obtenir un straggling angulaire minimum dans la cible. Dans ces conditions, les résidus d'évaporation ont assez d'énergie (un minimum de 7.9 MeV en sortie de la cible pour une réaction en début de cible) pour s'implanter et être détectés au plan focal de RITU (en l'absence du MWPC).

Étant donné les incertitudes sur la section efficace sur lesquelles on a basé cette proposition, on prévoit la mesure de la fonction d'excitation avant de lancer l'expérience. Nous aurons besoin de 3 à 4 points, correspondant à approximativement 3 jours de temps de faisceau, y compris les changements de l'énergie. Pendant cette phase et pendant l'expérience, nous avons prévu de surveiller la température de cible par l'utilisation d'un pyromètre optique (le point de fusion de l'uranium est autour de 1132°C). Une fenêtre consacrée existe déjà dans la chambre de cible et le pyromètre a été calibré à l'IPHC. Basé sur la transmission mesurée de 10% de la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$  ( $0.25 \text{ mg/cm}^2$ ) et l'acceptance correspondante donnée par les calculs de SRIM, dans notre cas, nous avons estimé la transmission à 13% pour une cible  $0.20 \text{ mg/cm}^2$  et à 8% pour une cible de  $0.4 \text{ mg/cm}^2$ .

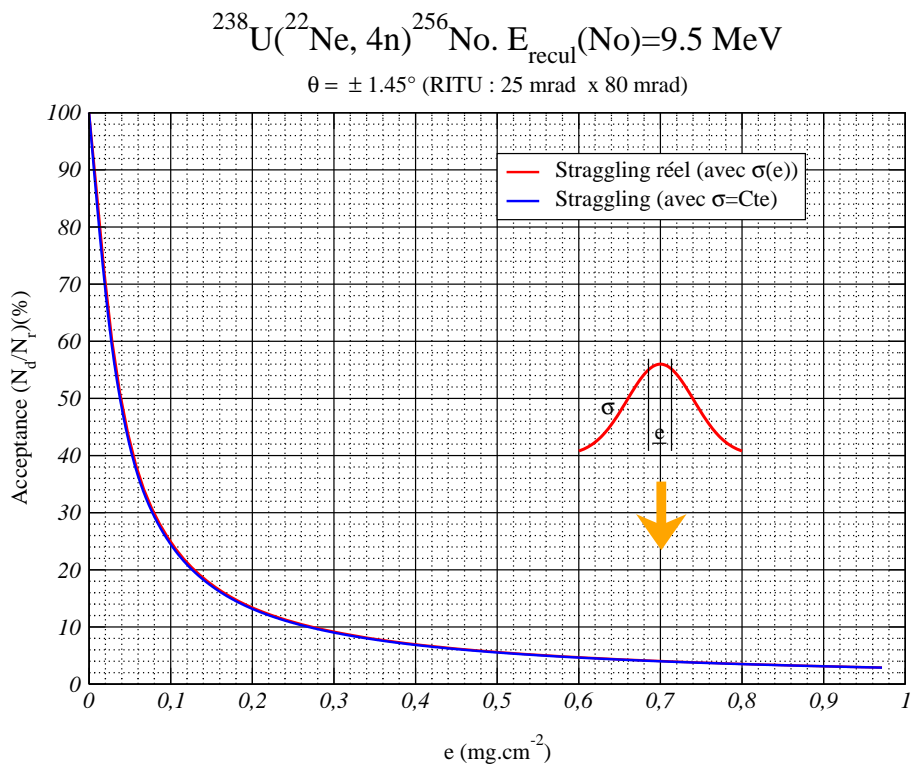


FIG. 10.6 – Influence de l'épaisseur de cible sur l'acceptance angulaire de RITU (Stragglng angulaire)

La figure 10.6 représente une simulation (à l'aide du code SRIM) du stragglng angulaire dans la cible d'Uranium. L'acceptance (le rapport entre le nombre de reculs produit et le nombre de reculs qui entre dans le cône d'ouverture de RITU) en fonction de l'épaisseur de cible en tenant compte d'une fonction d'excitation centrée sur la largeur de la cible. Cette courbe a été calibrée avec des valeurs de transmissions mesurées de la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ . Pour les épaisseurs de cibles utilisées (de l'ordre de  $0.2 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ), on constate une transmission de RITU d'environ 12.5%

### 10.3.4 Cibles tournantes

L'intensité maximum de faisceau qui a été employée sans risque de faire fondre la cible dans les expériences antérieures de No avec faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  sur cible de Plomb (fixe) d'une épaisseur de  $0.5 \text{ mg}/\text{cm}^2$  est de 25 pA [43]. Elle correspond à une puissance maximum dissipée du faisceau de  $5.3 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  sur la cible. Il est à noter que le taux de comptage lié à la fission impose également une limite supérieure sur l'intensité. Ce taux, estimé pour l'expérience, sera sensiblement le même que lors de l'expérience du  $^{254}\text{No}$ . Nous serons donc limités par les mêmes conditions. Pour cette proposition, nous avons estimé qu'une intensité de 30 pA sur une cible  $0.4 \text{ mg}/\text{cm}^2$  ou de 60 pA sur  $0.2 \text{ mg}/\text{cm}^2$  pourrait être des valeurs raisonnables. D'un point de vue thermique ces 2 cas sont équivalents et correspondent à un dépôt d'énergie de  $4.3 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  pour un énergie de faisceau de 112 MeV.



FIG. 10.7 – Vue de la cible rotative développée à l'IREs et montée à l'entrée de RITU

Au début de ma thèse, j'ai participé au développement d'un système de cible tournante qui a été installé à Jyväskylä en février 2003 et est utilisé depuis dans la majeure partie des expériences réalisées avec JUROGAM (cf. fig. 10.7). Puisqu'on prévoit l'utilisation d'une cible radioactive, il sera de toute façon plus sûr de fonctionner avec la cible tournante. Selon la surface de cible, l'Uranium qu'elle contient induit une activité inférieure à 20 Bq. Du point de vue du taux gamma dans les différents détecteurs Ge (principalement due à la fission induite), cette radioactivité naturelle n'a aucun impact. Les cibles d' $^{238}\text{U}$  utilisées sont de deux types (voir tableau 10.1). L'une en Uranium métallique réalisée sur le séparateur Sidonie au CSNSM et l'autre sous la forme d'un composé qui est l' $\text{UF}_4$  produite par évaporation au GSI. Nous disposons de plusieurs cibles pour le système de cible tournante aussi bien que des cibles fixes de format d'EUROGAM II.

Cible	$\text{UF}_4$ ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	U M/F ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	C- $\mu\text{g}/\text{cm}^2$
1	201	152	29
2	220	167	29
3	217	164	30
4	239	181	29
5	232	176	30
6	223	169	31
7	217	164	31
8	207	157	31
9	229	174	31
10	226	171	32

TAB. 10.1 – Liste des cibles d'U métallique et d' $\text{UF}_4$  préparées pour les besoins de l'expérience

### 10.3.5 Résultats expérimentaux et discussion

Étant donné la faible section efficace de réaction, et afin de se placer à la bonne énergie de faisceau pour notre expérience, on a prévu de mesurer d'abord une fonction d'excitation pour une meilleure estimation du maximum de la section efficace de la voie 4n. Cette mesure a fait l'objet du test pour lequel nous avons eu trois jours de faisceau en juillet 2006.

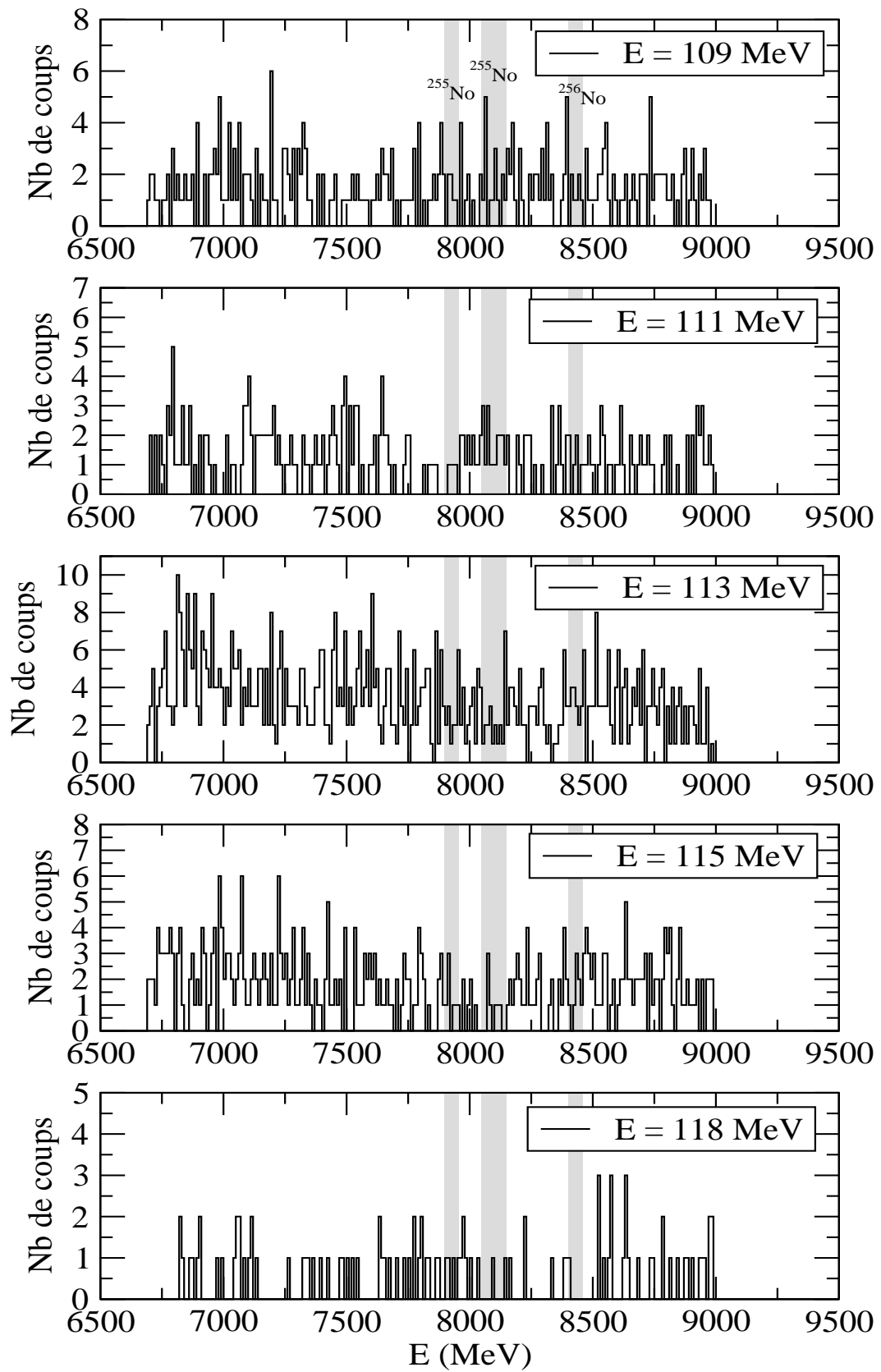
Les détecteurs Germanium de JUROGAM et du plan focal ont été calibré à l'aide de sources  $\gamma$  d' $^{152}\text{Eu}$ , de  $^{133}\text{Ba}$  et de  $^{60}\text{Co}$ ; Le DSSSD de GREAT a quand à lui été calibré à l'aide d'une tri-source  $\alpha$  ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  et  $^{244}\text{Cm}$ ). Le réglage des paramètres magnétiques de RITU ainsi que la vérification des spectres  $\alpha$  sur le système d'acquisition ont été effectués à l'aide des réactions connues suivante :  $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$  et  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ . En effet, la calibration en source est faite avec une source extérieure au Si, placée devant le détecteur, alors que dans la pratique les particules  $\alpha$  mesurée durant l'expérience sont émises au sein du DSSSD par le noyau qui s'y implante. De fait, on n'a pas d'effet de zone morte d'où un petit écart entre la calibration en source et en faisceau.

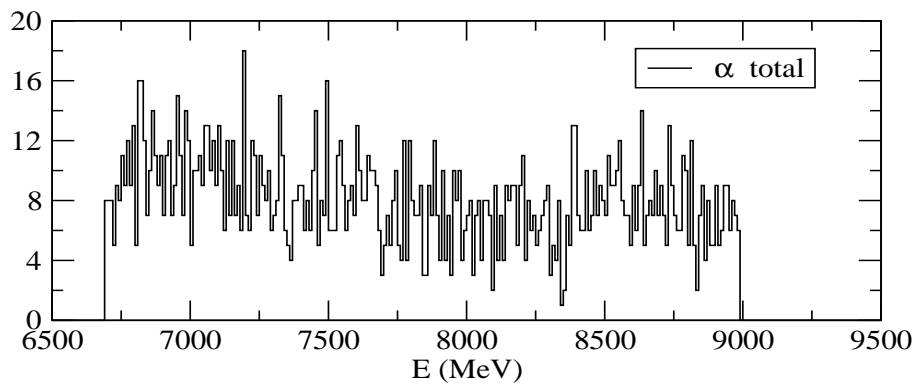
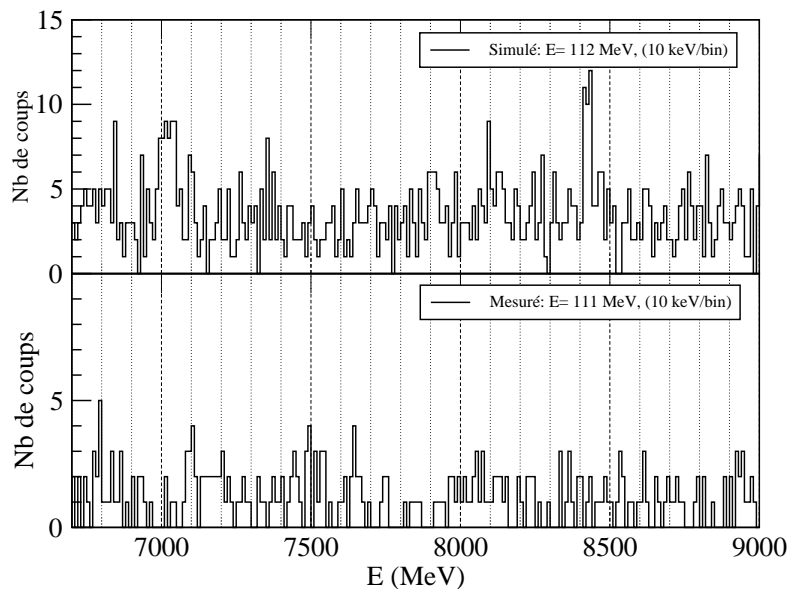
Énergie faisceau (MeV)	Cible (mg/cm <sup>2</sup> )	Intensité faisceau (pnA)	temps de faisceau
109 MeV	U (0.2) - UF4 (0.2)	30-60 pnA	21.7 heures
111 MeV	U (0.2)	60 pnA	23.1 heures
113 MeV	U (0.2) - UF4 (0.207)	40-60 pnA	45.9 heures
115 MeV	U (0.2) - UF4 (0.207)	40-60 pnA	40.0 heures
118 MeV	U (0.2) - UF4 (0.207)	40-60 pnA	11.4 heures

TAB. 10.2 – Les différents runs pour mesurer une fonction d'excitation pour la réaction

Le tableau ci-dessus (10.2) résume les différentes valeurs d'énergie de faisceau utilisées pour la fonction d'excitation, ainsi que les cibles, les intensités et le temps de faisceau correspondant à chaque valeur d'énergie. On a donc balayé toute la gamme d'énergie entre 109 MeV et 118 MeV pour essayer de retrouver le maximum de la fonction d'excitation.

La figure 10.8 représente les spectres  $\alpha$  corrélés à une implantation d'un recul au plan focal, chaque spectre a été mesuré avec une valeur donnée de l'énergie du faisceau. On a indiqué la zone où on attend la raie  $\alpha$  du  $^{256}\text{No}$  et ceux du  $^{255}\text{No}$ , on constate qu'elles n'apparaissent sur aucun des spectres. La figure 10.9 représente la somme de ces run. Elle présente une statistique plus forte mais toujours aucune indication d'un pic à l'énergie attendue. Le but était, comme précisé plus haut, la mesure d'une fonction d'excitation. Le très faible taux de comptage ne doit pas nous surprendre. La méthode RDT utilisée avec GREAT permet une sélection très efficace et l'obtention de spectres très propres. On ne voit donc pas de pic  $\alpha$  émerger du bruit de fond et que l'on pourrait attribuer aux noyaux  $^{256}\text{No}$  ou  $^{255}\text{No}$  ou à l'un de leurs fils  $\alpha$ .

FIG. 10.8 – Spectres  $\alpha$  corrélés pour différentes valeurs d'énergie du faisceau

FIG. 10.9 – Spectres  $\alpha$  corrélés total (somme)FIG. 10.10 – Spectres  $\alpha$  corrélés, simulé (spectre supérieur) et mesuré (spectre inférieur) pour un temps de faisceau de 24 heures

Une comparaison entre les spectres  $\alpha$  obtenus par simulation (cf. fig. 10.3) et les spectres mesurés est donnée sur la figure 10.10. Une petite surestimation de la statistique dans la simulation, aucun pic  $\alpha$  n'a été observé.

Donc, contrairement à ce que montraient les simulations, le résultat était malheureusement négatif. Le "yield" était trop faible et on n'a pas pu observer les noyaux de  $^{256}\text{No}$  ou de  $^{255}\text{No}$ . Après analyse des données, on a pu isoler plusieurs causes qui peuvent être à l'origine de ce revers :

- Une perte due à un stragglng angulaire plus élevé que prévu induit soit par la cible, soit par le gaz de RITU soit par la combinaison des deux.
- Une surestimation de la section efficace de production
- Le réglage des paramètres expérimentaux.

Concernant l'effet du gaz dans RITU, on a travaillé à deux pressions, 0.3 mbar et 0.6 mbar. Les réactions  $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$  ( $0.25\text{ mg/cm}^2$ ) et  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$  ( $0.305\text{ mg/cm}^2$ ) ont été utilisées pour la calibration de RITU. Ce dernier a une transmission de l'ordre de 10% pour ces réactions assymétriques. Les noyaux de recul d'U et d'Ac produits dans ces deux réactions avaient, à la sortie de la cible, des énergies de recul de respectivement 10.8 MeV et 10.4 MeV, pour une énergie de faisceau de 118 MeV, et celui de  $^{256}\text{No}$  avait une énergie de 9.3 MeV. Ceci ne constitue pas une grande différence avec les deux autres réactions et a priori ne justifie pas la première hypothèse. Cependant, le stragglng des noyaux très lourds tels que le  $^{256}\text{No}$  est mal connu et n'a pas vraiment fait l'objet de tests auparavant à de telles énergies de recul. D'autres expériences sur des noyaux très lourds ont été effectuées à Jyväskylä, notamment sur le  $^{254}\text{No}$ , avec faisceau de  $^{48}\text{Ca}$ . Mais dans ce cas, l'énergie de recul du  $^{254}\text{No}$  est beaucoup plus élevée (40 MeV) et la transmission de 35 à 40%.

Les simulations du stragglng angulaire avant l'expérience ont été faites sans tenir compte du couplage des effets de la cible et du gaz. Ces deux effets ont systématiquement été simulés séparément. De plus, il est relativement compliqué d'ajouter à cet effet, pour plus de réalisme, l'effet du champ magnétique appliqué.

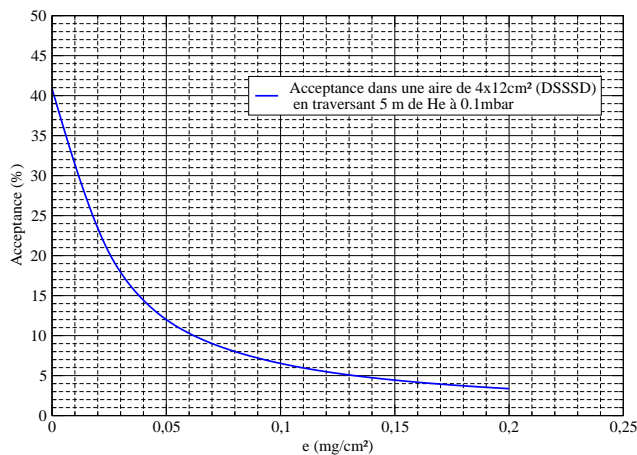


FIG. 10.11 – Transmission sur un parcours rectiligne avec l'aire réelle du DSSSD

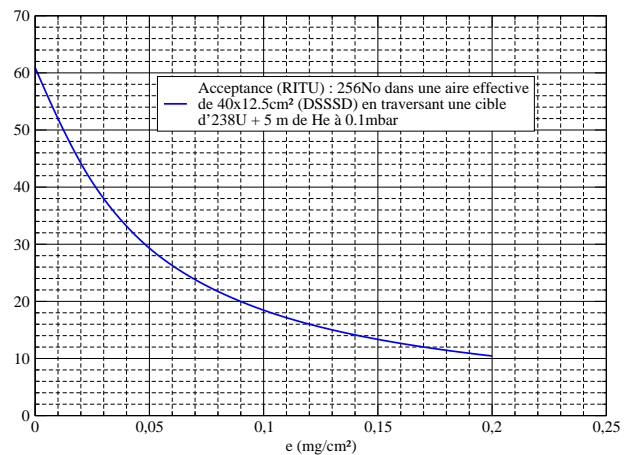


FIG. 10.12 – Transmission sur un parcours rectiligne avec une aire effective du DSSSD

Les simulations SRIM présentées sur les figures 10.11 et 10.12 ne tiennent pas compte des champs magnétiques et de la combinaison des deux effets de stragglng cible+gaz. Elles montrent que la transmission pour le No est d'environ 3.2% pour une longueur de gaz de 5m en trajectoire rectiligne (c'est à dire le nombre de noyaux dont la dispersion horizontale et verticale finale ne dépasse pas les dimension du DSSSD, normalisé au nombre de noyaux total). Mais pour obtenir une estimation correcte, il faut tenir compte de la focalisation des champs magnétiques, ce que SRIM ne permet pas de faire. Néanmoins, moyennant l'hypothèse d'une



focalisation complète sur l'aire des DSSSD dans le cas réel avec champs magnétiques et pour tous les noyaux dont l'angle solide d'émission est inférieur à l'ouverture de RITU, on peut estimer une surface effective dans le cas d'une trajectoire rectiligne et estimer sa transmission. Cette surface effective correspond donc à l'intersection du cône obtenu par prolongement de l'angle solide de RITU sur 5m de longueur, et un plan vertical.

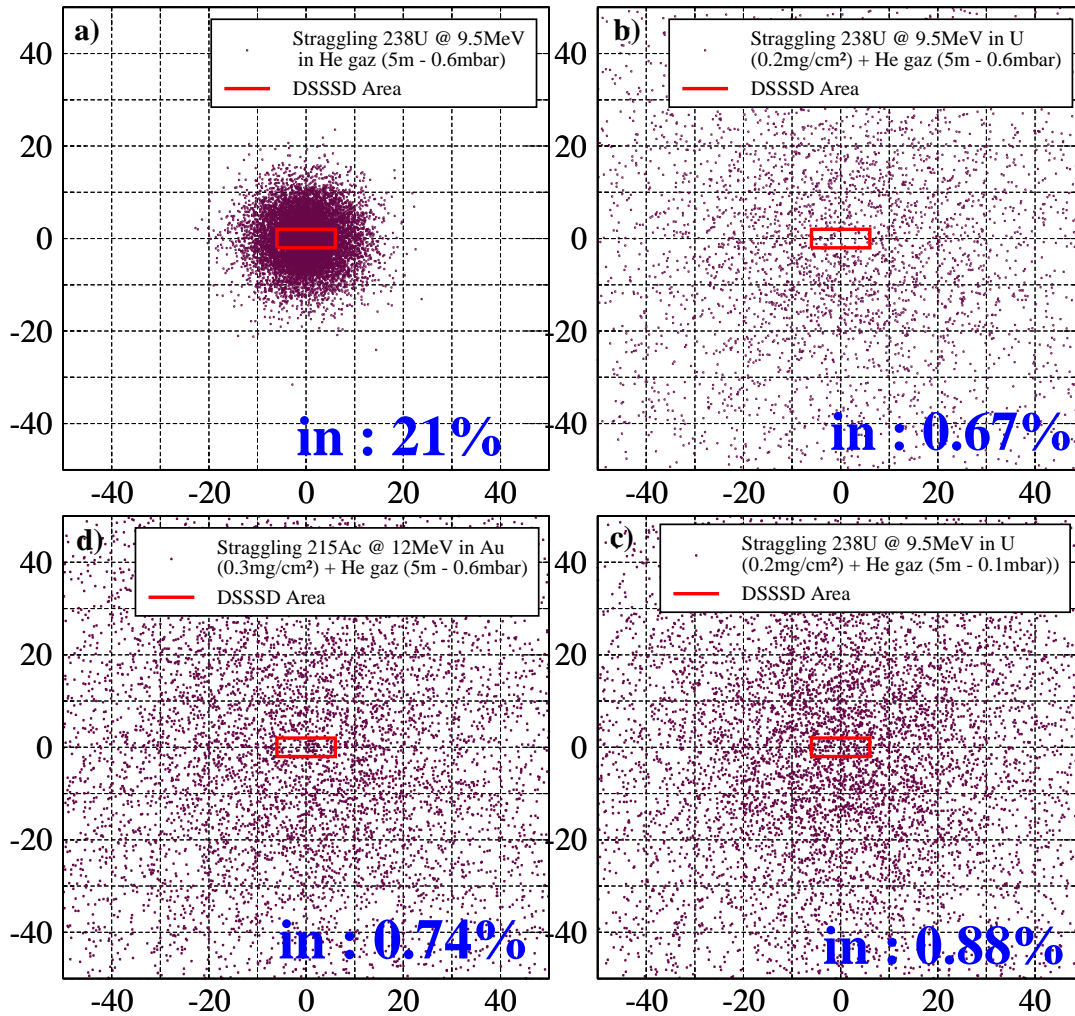


FIG. 10.13 – Transmission sur un parcours rectiligne avec une aire effective du DSSSD : a)  $^{238}\text{U}$  dans He seul à 0.6 mbar, b)  $^{238}\text{U}$  dans Cible U de  $0.2 \text{ mg/cm}^2$  + He à 0.6 mbar, c)  $^{215}\text{Ac}$  dans Cible Au de  $0.3 \text{ mg/cm}^2$  + He à 0.6 mbar, d)  $^{238}\text{U}$  dans Cible U de  $0.2 \text{ mg/cm}^2$  + He à 0.1 mbar

Sur la figure 10.13 est représentée une simulation SRIM du straggling d'un noyau lourd ( $^{238}\text{U}$ ) dans une cible d'Uranium et dans le gaz d'He à basse pression. La figure montre l'effet du straggling combiné dû à la cible et au gaz. Elle représente l'impact des noyaux sur un écran après la traversée de la cible et de 5 m d'He. Le rectangle en rouge représente la surface du détecteur DSSSD. La figure a) montre le straggling dans les 5 m de gaz d'He à une pression de 0.6 mbar sans cible, la proportion qui rentre dans l'aire du DSSSD est dans ce cas de 21%. Si

l'on rajoute la cible ( $0.2 \text{ mg/cm}^2$  d' $^{238}\text{U}$ ), cette proportion chute à 0.67% et elle est de 0.88% si on baisse la pression à 0.1 mbar (figure c) ).

Du fait que cette simulation ne tient pas compte de la focalisation du champ magnétique du séparateur, pour être plus réalistes, ces valeurs doivent être calculées en se calant sur une mesure expérimentale. La figure d) représente la simulation pour la réaction de calibration  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$  utilisée dans RITU. En se basant sur une transmission de 12% pour cette réaction, on obtient, pour la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$  une estimation de la transmission qui vaut  $12 \times (0.67/0.74) = 10.8\%$  pour une cible de  $0.2 \text{ mg/cm}^2$  et une pression de 0.1 mbar d'He. On retombe donc sur les chiffres expérimentaux, ce qui n'explique pas notre problème.

On conclut de cette étude que ces deux effets combinés sont de grande importance et qu'une étude de simulation plus minutieuse tout en tenant compte de la géométrie du séparateur et des paramètres magnétiques (à l'aide de logiciels plus appropriés comme Géant 4) est donc nécessaire pour pouvoir estimer correctement le straggling de ces noyaux très lourds et comprendre ce résultat.

La deuxième hypothèse sur une éventuelle surestimation de la section efficace de production qui pourrait être plus faible, peut être considérée peu plausible étant donné que deux expériences, une effectuée à Dubna [46] et l'autre très récemment au GSI [48], s'accordent sur cet ordre de grandeur de la section efficace (40 nb à une énergie de 112 MeV).

Pour ce qui est de la troisième hypothèse, l'équipe de RITU maîtrise bien les réglages magnétiques du séparateur, ceux-ci ont été effectués sur la base de la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$  qui a une section efficace élevée (3 mb). La surveillance des spectres  $\alpha$  du  $^{256}\text{No}$  en temps réel avec le programme Grain aurait pu nous permettre d'ajuster ces réglages pour un meilleur yield mais étant donné la trop faible section efficace, il aurait fallu attendre beaucoup de temps pour effectuer un réglage fiable, ce qui est justement notre problème. On a donc utilisé les paramètres de la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ . Mais rien ne garantit que ceux-ci correspondent suffisamment bien à notre réaction même si les calculs de champs le montrent, car si le straggling est apparemment plus important, la focalisation serait automatiquement affectée.

### 10.3.6 Conclusion

Il semble désormais clair à la lumière de ce test, que cette réaction ne peut pas être étudiée auprès de séparateurs à gaz. Il serait donc plus judicieux de la refaire sur d'autres sites avec des séparateurs à vide (comme SHIP au GSI). La construction du nouveau plan focal S3 avec son séparateur auprès de l'accélérateur SPIRAL 2 est en cours d'étude. Ce résultat pourra certainement éclairer certaines décisions dans le choix du type de séparateur à construire.

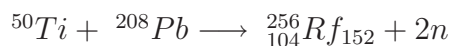
## 10.4 Le $^{256}\text{Rf}$ ( $Z=104$ )

Continuant la série d'expériences pour étudier la structure des éléments lourds, une proposition d'expérience pour la spectroscopie du noyau VHE  $^{256}\text{Rf}$  a été acceptée au PAC de Jyväskylä pour la prochaine campagne JUROGAM II. Cette proposition représente une prochaine étape ambitieuse dans le programme d'étude de la structure des éléments lourds. Pour certains le  $^{256}\text{Rf}$  fait plutôt partie de la famille SHE. Il se situe à la juste limite séparatrice entre la région nommée VHE et celle nommée SHE.

Comme on l'a vu précédemment, l'objectif de ce type d'expériences est d'étudier les orbitales quantiques nucléoniques présentent dans ces noyaux transfermiens. Le but sera donc de pouvoir signer explicitement l'orbitale nucléonique responsable de la fermeture de gaps stabilisant les noyaux super-lourds.

De la même façon que pour le noyau  $^{256}\text{No}$ , comme on l'a vu au chapitre 2, le  $^{256}\text{Rf}$  est situé lui aussi dans une région où coïncident deux gaps déformés, celui dû aux protons à  $Z=104$  et celui dû aux neutrons à  $N=152$  (cf. fig. 2.1 et 2.2). Il est donc un bon candidat pour l'observation d'une signature de moments à haut  $J$ . Du fait de la déformation et tout comme le  $^{256}\text{No}$ , le  $^{256}\text{Rf}$  devrait lui aussi présenter une structure rotationnelle.

Le  $^{256}\text{Rf}$  sera peuplé par le biais d'une réaction avec faisceau de  $^{50}\text{Ti}$  et cible de  $^{208}\text{Pb}$  :



L'énergie de bombardement optimale pour la voie  $2n$  est 241 MeV [49]. L'expérience sera effectuée en utilisant le dispositif RITU- JUROGAM II-GREAT. La section efficace de fusion-évaporation de la voie  $2n$  n'est que de 12 nb, mais avec les dispositifs expérimentaux actuels, cette limite est devenue accessible. Le but principal de l'expérience sera l'observation de la structure de la bande basée sur l'état fondamental du  $^{256}\text{Rf}$  et d'obtenir plus de données systématiques qui peuvent nous renseigner sur le comportement des isotones  $N=152$ . L'expérience sera effectuée en 2008. Avec une intensité de faisceau de 25 pA, on aura besoin, pour une collection de données suffisante de 60 noyaux  $^{256}\text{Rf}$  par jour, de 14 jours de temps de faisceau.

Ce type d'expérience de très faible section efficace présente plusieurs défis technologiques nécessitant des développements menés sur plusieurs fronts. D'une part, dans le but d'améliorer notablement le taux de comptage  $\gamma$  autour de la cible pour la spectroscopie prompt, une électronique digitale a été développée au sein du groupe. D'autre part des développements de chimie dont le but est de rendre la production des faisceaux isotopiques de  $^{50}\text{Ti}$  de haute intensité accessible. De plus, l'utilisation de hautes intensités a nécessité une étude de la thermique des cibles et a abouti à la construction d'un système de cible rotative (cf. section. 10.3.4) utilisée depuis août 2004 dans la plupart des expériences effectuées à JUROGAM.

Avec ces développements, le gain en efficacité du système se répartit comme suit :

- L'électronique digitale nous permettra de passer d'un taux de comptage d'un peu plus de 7000 kHz jusqu'à 40 à 60 kHz sans dégradation du signal ( $\text{GAIN} \times 5$ ). Le système de cible rotative permettra de maîtriser les effets thermiques de l'augmentation de l'intensité de faisceau sur la cible. De récents tests effectués auprès de JUROGAM nous ont permis

de montrer que notre électronique a une meilleure linéarité et un seuil de déclenchement plus bas.

- Le passage à la géométrie JUROGAM II apporte un gain en efficacité  $\gamma$  brute de 50% par rapport à JUROGAM (GAIN  $\times 1.5$ )
- L'étude d'optimisation a montré que l'utilisation de cibles plus fines apporte un gain en efficacité de sélection de recul (GAIN  $\times 1.5$ )
- Il y a aussi un gain lié à l'utilisation en coïncidence avec JUROGAM II d'un détecteur d'électrons (GAIN  $\sim \times 2$ )

soit un gain total d'un facteur d'environ 20.

En conclusion, la maîtrise de ces difficultés technologiques nous ouvrira non seulement le succès pour le présent projet, mais permettra de mettre en place les équipements optimisés que nous aurons à notre disposition à long terme tels que le multidétecteur AGATA pour lequel des développements d'électronique digitale ont été réalisés et le séparateur S3 dont l'étude des VHE fait partie du cahier des charges de conception.

# Chapitre 11

## Spectroscopie du $^{223}\text{Pa}$

### 11.1 Quelques rappels théoriques

#### 11.1.1 Déformations nucléaires

La forme d'un noyau dans son état fondamental ou dans un état métastable peut être modélisée en minimisant l'énergie potentielle nucléaire de la déformation par rapport à un ensemble approprié de variables utilisées pour la paramétrisation de la forme géométrique de la surface du noyau. Une des possibilités consiste à décrire cette surface par le biais d'une série de développement en harmoniques sphériques du vecteur  $R$ , qui pointe de l'origine vers la surface, en fonction des angles  $\theta$  et  $\phi$ .

$$R = R(\theta, \phi) = R_0 \left( 1 + \sum_{\lambda=2}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (11.1)$$

où  $R_0$  est le rayon d'une sphère ayant le même volume que le noyau déformé. Des relations découlant des propriétés de symétrie permettent de simplifier cette équation. Puisque  $R$  est un nombre réel, on a la relation  $\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda\mu}^*$ . Dans le cas où le noyau possède un axe de symétrie ( $z$ ), on a  $\alpha_{\lambda\mu} = 0$  quelque soit  $\mu \neq 0$ .

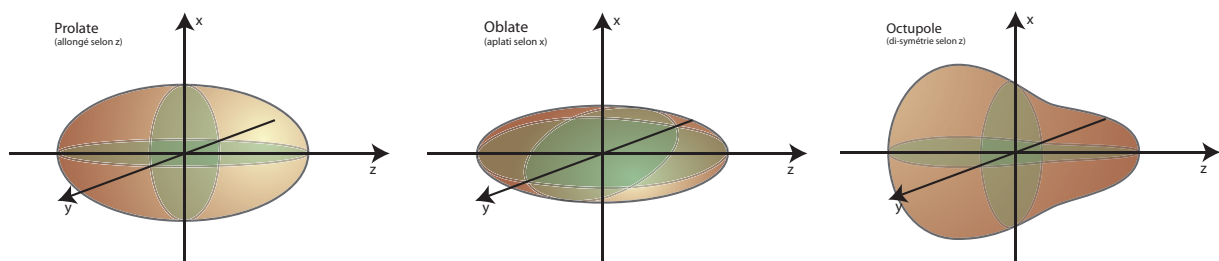


FIG. 11.1 – Formes nucléaires les plus courantes dans les noyaux.

Les symétries dans un noyau ont une importance capitale, le potentiel nucléaire en dépend directement. Elles ont en outre une influence sur le schéma de niveaux du noyau. Étudier les schémas de niveaux nous permet de nous renseigner sur la forme du noyau et par la même sur le potentiel nucléaire.

La somme dans l'équation 11.1 commence à la valeur  $\lambda = 2$ . La valeur  $\lambda = 0$  est incluse dans le paramètre  $R_0$  et permet de normaliser le volume du noyau en tenant compte de la constance de la densité nucléaire. Les harmoniques correspondant à  $\lambda = 1$  n'induisent pas de déformation mais uniquement des translations et ne sont donc pas incluses. Les  $\lambda$  d'ordre supérieur à 1 induisent des déformations dans le noyau. Pour  $\lambda = 2$  on a des déformations quadrupolaires et pour  $\lambda = 3$  des déformations octupolaires. Quelques formes de noyaux sont représentées sur la figure 11.1.

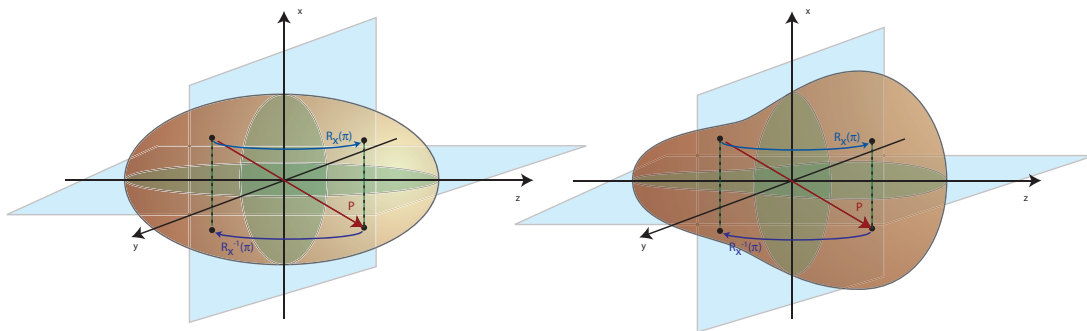


FIG. 11.2 – Symétries dans un noyau quadrupolaire (à gauche) et octupolaire (à droite).

Sur la figure 11.2, on a représenté deux types de noyaux, l'un possédant une déformation quadrupolaire (à gauche) et l'autre une déformation octupolaire (à droite). On a aussi représenté la symétrie par rotation  $R_x$  d'un angle égale à  $\pi$  autour de l'axe  $x$  (perpendiculaire à l'axe de symétrie  $z$ ) ainsi que la parité, c'est à dire la symétrie centrale (en rouge). Contrairement aux noyaux à déformation quadrupolaire qui sont invariants lors d'une symétrie par rapport au plan  $xy$  perpendiculaire à l'axe de symétrie  $z$  du noyau ainsi que par rapport à  $R_x$ , les noyaux octupolaires (et de façon générale ceux ayant un paramètre de déformation  $\lambda$  impair) ne sont pas invariants lors de ces transformations. Ces derniers ne sont pas non plus invariants sous l'opération de Parité  $P$  par rapport à l'origine. Ils le sont par contre sous le produit  $PR_x^{-1}$  de ces deux transformations.

### 11.1.2 Octupoles

La signature expérimentale la plus claire du mode vibrationnel octupolaire est la présence d'intenses transitions électriques dipolaires. Sur la figure 11.3, on a représenté la forme du potentiel nucléaire en fonction de la déformation pour les trois principaux types de manifestation possible de l'octupole, ainsi que les schémas de niveaux type pour des noyaux pair-pair (à gauche) et de nombre de masse impaire (à droite).

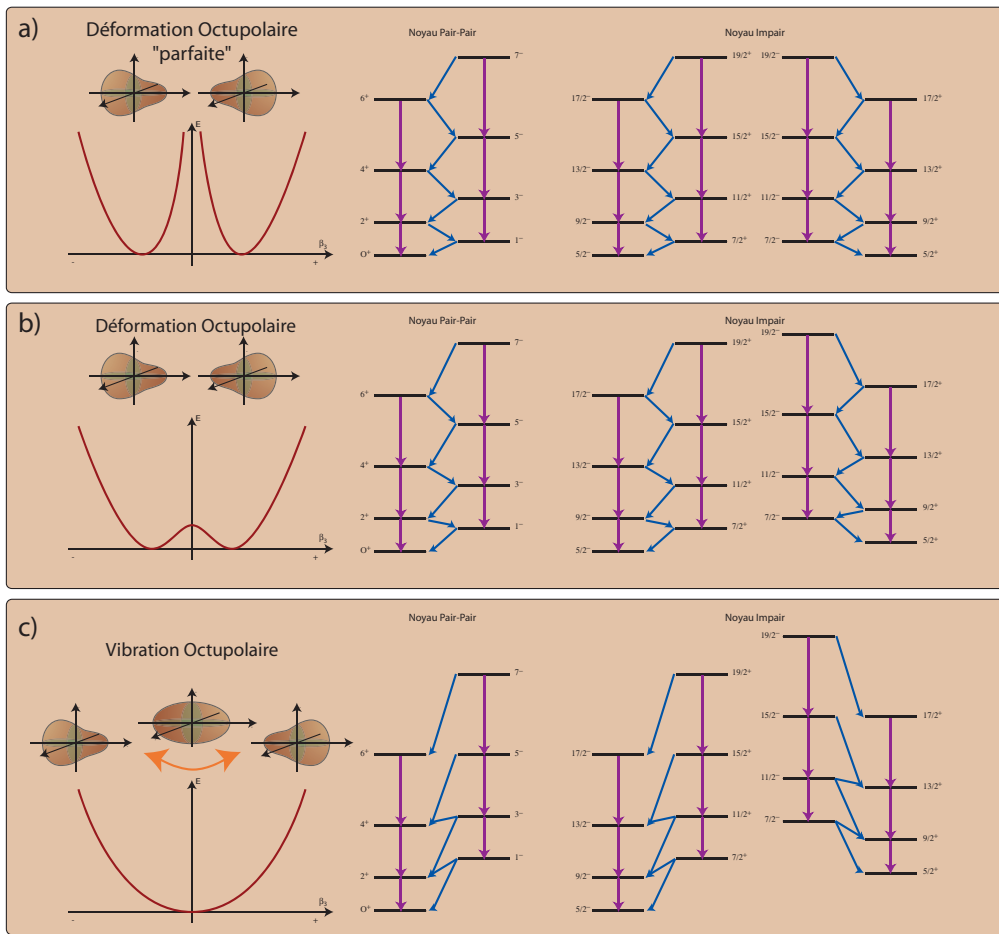


FIG. 11.3 – Potentiel nucléaire en fonction de la déformation  $\beta_3$  et schéma de niveaux correspondants des noyaux pair-pair (à gauche) et de A impair (à droite)

Comme on le voit sur la figure 11.3, selon l'importance de la déformation octupolaire  $\beta_3$ , le potentiel nucléaire du noyau change de forme. Pour une barrière de potentiel infinie séparant les états de déformation  $\beta_3$  positive et négative (cf. fig. 11.3a), la déformation octupolaire est stable vis à vis de transitions qui peuvent se produire par effet tunnel entre le noyau déformé et son image par symétrie de parité. Pour ce type de noyaux, le schéma de niveaux montre des bandes à parité alternée où les transitions de type  $E_1$  dans les noyaux de A impair avec une probabilité de transition généralement voisine de  $10^{-6}$  unités de Weiskopf (W.u), sont fortement accélérées. Dans ce type de noyaux, des doublets de parité sont observés.

Dans la réalité, la barrière de potentiel n'est pas infinie, mais possède une hauteur finie qui dépend de l'intensité des corrélations octupolaires (cf. fig. 11.3b). Des transitions entre les deux états peuvent s'effectuer avec une probabilité non nulle par effet tunnel. La valeur de l'énergie de ces transitions, qui dépend de la levée de dégénérescence en énergie des états de même simplex (valeur propre de l'opérateur  $PR_x^{-1}$ ), mais de parité opposée, agit sur la forme du schéma de niveaux. Cette énergie est plus faible pour des corrélations octupolaires intenses, où l'on a une valeur haute de la barrière de potentiel. On a dans ce cas une faible levée de dégénérescence entre les états de parité opposée.

Dans le cas de faibles corrélations octupolaires, on a une barrière de potentiel peu élevée ou nulle et une grande valeur de l'énergie de transition entre les états de  $J$  pair de parité (+) et les états de parité (-). Ainsi, l'importante levée de dégénérescence ne rend pas aisée l'observation des bandes à parité alternée. Dans ce cas, le noyau ne présente pas de déformation statique et est de forme ellipsoïdale. Il peut par contre présenter des vibrations collectives octupolaires de cette structure (cf. fig. 11.3c).

## 11.2 Expérience du $^{223}\text{Pa}$

### 11.2.1 Motivations physiques

Il est connu depuis longtemps que dans certaines régions de la charte nucléaire, les noyaux sont sujets à des déformations asymétriques qui ne conservent pas la parité intrinsèque ( $\lambda = 3$  et d'autres valeurs impaires supérieures). La manifestation de bandes à alternance de parité et des transitions électromagnétiques  $E1$ , qui sont plus de deux fois plus fortes que dans les noyaux à déformation symétrique, sont la signature de la forme asymétrique de ces noyaux.

Théoriquement [51], les candidats pour une déformation octupolaire se trouvent dans une région délimitée par un nombre de protons  $Z=86$  et  $Z=98$  et un nombre de neutrons  $N=130$  et  $N=140$ . Les Actinides avec un  $N \sim 132$  représentent la première et la mieux explorée des régions présumées octupolaires. Expérimentalement, les effets de corrélations octupolaires ont fait l'objet de plusieurs études [52], [53], [54] notamment avec une large partie dédiée aux noyaux de Ra, Ac, et Th [55], [56]. Cependant, aucune étude spectroscopique des corrélations octupolaires n'a été réalisée pour des noyaux  $Z \geq 91$  à l'exception de l' $^{228}\text{U}$  qui semble indiquer une nature octupolaire [57]. Le manque de données à haut spin pour ces noyaux est notamment dû à la forte probabilité de fission dans les réactions utilisées pour les synthétiser.

Le schéma de niveaux du noyau  $^{221}\text{Ac}$  de la figure 11.4 présente deux bandes à parité alternée avec des transitions intra-bande de type  $E_2$  (en rouge), des transitions inter-bande de type  $E_1$  (en bleu) et des transitions de type  $M_1$  entre les deux structures (en vert). C'est le type de schéma de niveaux que l'on s'attend à observer pour le  $^{223}\text{Pa}$ . Il faut noter que dans cette région de masse, la conversion électronique est importante notamment pour les transitions de type  $M_1$  et  $E_2$  à basse énergie. La figure 11.4 illustre ces propos en donnant le rapport entre l'intensité  $\gamma$  (non convertie) et l'intensité totale de la transition pour différentes valeurs de l'énergie. Ainsi l'observation des transitions  $\gamma$  de type  $M_1$  semble quasi-impossible. Les transitions  $\gamma$  de type  $E_1$  sont moins converties que les  $E_2$  ou les  $M_1$  et sont moins difficiles à observer. Ces faits illustrent bien les difficultés attendues dans le cas du  $^{223}\text{Pa}$ .

Expérimentalement, la situation des isotopes de Pa ( $Z=91$ ) est légèrement différente. Le  $^{229}\text{Pa}$  a longtemps été considéré comme l'archétype du noyau octupolaire [59], mais les résultats d'études récentes [60], [61] sont en conflit avec les conclusions précédentes. La question fait toujours l'objet de discussions pour le  $^{231}\text{Pa}$  ( $N=140$ ) qui se situe aux frontières de la région des noyaux à déformation octupolaire. Le schéma de niveaux de ce noyau ne montre aucune évidence d'une déformation octupolaire stable, mais suggère plutôt une susceptibilité à la forme



octupolaire [62].

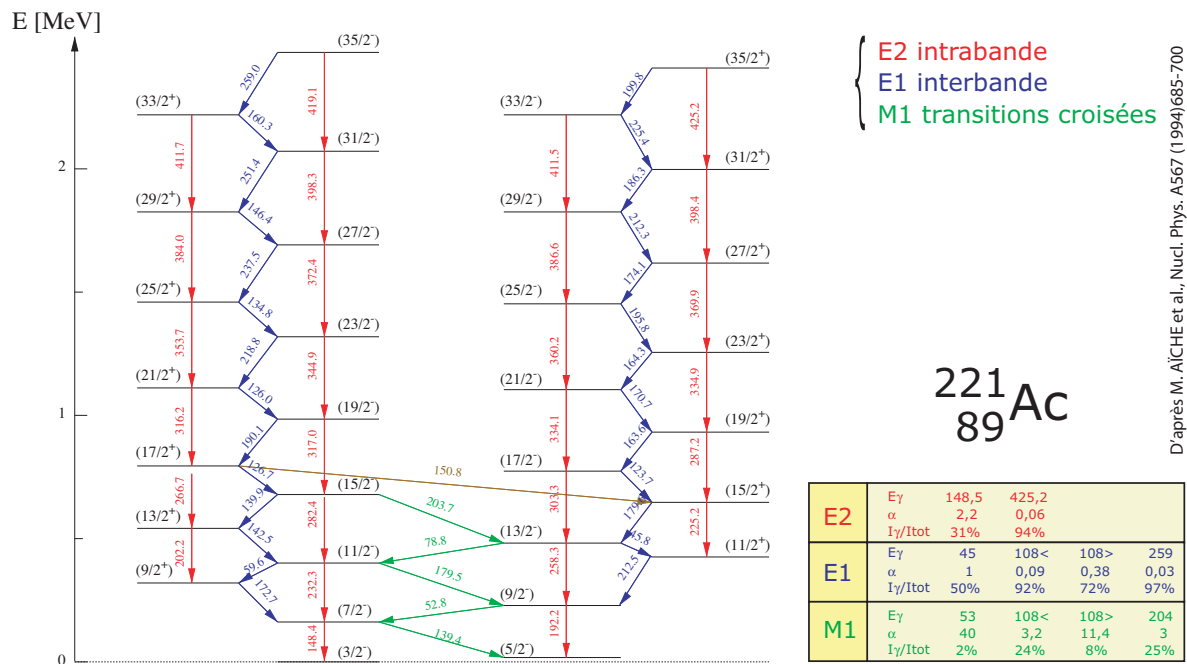


FIG. 11.4 – Structure octupolaire dans le noyau  $^{221}_{89}\text{Ac}$  (selon [58]) et illustration de l'intensité de la conversion électronique des transitions dans ce noyau pour différentes valeurs de l'énergie

Cette expérience a donc pour but de vérifier les prédictions de formes octupolaires dans les isotopes de Pa légers. Deux raisons essentielles appuient ce choix. D'une part, ce noyau est prédit pour être un bon exemple de l'instabilité octupolaire, les calculs théoriques [64] suggèrent deux bandes à parité alternée basées sur soit un état  $\Omega = 5/2$  soit un état  $\Omega = 3/2$ . D'autre part, la barrière octupolaire pour cette configuration est parmi les plus grandes ( $\sim 1$  MeV) dans les actinides impairs dans la région  $85 < Z < 92$ .

### 11.2.2 Expériences antérieures

Le  $^{223}\text{Pa}$  a déjà fait l'objet de deux mesures antérieures, dans le cadre de la thèse de Fabien Hoellinger (IREs 1999 [65]). Une prise de mesures a été effectuée en 1999 sur le même site du JYFL (Jyväskylä) avec le système JUROSPHERE-RITU-GREAT. La boule  $\gamma$  JUROSPHERE était constituée de 13 détecteurs Ge de type EUROGAM I et 10 de type TESSA. L'expérience, basée sur la méthode RDT, n'a duré que trois jours du fait d'un problème technique rencontré au niveau du cyclotron. Elle a permis d'identifier pour la première fois un certain nombre de transitions  $\gamma$  clairement attribuées au  $^{223}\text{Pa}$  (raies en bleu sur la figure 11.18) ainsi que de mesurer des durées de vie pour plusieurs noyaux [66]. Néanmoins, la statistique n'était pas suffisante pour pouvoir déterminer des relations de coïncidence entre les transitions  $\gamma$ .

Cette expérience a été ensuite retentée avec le couple EUROBALL IV - RFD (Recoil Filter Detector [67]). Le RFD est un détecteur de noyaux de recul, il est formé de 18 éléments (modules) individuels de détection. Chaque détecteur individuel est constitué d'une feuille mince de Mylar aluminisée de 0.5 à 2.0  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et de 60 mm de diamètre dans laquelle seront arrachés des électrons par le passage des noyaux. Ces électrons sont accélérés ensuite par une différence de potentiel (ddp) appliquée aux électrodes. Au sein d'un scintillateur, ils vont générer des photons qui, transformés par un photomultiplicateur à l'extrémité de chaque élément, donneront le signal électronique. On peut jouer sur la ddp de la zone d'accélération et ainsi mieux séparer les voies de réaction. Les modules individuels sont disposés sur une calotte sphérique et distribués circulairement et uniformément sur 3 couronnes concentriques comportant chacune 6 modules permettant de mesurer l'énergie des noyaux de recul. Cette géométrie permet de couvrir un domaine angulaire compris entre  $2.8^\circ$  et  $12.5^\circ$  à partir de l'axe du faisceau avec une efficacité géométrique de 68%. L'efficacité totale du RFD est d'environ 30%.

Lors de cette expérience, à peine les paramètres du RFD avaient-ils été optimisés, qu'une coupure de courant nous a fait perdre les détecteurs clusters d'EUROBALL. Ils n'ont pas pu être remis en route avant la fin de l'expérience. Celle-ci a donc été réalisée avec les clovers seuls. Il n'a pas été possible d'améliorer le résultat de l'expérience initiale à Jyväskylä et F. Hoellinger n'as pu que confirmer les transitions  $\gamma$  observées avec JUROSPHERE-RITU.

### 11.2.3 Conditions expérimentales

Le  $^{223}\text{Pa}$  a été produit via la réaction :



avec faisceau de  $^{19}\text{F}$  à une énergie de 99 MeV. La section efficace de production a été estimée à l'aide du code HIVAP [42] à quelques dixièmes de mb. Ce qui représente à peu près 3 ordres de grandeur de moins que la section efficace de fission (cf. fig. 11.5). Pour cette même réaction, une section efficace de l'ordre du mb a été mesurée dans des expériences de fusion-évaporation effectuée à Dubna [63].

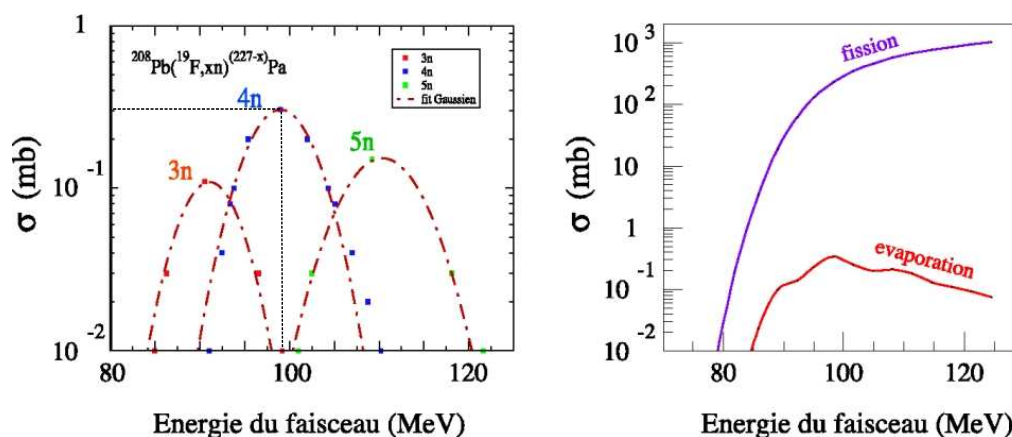


FIG. 11.5 – Fonction d'excitation de fusion-évaporation des voies 3n, 4n et 5n

Comme on l'a vu, plusieurs transitions  $\gamma$  du  $^{223}\text{Pa}$  sont déjà connues, mais ne permettent pas de construire un schéma de niveaux du fait de la faible statistique pour la recherche de coïncidences comme on l'a vu au chapitre précédent. La connaissance de transitions supplémentaires et la présence de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  sont donc nécessaires pour une telle tâche.

La détection des transitions  $\gamma$  du  $^{223}\text{Pa}$  est optimisée par la sélection des résidus d'évaporation à l'aide de leur chaîne de décroissance  $\alpha$  (technique RDT). Comme le montre la figure 11.6, la vitesse de vol du noyau de recul dépend du lieu de la réaction dans la cible. On utilise la valeur pour une réaction à mi-cible. Pour une épaisseur de cible de  $250\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , la valeur de  $v/c$  du noyau de recul est de  $0.0081$ , ce qui correspond à un temps de vol d'environ  $1.86 \pm 0.07\ \mu\text{s}$  (cf. fig. 11.6). Du fait de la faible masse du faisceau, et ainsi la faible énergie de recul du Pa, le détecteur à gaz MWPC a été préalablement démonté. En effet, du fait de ses feuilles de mylar, il aurait arrêté les noyaux de recul avant leur arrivée au plan focal.

La figure 11.7 montre une estimation de la transmission de RITU pour cette réaction. Cette courbe a été étalonnée avec des mesures provenant d'autres réactions dans la même région de masse. Elle correspond à une valeur de 12% pour une épaisseur de cible de  $250\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

Deux cibles de plomb ont été utilisées dans l'expérience, une de  $250\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  et l'autre de  $150\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . On a commencé par utiliser la première, puis on est passé à la cible plus fine pour gagner en acceptation angulaire. En effet, sur la figure 11.7, on voit que le passage à cette cible nous permet d'avoir une transmission d'environ 22%, soit à peu près un facteur 2 dans l'efficacité. L'intensité moyenne du faisceau durant l'expérience était d'environ 40 pA.

La calibration  $\gamma$  et  $\alpha$  a été effectuée de manière standard avec une source d'Eu-Ba pour les gamma et une tri-source  $\alpha$   $^{239}\text{Pu}$ - $^{241}\text{Am}$ - $^{244}\text{Cm}$  pour le Si DSSSD du plan focal. Pour la mesure des  $\gamma$  retardés au niveau du plan focal, on n'a pas pu utiliser le Ge planaire de GREAT du fait de problèmes techniques. Pour combler ce manque, trois détecteurs germanium ont été placés très près du DSSSD, un Ge de type phase I, en haut et deux de type GASP à l'arrière.

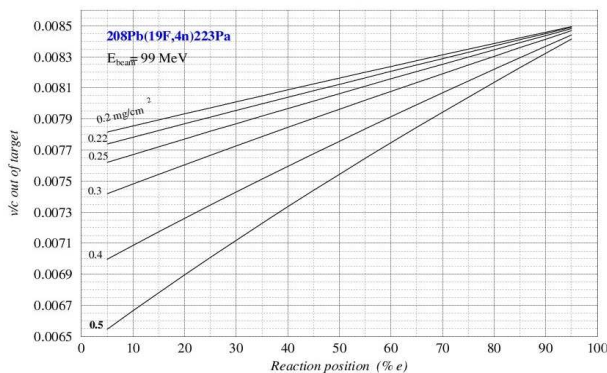


FIG. 11.6 – Variation de  $v/c$  du noyau de recul à la sortie de la cible pour différentes positions du lieu de réaction dans celle-ci

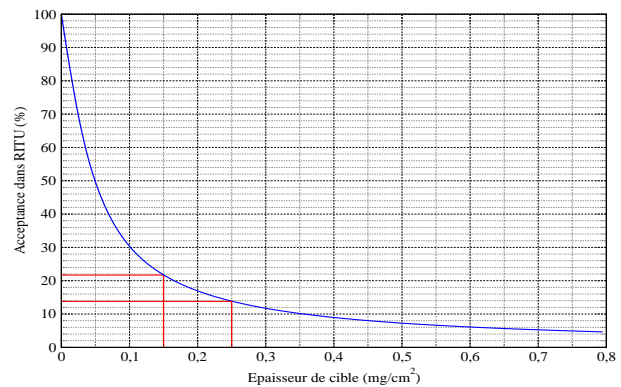


FIG. 11.7 – Acceptance angulaire simulée du séparateur RITU pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, 4n)^{223}\text{Pa}$

### 11.2.4 Chaînes de décroissance $\alpha$ d'intérêt

La figure 11.8 donne une idée de la région étudiée. On constate une grande variété de durées de vies dans les chaînes  $\alpha$  ainsi que dans les énergies  $\alpha$ . En pratique, certaines durées de vie sont trop courtes pour éviter de mesurer un pic somme en lieu et place de deux pics liés aux structures de filiation.

En effet, si deux  $\alpha$  successifs sont détectés dans le même strip du DSSSD, dans un intervalle de temps inférieur au temps de collection des charges, on ne peut les distinguer et on observe un pic somme. On utilisera cette figure pour l'étude des chaînes d'intérêt ainsi que des polluants probables. C'est principalement le domaine avoisinant les noyaux  $^{223,224}\text{Pa}$  et du  $^{222,223}\text{Th}$  qui va nous intéresser ici.

91	<b>Pa</b> Protactinium 231.035879	<b>Pa 217</b> 17040 (80) 1.5 ms $\alpha$ 10.16	<b>Pa 218</b> 18640 (70) 3.4 ms $\alpha$ 8.340	<b>Pa 219</b> 18520 (70) 113 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 9.62 9.54	<b>Pa 220</b> 20380 (60) 53 ns $\alpha$ 9.90	<b>Pa 221</b> 20570 (50) 780 ns $\alpha$ 9.65	<b>Pa 222</b> 22100 (70) AW 5.9 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 9.08	<b>Pa 223</b> 22320 (70) 3.2 ms $\alpha$ 8.18 8.54 8.33...	<b>Pa 224</b> 23860 (50) 5.7 ms $\alpha$ 8.178 8.011	<b>Pa 225</b> 24330 (70) 850 ms $\alpha$ 7.488 7.405 7.408... $\gamma$ 194 41 e 153 165 184 28 e 113 139...	<b>Pa 226</b> 24330 (70) 1.7 s $\alpha$ 7.245 7.195 ?
	90	<b>Th</b> Thorium 232.038050 $\sigma$ 7.37	<b>Th 216</b> 10294 (16) 140 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 9.91	<b>Th 217</b> 12170 (30) 28 ms $\alpha$ 7.922 7.30	<b>Th 218</b> 12359 (14) 141 ns $\alpha$ 9.250	<b>Th 219</b> 14460 (50) 248 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 9.666	<b>Th 220</b> 14655 (22) 109 ns $\alpha$ 9.34	<b>Th 221</b> 16927 (10) 1.05 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 8.79	<b>Th 222</b> 17190 (13) 9.7 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 8.146 8.472 7.733	<b>Th 223</b> 19371 (10) 2.1 ms $\alpha$ 7.982 7.60 $\gamma$ 389 ?	<b>Th 224</b> 19371 (10) 600 ms $\alpha$ 7.298 7.286 7.323 7.037 6.998 7.422... $\gamma$ 140 152 114 e 97 268 88 e 251 293... $\gamma$ 177 410 235 297
89		<b>Ac</b> Actinium (227.0277)	<b>Ac 215</b> 6010 (50) 170 ms $\alpha$ 7.604 $\epsilon\beta^-$	<b>Ac 216</b> 8124 (27) 443 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 9.030 9.108 8.285 8.200	<b>Ac 217</b> 8693 (13) 440 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 9.072 9.220	<b>Ac 218</b> 10830 (50) 740 ns $\alpha$ 9.650 11.14... 11.498 1105 J	<b>Ac 219</b> 11560 (50) 69 ns $\alpha$ 9.20	<b>Ac 220</b> 13740 (50) 1.08 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 8.664	<b>Ac 221</b> 14510 (50) 26.36 ms $\alpha$ 7.855 7.799 7.792 7.652 7.670... $\gamma$ 133 93 343 160 95 296 153 64	<b>Ac 222</b> 16607 (6) 52 ms $\alpha$ 7.642 7.43 7.375 7.170	<b>Ac 223</b> 17816 (7) 63 s HS $\alpha$ 6.811 6.75... 6.963 $\epsilon\beta^-$
	88	<b>Ra</b> Radium (226.0254)	<b>Ra 214</b> 85 (11) 2.46 s $\alpha$ 7.138 $\epsilon\beta^-$	<b>Ra 215</b> 2519 (8) 1.68 ms $\alpha$ 8.699 7.882 8.171	<b>Ra 216</b> 3277 (9) 182 ns $\alpha$ 9.349	<b>Ra 217</b> 5874 (10) 1.63 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 8.992	<b>Ra 218</b> 6636 (11) 25.6 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 8.393	<b>Ra 219</b> 9379 (9) 10 ms $\alpha$ 7.678 7.988 7.198 7.06 7.780... $\gamma$ 316 214 7 592 291 805 489 ?	<b>Ra 220</b> 10260 (10) 17.8 ms $\alpha$ 7.457 6.99 $\gamma$ 465	<b>Ra 221</b> 12955 (7) 28 s $\alpha$ 6.613 6.761 6.668 6.591 6.574... $\gamma$ 149 93 174 56 e... C14 30 34	<b>Ra 222</b> 14309 (5) 38.0 s $\alpha$ 6.559 6.241 5.914 vw... $\gamma$ 324 329 vw... C14 30 34
87		<b>Fr</b> Francium (223.0197)	<b>Fr 213</b> -3563 (8) 34.6 s $\alpha$ 6.7750 $\epsilon\beta^-$	<b>Fr 214</b> -974 (9) 3.35 ms $\alpha$ 8.47... 8.358 7.708 8.046... 7.957	<b>Fr 215</b> 304 (8) 86 ns $\alpha$ 9.360 10.74 w 10.18 w 10.89 w 10.46 vw	<b>Fr 216</b> 2969 (13) 700 ns $\alpha$ 9.005 8.933 8.86 8.81 $\gamma$ 160 45...	<b>Fr 217</b> 4300 (7) 16.8 ms $\alpha$ 8.315	<b>Fr 218</b> 7045 (5) 22.0 ms $\alpha$ 7.616 7.682... $\gamma$ 145 7.542 7.384	<b>Fr 219</b> 8608 (7) 1.0 ms $\alpha$ 7.8669 7.576 7.352 517 170 472 228 ? 153 ? w...	<b>Fr 220</b> 11469 (5) 20 ms $\alpha$ 6.677 6.633 6.573... 7.45 161 106 153... $\beta$ (1 21) (1 03) w... 1.78 w 413 w...	<b>Fr 221</b> 13270 (8) 4.9 ms $\alpha$ 6.340 6.1263 6.2430 5.9799... $\gamma$ 218 411 100 150 w... C14 29 28
	86	<b>Rn</b> Radon (222.0176)	<b>Rn 212</b> -8673 (4) 23.9 m $\alpha$ 6.264 5.583 w	<b>Rn 213</b> -5712 (7) 19.4 ms $\alpha$ 8.088 7.55	<b>Rn 214</b> -4335 (10) 65 ns $\alpha$ 10.63 9.14	<b>Rn 215</b> -1184 (8) 270 ns $\alpha$ 9.036	<b>Rn 216</b> 240 (8) 2.30 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 8.674	<b>Rn 217</b> 3646 (5) 45 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 8.048	<b>Rn 218</b> 5204 (3) 540 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 7.7413	<b>Rn 219</b> 8825.7 (28) 35 ms $\alpha$ 7.1292 6.5316... $\gamma$ 609	<b>Rn 220</b> 10604.3 (27) 3.96 s $\alpha$ 6.8191 6.5526 6.4250 6.5290... $\gamma$ 271 402 131 294 w 518 w 222 ? w...
85		<b>At</b> Astatine (209.9871)	<b>At 211</b> -11662 (4) 7.214 h $\alpha$ 5.8695 5.2100 vw... $\gamma$ 670 vw 743 vw	<b>At 212</b> -8631 (4) 119 ms $\alpha$ 7.837 7.900 7.391... 7.076... 7.63	<b>At 213</b> -6594 (6) 125 ns $\alpha$ 9.07	<b>At 214</b> -3394 (5) 760 ns $\alpha$ 8.782 8.620 8.390 8.016 ?	<b>At 215</b> -1266 (7) 265 ns $\alpha$ 8.877 8.480 8.270 8.507	<b>At 216</b> 2244 (4) 100 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 7.960	<b>At 217</b> 4387 (8) 300 $\mu\text{s}$ $\alpha$ 7.802 7.483 7.47... $\gamma$ 115 438...	<b>At 218</b> 8087 (12) 32.3 ms $\alpha$ 7.0669 6.812 w... $\gamma$ 140 166 218 258 334 375 455 593 w   $\beta$ w	<b>At 219</b> 10520 (80) 1.5 s $\alpha$ 6.693 6.653 6.756 $\beta$
			<b>126</b>	<b>128</b>	<b>130</b>	<b>132</b>	<b>134</b>				

FIG. 11.8 – Table des isotopes de la familles des actinides (d'après [68])

### 11.2.5 Techniques d'analyse

La figure 11.9 montre le spectre  $\alpha$  total mesuré durant l'expérience. On reconnaît les 2 raies  $\alpha$  à 8014 keV et 8172 keV du  $^{223}\text{Pa}$  ainsi que d'autres raies  $\alpha$  correspondant à d'autres voies de réaction, notamment la voie  $3n$  ( $^{224}\text{Pa}$ ) ou aux noyaux fils par décroissance  $\alpha$ . Dans la partie haute énergie, le petit pic à 18000 keV correspond, comme on le verra plus loin, à la sommation de deux  $\alpha$  rapides de la chaîne de décroissance du  $^{223}\text{Pa}$  (fils et petit fils). Le grand pic à 16600

keV, correspond lui aussi à une somme d'énergies  $\alpha$  rapides dans la chaînes de décroissance du  $^{224}\text{Pa}$  !

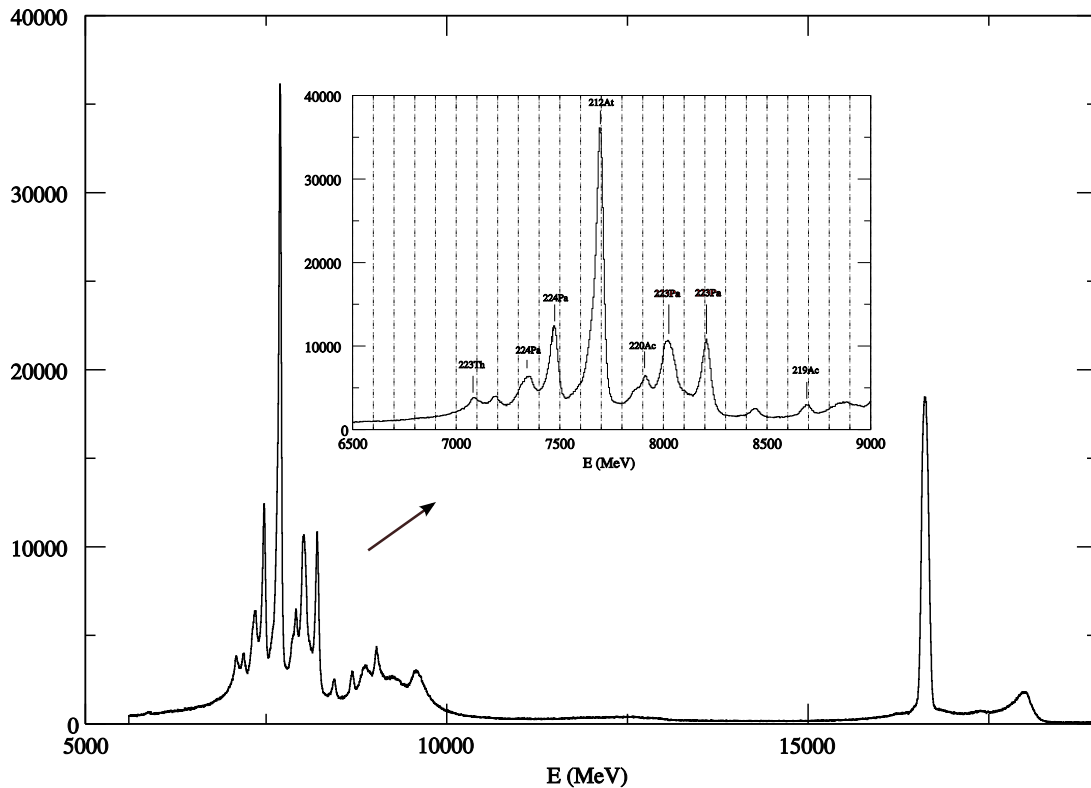


FIG. 11.9 – Spectre  $\alpha$  total mesuré dans les DSSSD

D'après les mesures de F. Hoellinger, le  $^{223}\text{Pa}$  a une durée de vie de  $4.9\text{ ms}$ . Sur les figures 11.10 et 11.11, on représente le spectre  $\alpha$  pour deux valeurs de fenêtre en temps entre le noyau de recul et l' $\alpha$  émis (à peu près 4 fois la durée de vie) : une rapide (20 ms) et une lente (4 s). La première (figure 11.10) correspond aux raies de la chaîne du  $^{223}\text{Pa}$  (cf. fig. 11.8). On voit bien les deux pics  $^{223}\text{Pa}$ , les autres pics  $\alpha$  des autres noyaux sont assez bien supprimés. On ne voit pas la raie  $\alpha$  du petit fils  $^{215}\text{Fr}$  du fait de sa durée de vie très courte (86 ns). Il est de fait sommé avec l' $\alpha$  du fils  $^{219}\text{Ac}$ . Les pics à 8860 keV et 9600 keV correspondent à des sommes de l'énergie déposée par les décroissances  $\alpha$  des noyaux fils (cf. fig 11.15).

On remarque en outre que le pic 8014 keV du  $^{223}\text{Pa}$  est relativement large. Dans l'expérience antérieure, cela a été attribué à une contribution de l' $\alpha$  de 7980 keV du  $^{222}\text{Th}$ . Or, les corrélations  $\alpha$ - $\gamma$  n'ont montré dans l'expérience présente aucune différence entre le spectre  $\gamma$  corrélé aux deux  $\alpha$  de 8172 keV, qui est non contaminé, et de 8014 keV qui était suspect de contamination. Il pourrait donc s'agir d'une autre branche  $\alpha$  du  $^{223}\text{Pa}$  très proche en énergie du pic 8014 keV, une déconvolution montre un pic à 8010 keV avec 45% d'intensité et un pic à 8040 keV avec 55% d'intensité.

Pour la chaîne de décroissance  $\alpha$  du  $^{224}\text{Pa}$  (voie 3n) dont la durée de vie est de  $0,79\text{ s}$ , selon la mesure la plus récente (Liang et al. [72]), une fenêtre en temps de 4s a été utilisée. Le  $^{216}\text{Fr}$ , petit fils du  $^{224}\text{Pa}$  n'apparaît pas du fait de sa courte durée de vie (700 ns), ce qui fait qu'il est

sommé avec l' $\alpha$  du fils  $^{220}\text{Ac}$ . En revanche, on voit clairement le pic  $\alpha$  de l' $^{212}\text{At}$  appartenant à la même chaîne (fils  $\alpha$  du  $^{216}\text{Fr}$ ).

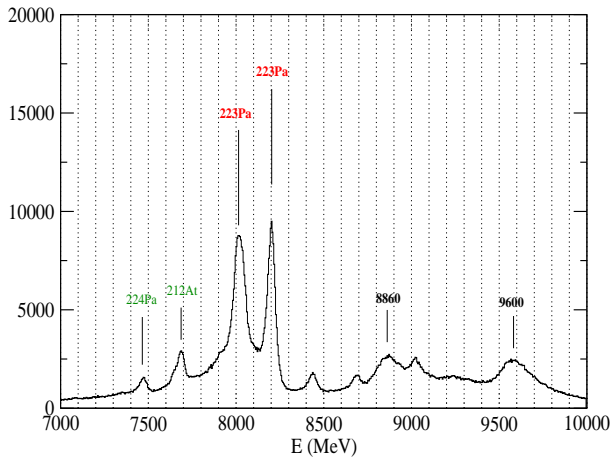


FIG. 11.10 – Spectre  $\alpha$  "rapide" avec une fenêtre en temps entre recul et  $\alpha$  de 20 ms

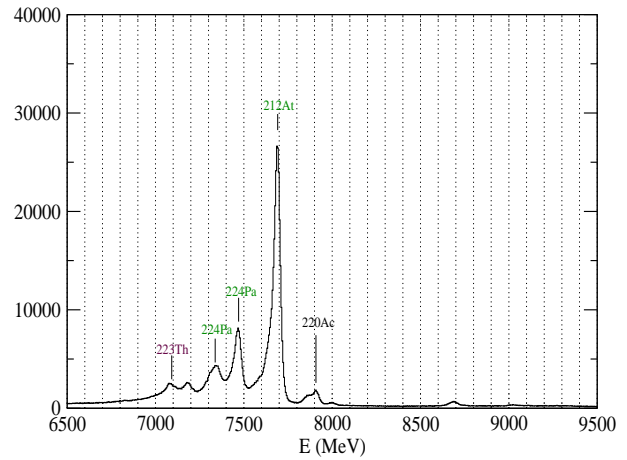


FIG. 11.11 – Spectre  $\alpha$  "lent" avec une fenêtre en temps entre recul et  $\alpha$  de 4000 ms

Sur les figures 11.12 et 11.13, on montre deux matrices  $\alpha$ - $\alpha$  avec l'énergie  $\alpha$  du noyau père en abscisse et celle du noyau fils en ordonnée. On peut voir sur de la figure 11.13, avec une fenêtre en temps large de 10s, toutes les corrélations  $\alpha$ - $\alpha$  possibles. Dans la figure 11.12, on a restreint la fenêtre en temps pour ne garder que la chaîne du  $^{223}\text{Pa}$ . Celle-ci est de 20 ms entre l'implantation du recul et sa décroissance  $\alpha$ . La fenêtre en temps entre le premier  $\alpha$  (du père  $^{223}\text{Pa}$ ) et le deuxième (du fils  $^{219}\text{Ac}$  dont la durée de vie est de  $11.8 \mu\text{s}$ ) est de  $50 \mu\text{s}$ . On voit que les deux  $\alpha$  8014 et 8172 sont en coïncidence avec 3 raies à 8860 keV, 9600 keV et 18000 keV. Cette coïncidence est illustrée plus clairement sur la figure 11.14 qui représentent les spectres  $\alpha$  en coïncidence avec les pics 8014 et 8172 keV.

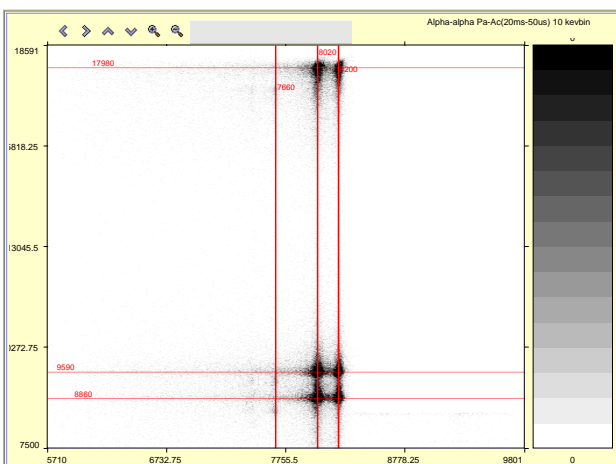


FIG. 11.12 – Coïncidence  $\alpha$  père -  $\alpha$  fils avec une fenêtre en temps de 20 ms (père) sur  $50 \mu\text{s}$  (fils)

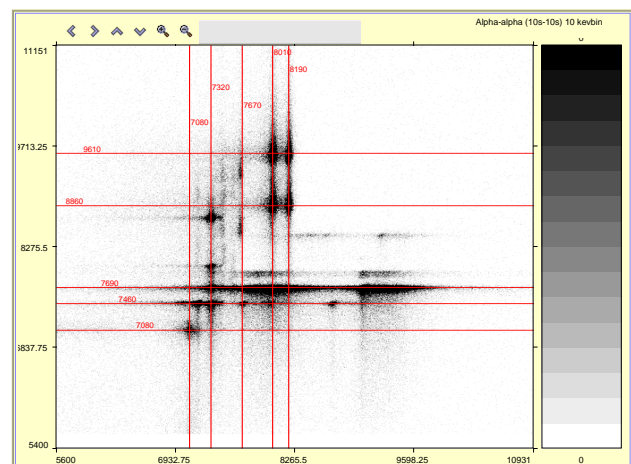


FIG. 11.13 – Coïncidence  $\alpha$  père -  $\alpha$  fils avec une fenêtre en temps de 10 s (père) sur 10 s (fils)

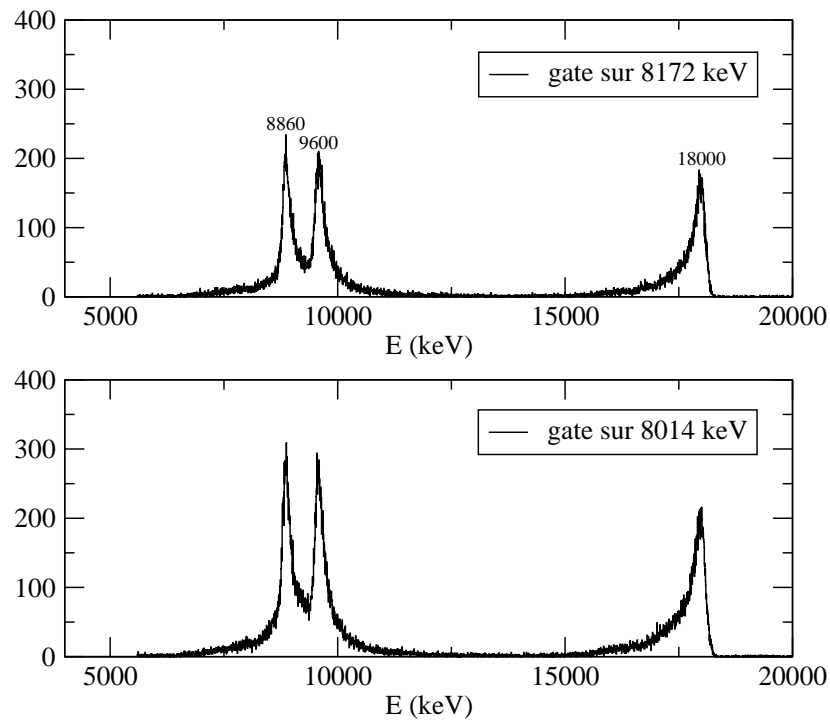


FIG. 11.14 – Spectre  $\alpha$  fils en coïncidence avec les  $\alpha$  8172 keV (en haut) et 8014 keV (en bas) du noyau père  $^{223}\text{Pa}$

Ces raies  $\alpha$  larges à 8860 keV et 9600 keV représentent des sommations dans la chaîne de décroissance  $\alpha$  du  $^{223}\text{Pa}$  et peuvent être exploitées pour une meilleure sélection et pour plus de nettoyage du bruit. Ces sommations s'expliquent de la façon suivante : du fait de la très courte durée de vie du noyau  $^{215}\text{Fr}$ , petit fils du  $^{223}\text{Pa}$ , le signal mesuré dans le DSSSD lors de cette décroissance va être constitué de la somme des deux décroissances  $\alpha$  successives des noyaux  $^{219}\text{Ac}$  (8660 keV) et  $^{215}\text{Fr}$  (9360). Trois cas se présentent selon que l'un ou l'autre, ou aucun, de ces deux  $\alpha$  s'échappent du DSSSD comme indiqué sur la figure 11.15.

Le noyaux de recul, avec une énergie d'environ 3,5 MeV s'implante très près de la surface du DSSSD (quelques  $\mu\text{m}$ ). Si c'est l' $\alpha$  du noyau de  $^{219}\text{Ac}$  qui est émis dans la direction arrière et s'échappe donc du silicium et que celui du  $^{215}\text{Fr}$  est émis dans la direction avant, alors ce dernier laissera sa pleine énergie dans le Si tandis que l' $\alpha$  qui s'est échappé ne laissera qu'une faible partie de son énergie. Celle-ci dépendra de l'angle d'émission de l' $\alpha$ . Elle est minimale à un angle droit avec une valeur d'environ 220 keV. Cette faible énergie sera donc sommée avec l'énergie de la décroissance  $\alpha$  du  $^{215}\text{Fr}$  (en rouge sur la figure 11.15) et on obtient le pic 8860 keV (8660+220). Dans le cas contraire, c'est-à-dire lorsque c'est l' $\alpha$  du  $^{215}\text{Fr}$  qui s'échappe et pas celui de l' $^{219}\text{Ac}$ , la sommation nous donnera le second pic à environ 9600 keV. Enfin, lorsque les deux énergies  $\alpha$  sont mesurées dans le détecteur, la proximité temporelle implique l'obtention d'un signal composé de la somme des deux signaux provenant des deux  $\alpha$  donnant le pic 18000 keV. On peut envisager de reconstruire les énergies des  $\alpha$  qui s'échappent du DSSSD et s'implantent dans les diodes pin, mais cette opération est délicate du fait des zones mortes traversées par l' $\alpha$  qui dépendent de l'angle d'implantation.

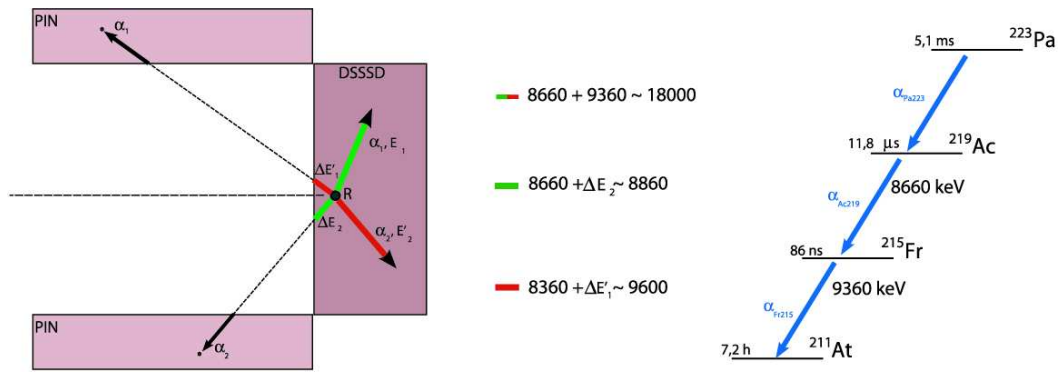


FIG. 11.15 – Schéma de la sommation d'énergie de particules alpha du fait de la très courte durée de vie du noyau de  $^{215}\text{Fr}$  au sein du DSSSD

## 11.2.6 Jeu de données et discussion

### Statistiques $\alpha$ et $\gamma$

Durant cette expérience qui a tourné pendant 13 jours, la statistique  $\alpha$  totale était d'environ 6,5 millions de décroissances  $\alpha$  avec un taux de 20000  $\alpha$  par heure. Pour les  $\alpha$  qui nous intéressent, on a pu en collecter environ 84200 appartenant au  $^{223}\text{Pa}$ . Plusieurs jeux de données ont été réalisés selon les conditions choisies.

### Jeu de données "PaRT"

Un premier jeu de données **PaRT** (dit Protactinium Recoil Tagging) est obtenu en posant une condition sur le recul avec une fenêtre en temps  $\gamma$ -recul de  $[1.58 \text{ à } 2.13] \mu\text{s}$  (temps de vol de la cible jusqu'au plan focal) et une condition sur le fold des  $\gamma$ . Avec cette méthode de sélection, on obtient une statistique  $\gamma$  totale de 512700 événements  $\gamma$  de fold  $\geq 2$ .

### Jeu de données "PaRDT1"

En posant des conditions supplémentaires, on est plus sélectif et on obtient des jeux de données plus propres. Un second jeu de données **PaRDT1** est ainsi obtenu en ajoutant aux conditions de PaRT, une condition d'observation sur l'un des deux pics  $\alpha$  8014 et 8172 keV du  $^{223}\text{Pa}$ . Avec ces critères de sélection, le nombre de  $\gamma$  corrélés au  $^{223}\text{Pa}$  est de 70840  $\gamma$  (single) et la statistique des matrices  $\gamma$ - $\gamma$  du  $^{223}\text{Pa}$  (avec une condition en temps  $\gamma$ - $\gamma$  de 0 à 70 ns) est répartie de la façon suivante :

- 33800  $\gamma$ - $\gamma$  en coïncidence avec le pic  $\alpha_{\text{Pa}}$  8172 keV
- 40600  $\gamma$ - $\gamma$  en coïncidence avec le pic  $\alpha_{\text{Pa}}$  8014 keV
- et un total de 74400  $\gamma$ - $\gamma$  corrélés à au moins un des deux pics  $\alpha$  du  $^{223}\text{Pa}$ .

### Jeu de données "PaRDT2"

Un troisième jeu de données **PaRDT2** encore plus propre est obtenu en faisant une sélection encore plus poussée. On l'obtient en posant, en plus d'une condition sur les deux  $\alpha$  du  $^{223}\text{Pa}$ ,



une seconde condition dans sa chaîne de décroissance, précisément sur les raies  $\alpha$  des noyaux fils et petit fils du  $^{223}\text{Pa}$ . Il s'agit des noyaux  $^{219}\text{Ac}$  et  $^{215}\text{Fr}$  qui sont en coïncidence avec le  $^{223}\text{Pa}$  (cf. figs. 11.13 et 11.14). On a vu que leurs décroissances  $\alpha$  sont sommées du fait de la très courte durée de vie du  $^{215}\text{Fr}$ . Ce sont les raies 8860 keV, 9600 keV et 18000 keV. Avec cette condition, la statistique des matrices  $\gamma$ - $\gamma$  corrélées au  $^{223}\text{Pa}$  est répartie de la façon suivante :

- 5380  $\gamma$ - $\gamma$  en coïncidence ( $\alpha_{Pa} - \alpha_{fils}$ ) avec le pic 8860 keV
- 5700  $\gamma$ - $\gamma$  en coïncidence ( $\alpha_{Pa} - \alpha_{fils}$ ) avec le pic 9600 keV
- 4860  $\gamma$ - $\gamma$  en coïncidence ( $\alpha_{Pa} - \alpha_{fils}$ ) avec le pic somme 18000 keV
- et un total de 38800  $\gamma$ - $\gamma$  corrélés avec n'importe lequel des trois pics 8860, 9600 et 18000 keV

On obtient certes une statistique  $\gamma$ - $\gamma$  moins importante, mais de meilleure qualité. La figure 11.16 représente les projections des matrices  $\gamma$ - $\gamma$  du  $^{223}\text{Pa}$  obtenues selon les deux critères PaRDT1 et PaRDT2, la statistique est plus faible lorsque on ajoute la condition sur les fils par décroissance  $\alpha$  (PaRDT2) mais on a une meilleure suppression du bruit de fond. On observe en outre, avec cette sélection plus poussée PaRDT2, des différences d'intensité plus ou moins accentuées dans plusieurs pics, montrés par les zones hachurées, par rapport à PaRDT1.

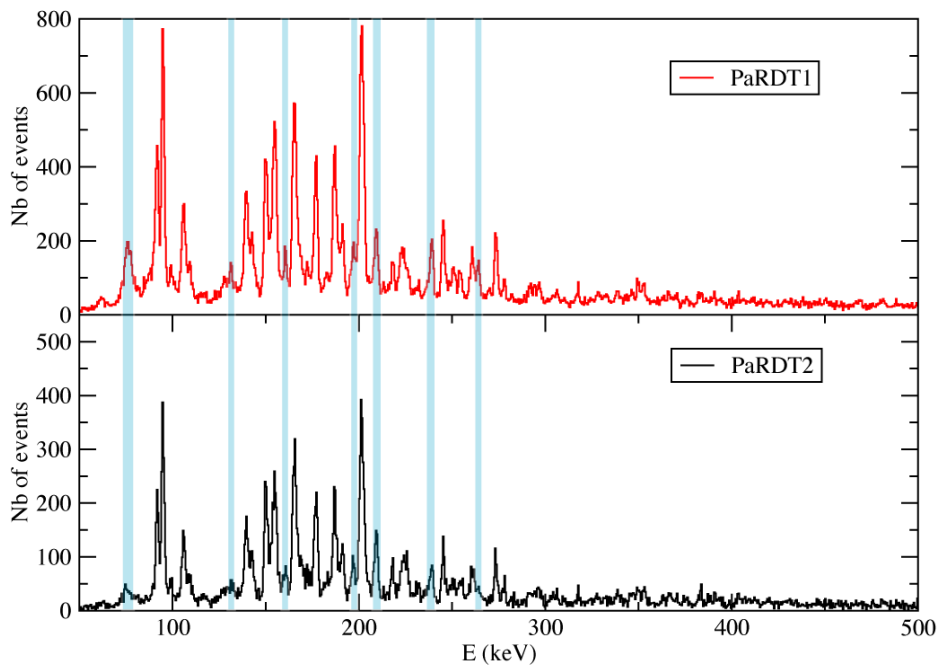


FIG. 11.16 – Projection des matrices  $\gamma$ - $\gamma$  du  $^{223}\text{Pa}$  pour les jeux de données PaRDT1 et PaRDT2

### 11.2.7 Données $\gamma$ et $\gamma$ - $\gamma$ du $^{223}\text{Pa}$

L'identification du  $^{223}\text{Pa}$  et de ses  $\gamma$  se fait selon la technique RDT qu'on a vu au chapitre 6. La mesure de l'énergie de la particule  $\alpha$  ainsi que du temps entre une implantation et la détection d'un  $\alpha$  dans le même strip DSSSD permet d'identifier le noyau émetteur. Le temps de vol du noyau de recul de la cible au plan focal permet d'associer au noyau implanté les rayonnements  $\gamma$  mesurés au niveau de la cible dans une certaine fenêtre en temps par rapport à leur détection. Dans notre analyse, une fenêtre en temps  $\gamma$ -implantation de  $[1.58 \mu\text{s} \text{ à } 2.13 \mu\text{s}]$  a été utilisée.

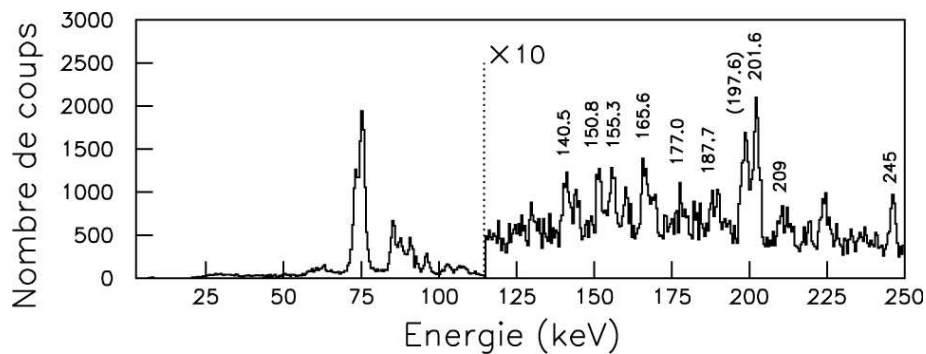


FIG. 11.17 – Spectre  $\gamma$  total du  $^{223}\text{Pa}$  mesuré lors de l'expérience de 1999

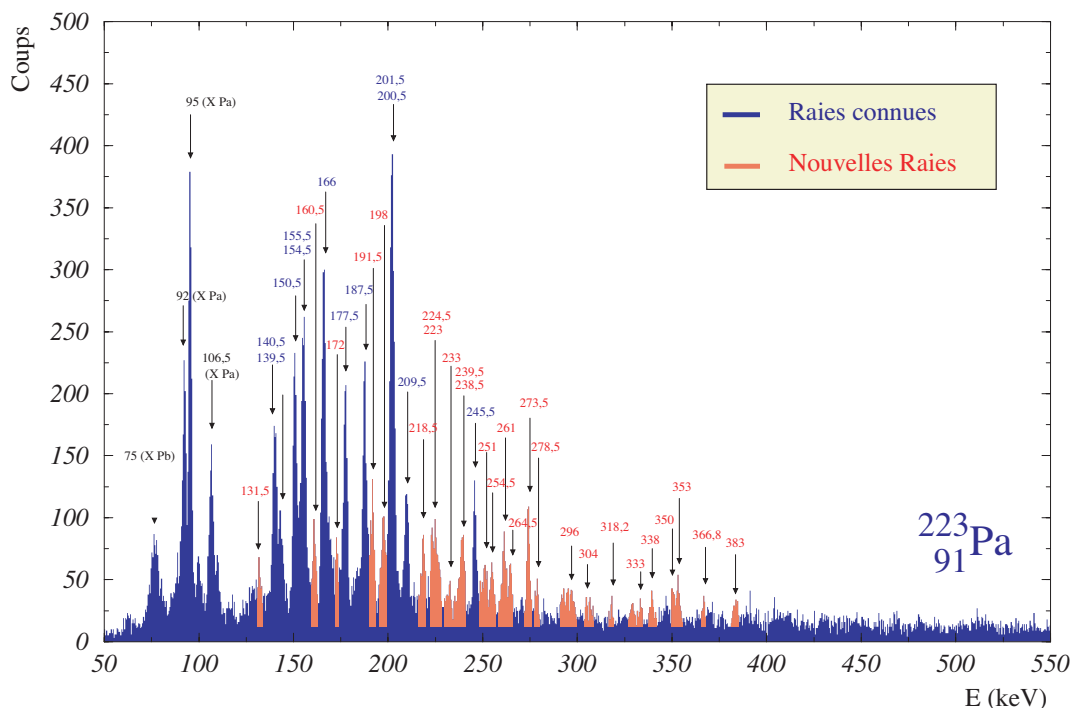


FIG. 11.18 – Spectre  $\gamma$  total du  $^{223}\text{Pa}$  conditionné par les deux  $\alpha$  de ce noyau

Le spectre  $\gamma$  mesuré durant l'expérience de 1999 est représenté dans la figure 11.17. Les nouvelles transitions  $\gamma$  mesurées durant cette expérience sont montrées sur la figure 11.18 (en rouge) et ceux mesurées par F. Hoellinger sont représentées en bleu. Les deux pics à 95 keV et 92 keV sont les rayons  $X$  (les plus intenses) du  $^{223}\text{Pa}$ . On peut voir, selon la largeur de certains pic, plusieurs doublets de  $\gamma$  tels que le 155 keV, le 140 keV, le 200 keV et d'autres exemples. Ceci rend la tentative de construction du schéma de niveaux assez difficile. Le tableau 11.1 contient la liste complète des énergies  $\gamma$  mesurées avec les intensités relatives (avec comme référence la raie  $\gamma$  la plus intense à 201.81 keV). Pour les doublets, les intensités données correspondent à la totalité des deux pics.

<b>E<math>\gamma</math> (keV)</b>	<b>Intensité relative</b>	<b>E<math>\gamma</math> (keV)</b>	<b>Intensité relative</b>
99,46 (24)	3,6 ( 8 ) %	250,4 (7)	12 ( 7 ) %
106,37 (5)	28 ( 1 ) %	254,94 (5)	14,7 ( 8 ) %
131,7 (13)	7,8 ( 8 ) %	260,96 (5)	17,4 ( 9 ) %
139,76 (4)	48 ( 2 ) %	264,42 (8)	10 ( 7 ) %
143,1 (6)	26 ( 1 ) %	273,8 (5)	19,4 ( 9 ) %
150,62 (3)	68 ( 2 ) %	277,98 (11)	5,8 ( 6 ) %
155,02 (3)	86 ( 2 ) %	291,57 (10)	7,9 ( 6 ) %
160,28 (5)	25 ( 1 ) %	296,25 (8)	12,3 ( 8 ) %
166,18 (9)	24 ( 1 ) %	304,78 (11)	6,9 ( 6 ) %
172,56 (11)	14 ( 1 ) %	309,03 (24)	2,7 ( 4 ) %
177,08 (4)	52 ( 2 ) %	328,67 (20)	4,8 ( 6 ) %
187,3 (5)	46 ( 2 ) %	332,1 (3)	2,6 ( 5 ) %
191,07 (13)	13 ( 1 ) %	339,14 (17)	4,6 ( 5 ) %
197,46 (20)	6 ( 1 ) %	347,2 (4)	3,7 ( 1 ) %
<b>201,81 (23)</b>	<b>100 ( 3 ) %</b>	350 (5)	6 ( 1 ) %
209,58 (6)	22 ( 1 ) %	352,7 (3)	7 ( 1 ) %
218,33 (10)	10,0 ( 9 ) %	366,74 (16)	5,6 ( 6 ) %
223,6 (11)	16 ( 1 ) %	383,4 (18)	5,2 ( 6 ) %
225,76 (11)	16 ( 1 ) %	390,66 (19)	4,8 ( 6 ) %
231,97 (21)	3,2 ( 5 ) %	404,12 (23)	3,9 ( 6 ) %
238,86 (6)	15,5 ( 9 ) %		
245,6 (4)	25 ( 1 ) %		

TAB. 11.1 – Liste des  $\gamma$  du  $^{223}\text{Pa}$  mesurés durant l'expérience. Les intensités ont été obtenues en supposant une intensité de 100% pour le pic 201,81 keV

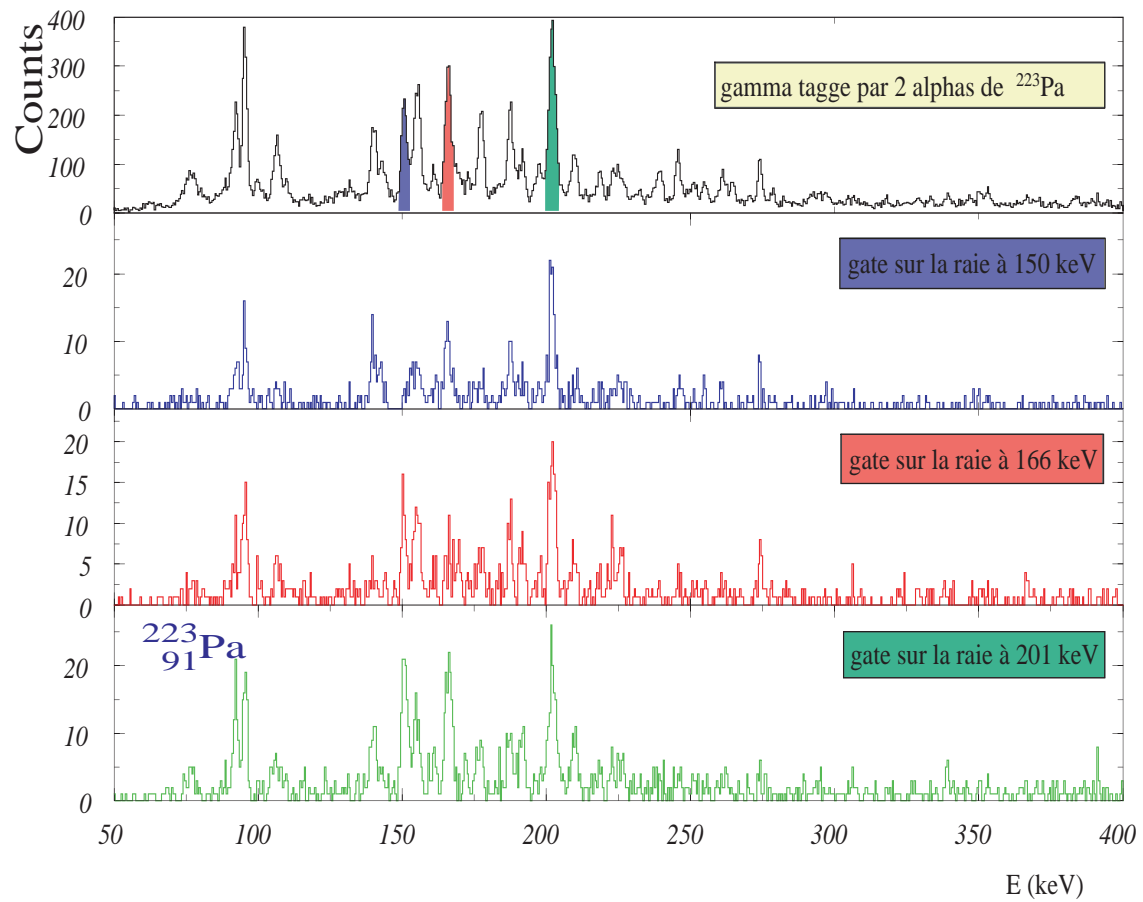
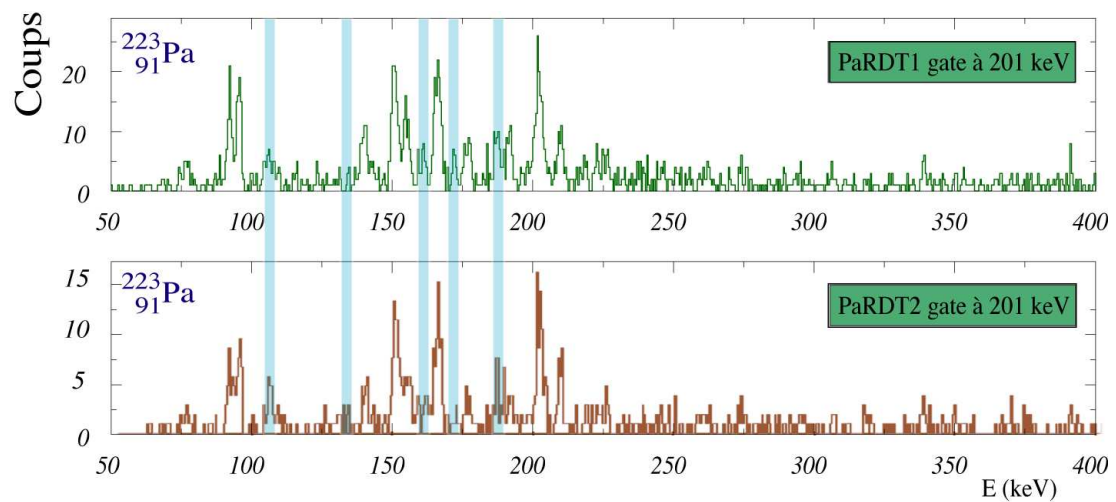
FIG. 11.19 – Coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  avec trois fenêtres différentes pour le jeu de données PaRDT1

FIG. 11.20 – gate sur la raie gamma 201 keV pour les deux jeux de données PaRDT1 et PaRDT2

Sur la figure 11.19 sont présentés trois "gates"  $\gamma$  du noyau  $^{223}\text{Pa}$  effectuées avec le jeu de données PaRDT1. La première, en bleu, est effectuée sur le pic 150 keV. On voit par exemple que celui-ci n'est pas en coïncidence avec l'énergie  $\gamma$  de 172.5 keV ni avec celle de 106.3 keV. De la même façon, on voit que le pic 166.1 (spectre en rouge) n'est pas en coïncidence avec le 139.7 par exemple. Par contre, le gamma de 200,1 keV est lui en coïncidence avec pratiquement tous les autres  $\gamma$  (spectre en vert). La figure 11.20 représente une gate sur la raie 200,1 keV dans les deux jeux de données PaRDT1 et PaRDT2. On a noté en grisé les raies qui disparaissent ou apparaissent entre les deux jeux de données. De plus, on voit bien qu'on arrive à diminuer le bruit de fond avec cette méthode de sélection plus poussée.

### 11.2.8 Durées de vie $^{223}\text{Pa}$ et autres noyaux

Sur la figure 11.21, le premier spectre représente les  $\gamma$  du  $^{223}\text{Pa}$  en coïncidence avec les deux raies  $\alpha$  de ce noyau : 8172 keV et 8014 keV. Pour illustrer la capacité de sélectivité de la méthode RDT, on présente un second spectre correspondant à une coïncidence avec le pic  $\alpha$  7450 keV appartenant au  $^{211}\text{Po}$  petit fils du  $^{223}\text{Th}$ . Ce spectre  $\gamma$  est donc associé au noyau de  $^{223}\text{Th}$ . Le troisième spectre correspond au pic  $\alpha$  de  $^{212}\text{At}$  petit fils du  $^{224}\text{Pa}$ ; ce spectre étant donc associé au noyau de  $^{224}\text{Pa}$ . Dans ces noyaux, l'ensemble des transitions  $\gamma$  observées sont déjà connues. Par contre, on a pu préciser les périodes radioactives de ces éléments.

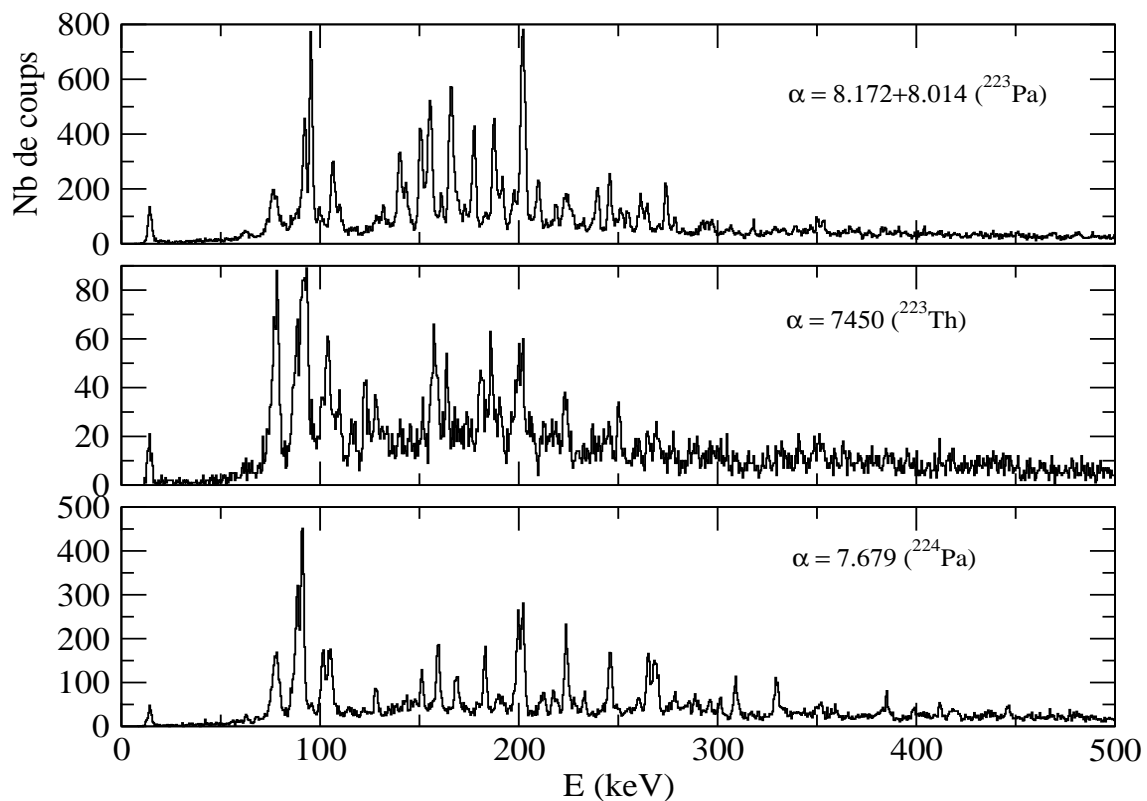


FIG. 11.21 – Spectres gamma en corrélation avec différentes raies  $\alpha$  ( $^{223}\text{Pa}$ ,  $^{223}\text{Th}$  et  $^{224}\text{Pa}$ )

Durant cette expérience, on a pu mesurer les périodes de décroissance  $\alpha$  de quelques noyaux implantés au plan focal de RITU et de leurs descendants. Sur les figures 11.22 et 11.23 sont représentés les spectres en temps  $\alpha$ -Recul pour les deux raies  $\alpha$  du  $^{223}\text{Pa}$ . Un fit exponentiel sur une largeur de 5 fois la période de décroissance (en rouge sur ces figures) nous permet de calculer celle-ci. Le tableau 11.2 résume ces mesures pour quelques noyaux et une comparaison avec les mesures de F. Hoellinger ainsi qu'avec des mesures antérieures d'autres auteurs.

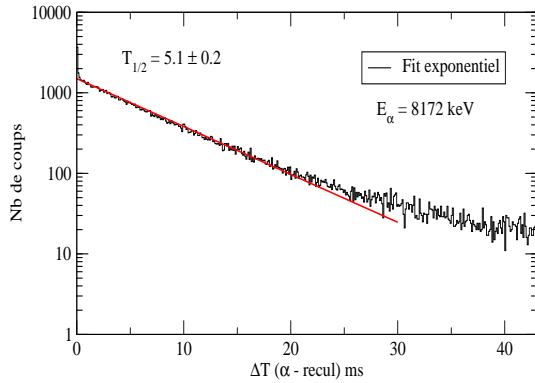


FIG. 11.22 – Spectre en temps recul- $\alpha$  du  $^{223}\text{Pa}$  pour la raie  $\alpha$  8172 keV

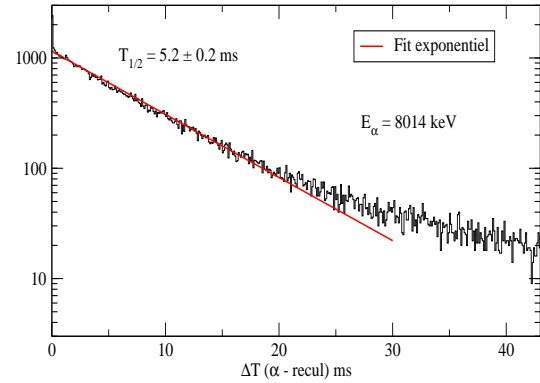


FIG. 11.23 – Spectre en temps recul- $\alpha$  du  $^{223}\text{Pa}$  pour la raie  $\alpha$  8014 keV

Noyau	Énergie $\alpha$ keV	$T_{1/2}$ (Cette Exp)	$T_{1/2}$ (exp 1999) [66]	$T_{1/2}$ (autres auteurs)
$^{223}\text{Pa}$	8172	$5.1 \pm 0.2$ ms	$4.9 \pm 0.5$ ms	$6.5 \pm 1.0$ ms [69]
$^{223}\text{Pa}$	8014	$5.2 \pm 0.2$ ms	$4.9 \pm 0.5$ ms	$6.5 \pm 1.0$ ms [69]
$^{223}\text{Th}$	7340	$0.58 \pm 0.05$ s		$0.6 \pm 0.02$ s [70]
$^{224}\text{Pa}$	7488	$0.61 \pm 0.2$ s		$0.79 \pm 0.06$ s [71]
$^{220}\text{Ac}$	7850	$21.6 \pm 4.0$ ms		$26.4 \pm 2.0$ ms [72]
$^{212}\text{At}$	7680	$0.297 \pm 0.01$ s	$0.306 \pm 0.015$ s	$0.314 \pm 0.02$ s [73]
$^{219}\text{Ac}$	18000 (somme)	$12.7 \pm 1.0$ $\mu\text{s}$		$11.8 \pm 1.5$ $\mu\text{s}$ [74]

TAB. 11.2 – Périodes de décroissance  $\alpha$  de quelques noyaux détectés dans le DSSSD

On constate une concordance relativement bonne entre nos mesures de durées de vie du  $^{223}\text{Pa}$  et celles de Fabien Hoellinger (expérience de 1999). L'accord entre notre mesure de la période de décroissance du  $^{224}\text{Pa}$  et celle de Barnett et al [73] est moins bon probablement du fait de la contamination par le pic  $\alpha$  8450 keV du  $^{211}\text{Po}$  (issu de la chaîne de décroissance du  $^{223}\text{Th}$ ) qui a une durée de vie du même ordre de grandeur. Les autres mesures pour les noyaux  $^{223}\text{Th}$ ,  $^{212}\text{At}$ ,  $^{220}\text{Ac}$  et  $^{219}\text{Ac}$  sont relativement en bon accord avec la littérature [71, 74, 73]. Du

fait de la statistique de notre expérience, les barres d'erreur sur cette mesure sont plus faibles que celles de la littérature.

### 11.2.9 Schéma de niveaux du $^{223}\text{Pa}$

La présence de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  nous a permis d'établir une première tentative de construction du schéma de niveaux du  $^{223}\text{Pa}$ . L'existence de plusieurs doublets rend très difficile l'exploitation des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  et la faible statistique pour les  $\gamma$  de haute énergie ( $> 250$  keV) ne permet pas de tirer des conclusions définitives sur ce schéma de niveaux.

Néanmoins, en affinant la sélection à l'aide de la décroissance  $\alpha$ , on a pu fortement diminuer l'influence du bruit de fond et obtenir une matrice plus propre. On a travaillé certes avec une statistique moindre, mais on est au moins sûr d'avoir éliminé les  $\gamma$  en coïncidence fortuite. Un schéma de niveau tentatif basé sur une valeur du spin de l'état fondamental de  $3/2^-$ , prédite par les calculs théoriques de Cwiok et al, est présenté sur la figure 11.24 ci-dessous et semble confirmer la déformation octupolaire de ce noyau.

En effet, cette forme du schéma de niveau que l'on a obtenu présente les caractéristiques type d'un noyau octupolaire, avec deux structures séparées et dans chaque structure, deux bandes à parité alternée. L'énergie du premier état excité de la structure de gauche, de spin  $5/2^-$ , n'est pas connue. Elle a été arbitrairement placée de sorte à ce que le niveau  $9/2^-$  soit au même niveau que l'état  $9/2^+$  de manière à avoir une meilleure comparaison des deux structures.

Comme on pouvait s'y attendre du fait de la conversion électronique, on n'a pas pu observer de transitions M1 entre deux bandes de même parité entre les deux structures. D'autre part, la faible statistique des  $\gamma$  de haute énergie ne nous permet pas de monter ce schéma jusqu'à des spins plus élevés.

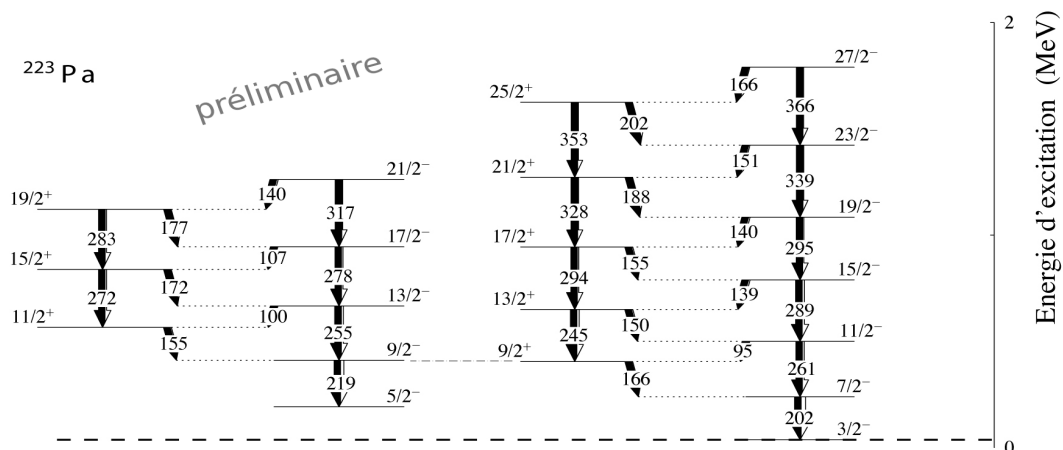


FIG. 11.24 – Première tentative de schéma de niveaux du noyau  $^{223}\text{Pa}$

# Conclusion et Perspective

Dans ce travail, on a abordé la problématique de l'étude spectroscopique des noyaux lourds et super-lourds. On a vu que par le biais de la déformation des noyaux VHE, dont la spectroscopie est actuellement accessible, on peut étudier les orbitales nucléoniques situées autour du niveau de Fermi des noyaux sphériques super-lourds. C'est notamment le cas pour les noyaux VHE  ${}_{102}^{256}\text{No}$  et  ${}_{104}^{256}\text{Rf}$  qui se situent dans une région de gaps déformés. Ces gaps sont fermés par des orbitales à grand J provenant du gap sphérique SHE.

Les difficultés inhérentes à la production et l'étude spectroscopique des noyaux VHE ont été abordés. Il s'agit notamment de la rareté des couples cible-projectile, de la faiblesse de la section efficace de production pour la plupart de ces couples ainsi que le manque d'informations systématiques sur les sections efficaces. Une étude d'optimisation s'est donc imposée. Celle-ci a pris en compte les effets des différents paramètres de réaction dont l'épaisseur de cible, l'intensité de faisceau et la section efficace ainsi que le straggling angulaire induit par la cible et par l'évaporation des neutrons. Ceci nous a permis de tirer plusieurs conclusions sur les épaisseurs de cible à utiliser pour une production et détection optimale selon le type de spectroscopie envisagée.

Dans le cas d'une spectroscopie  $\gamma$  prompte où l'on est limité en taux de comptage, les cibles fines sont plus adaptées. L'épaisseur de cible limite dépend de l'intensité maximale disponible pour le faisceau et de la thermique de la cible. Ce constat est dû à l'augmentation de l'acceptance du séparateur du fait du plus faible straggling angulaire pour des cibles plus fines. Dans ce cas de figure, la thermique de la cible n'est pas influencée par la diminution de l'épaisseur. Un seuil d'épaisseur minimum doit être respecté pour éviter la détérioration de la cible.

Pour une spectroscopie au plan focal (noyaux fils), où l'on est pas limité en intensité de faisceau, on a montré qu'il existe un optimum d'épaisseur de cible pour lequel un taux maximum de détection est obtenu. Cet optimum résulte d'un compromis entre production et straggling angulaire. La valeur de l'épaisseur correspondante dépend de l'ouverture angulaire du séparateur utilisé. Conformément à ce qu'on pourrait attendre, elle est plus importante pour un séparateur d'ouverture angulaire plus grande.

Outre les effets post-production, on a également un problème lié au manque d'information sur les sections efficaces de production dans les région VHE. Une simulation de ces sections efficaces à l'aide du code HIVAP nous a permis d'extraire un jeu de paramètres adapté à cette région de noyaux. Le but est d'utiliser ce jeu de paramètres pour pouvoir estimer les sections efficaces pour des réactions dont cette information n'est pas disponible. Cependant, il s'est avéré que l'extrapolation des sections efficaces par l'utilisation de ces jeux de paramètres, moyennant une certaine erreur, a une limite et devient peu fiable s'il est appliqué à un couple cible-projectile trop éloigné du couple de référence d'une valeur de Z ou de N supérieure à 2.



Cette étude de simulation a été complétée par un travail de prospection des sections efficaces accessibles dans la région VHE. Ceci nous a permis de tirer un bon nombre de réactions d'intérêt, notamment des réactions avec cibles radioactives qui présentent des sections efficaces avantageuses et pourront être réalisées pour la spectroscopie de noyaux fils au plan focal à Dubna.

Dans une autre partie de la thèse, consacrée à la spectroscopie des noyaux VHE, les  $^{256}\text{No}$  et  $^{256}\text{Rf}$  ont été étudiés. L'étude d'optimisation qu'on a effectuée précédemment a été appliquée à ces deux noyaux. Le  $^{256}\text{No}$  a fait l'objet d'une expérience à l'aide du couple JUROGAM-RITU. Malheureusement on n'a pas pu observer de noyaux de  $^{256}\text{No}$ . La cause principale est probablement liée à la combinaison de plusieurs effets : le très faible taux de production, le straggling angulaire dans le gaz du séparateur RITU et un éventuel mauvais réglage des paramètres du séparateur que l'on ne peut pas exclure mais qui est peu vraisemblable. Cette expérience nous a néanmoins permis de tirer la conclusion suivante : les séparateurs à gaz sont relativement mal adaptés à des réactions avec des faisceaux légers, à des intensités de faisceaux relativement faibles ( $\sim 50\text{pnA}$ ) ainsi que pour de faibles sections efficaces de fusion-évaporation ( $\sim 100\text{nb}$ ). Ce constat peut nous aider dans l'avenir à mieux optimiser nos réactions et le choix de dispositif à utiliser. Il doit être aussi pris en compte dans les choix à faire dans la construction du futur spectromètre S3 au GANIL.

Dans le cadre de la spectroscopie des noyaux lourds et dans le but d'étudier la déformation octupolaire dans la région des actinides, le noyau de  $^{223}_{91}\text{Pa}$  a fait l'objet d'une étude spectroscopique auprès du dispositif JUROGAM-RITU. Ce noyau a déjà été étudié par le passé (1999) à l'aide du multidétecteur JUROSPHERE couplé à RITU et avait fait l'objet d'une thèse dans le groupe de physique nucléaire de Strasbourg, un certain nombre de transitions  $\gamma$  ayant été mesurées ainsi que la durée de vie de ce noyau. On a pu, avec une meilleure statistique, affiner les mesures de durée de vie et observer un bon nombre de transitions  $\gamma$  nouvelles dans ce noyau impair. On a pu constater la présence de plusieurs doublets, ce qui rend, avec la forte conversion électronique, la construction du schéma de niveaux de ce noyau assez ardue. Néanmoins, une première tentative de schéma de niveaux a été réalisée et celle-ci semble confirmer le caractère octupolaire du noyau  $^{223}\text{Pa}$ . En effet, le schéma de niveau que l'on a obtenu montre bien deux structures avec des bandes à parité alternée. L'analyse se poursuivra après la soutenance de cette thèse et nous permettra d'affiner ces résultats et de tenter de construire la partie haut spin du schéma de niveaux par des techniques de coïncidence plus selectives. Cette expérience a d'autre part permis de mesurer les durées de vie de plusieurs autres noyaux dans la région des actinides et affiner celle du  $^{223}\text{Pa}$ .

Il apparaît à la lumière de ces résultats plusieurs perspectives à envisager : La principale étant la production et l'étude spectroscopique du noyau VHE  $^{256}\text{Rf}$  via la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 4n)^{256}\text{Rf}$ . Celle-ci était jusqu'à récemment difficile à réaliser du fait de la faible section efficace de fusion-évaporation (12nb) ainsi que la relative difficulté de production du faisceau de  $^{50}\text{Ti}$  à de fortes intensités. Néanmoins, avec l'amélioration des techniques d'extraction de faisceaux et l'utilisation de l'électronique numérique cette réaction est actuellement à notre portée. Nous sommes les co-auteurs d'une proposition d'expérience pour cette réaction qui a été acceptée par le PAC de Jyväskylä pour la campagne JUROGAM II.

L'expérience du  $^{256}\text{No}$  est à revisiter en utilisant un séparateur à vide. Il faut néanmoins comprendre la raison de l'échec de l'expérience réalisée avec RITU. L'idée de faire le vide, ou du moins de baisser plus ou moins fortement la pression du gaz dans RITU est à étudier pour

peser le pour et le contre et voir si la perte dans la transmission et dans la séparation de RITU est compensée par le gain dû à la diminution du straggling. On peut d'autre part envisager de refaire cette expérience en spectroscopie prompte à de plus fortes intensités de faisceaux qui seront permises avec l'utilisation de l'électronique digitale. Étudier cette réaction à l'aide du couple VASSILISSA-GABRIELA peut être aussi intéressant pour confirmer ou infirmer la section efficace ainsi que les causes de cet échec.

L'utilisation de cibles transactinides riches en neutrons offre de bonnes perspectives pour la spectroscopie VHE notamment à Dubna. Plusieurs réactions ont déjà fait l'objet de mesures auprès du couple VASSILISSA-GABRIELA. D'autres réactions sont à envisager notamment avec des faisceaux légers tel que le Néon, l'Oxygène et même Carbone et des cibles de Pu, Cm et Cf. Ces réactions, au-delà du problème lié à la faible énergie de recul, ont des sections efficaces de fusion évaporation relativement élevées. Néanmoins, étudier ce type de réactions asymétriques en cinématique inverse permet d'éviter ce problème et constitue donc une voie intéressante à explorer.

Comme nous avons pu le constater, ce travail de thèse comprend à la fois de la prospective, de l'optimisation et réalisation d'expériences de spectroscopie VHE. Avec le projet S3, il nous sera possible d'accéder à la spectroscopie de noyaux de plus faibles sections efficaces, donc aux premiers noyaux super-lourds. Les perspectives sont donc à la fois extrêmement vastes et fortement contraintes. Ce thèse aura, je l'espère, contribué à ces avancées.

# Bibliographie

- [1] J. Mattauch and S. Fluegge, Nuclear Physics (Interscience Publishers, New York, 1946)
- [2] I. M. Green and S. A. Moszkowski, Phys. Rev. 139, B790 - B793 (1965)
- [3] M. G. Mayer, Phys. Rev. 75, 1969 (1949).
- [4] O. Haxel, J. H. D. Jensen and H. E. Suess, Phys. Rev. 75, 1766 (1949).
- [5] P. H. Heenen and W. Nazarewicz, Europhysics News (2002) Vol. 33 No. 1
- [6] M. A. Stoyer, Nature 442, 876-877 (August 2006)
- [7] Yu. Ts. Oganessian et al, Phys. Rev. C 72, 034611 (2005)
- [8] Yu. Ts. Oganessian et al, Phys. Rev. C 74, 044602 (2006)
- [9] S. Hofmann and G. Münzenberg, Rev. Mod. Phys. 72, 733 (2000)
- [10] B. J. P GALL, Super et hyper déformations du noyau atomique : du discret au continu, Annales de Physique
- [11] J. Dudek et al., private communication.
- [12] J. Uusitalo et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, v204, 638-643 (2003)
- [13] P. J. Nolan, Nucl. Phys. A520 657c (1990)
- [14] P. J. Nolan, F.A. Beck and D.B. Fossan, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 45, 561 (1994)
- [15] C. R. Alvarez, Nuclear Physics News, V3, Issue 3, 10 (1993)
- [16] P. A. Butler et al, Phys. Rev. Lett. 89, 202501 (2002)
- [17] F. Rösel, H.M. Fries, K. Alder et H.C. Pauli, At. Data and Nucl. Data Tables 21, 91 (1978) ; 21, 291 (1978).
- [18] H. Kankaanpaa et al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, v. 534, 503-510 (2004).
- [19] Electron spectroscopy at JYFL, Paul Greenlees, communication privée - University of Jyväskylä.
- [20] J. Uusitalo et al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, v. 204, 638-643 (2003).
- [21] RITU group, Department of Physics, University of Jyväskylä (<http://www.jyu.fi/>)
- [22] R. D. Page et al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, v. 204, 634-637 (2003).

- [23] R. D. Page, Great results and opportunities, Private communication, Université de Liverpool.
- [24] The GREAT Project, Nuclear Physics Group, University of Liverpool (<http://ns.ph.liv.ac.uk/ns-instrum-great.html>)
- [25] I.H. Lazarus et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 48, 567 (2001).
- [26] A. Yeremin et al., Physics of Atomic Nuclei, 66, Number 6, 1042-1052 (2003)
- [27] K. Hauschild et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A560, 388 (2006)
- [28] GABRIELA Detection System, Decay spectroscopy studies of heavy elements at the FLNR (JINR, Dubna) <http://www-csnm.in2p3.fr/groupe/strucnuc/gabriela.html>
- [29] A. Lopez-Martens et al., Phys. Rev. C 74, 044303 (2006)
- [30] H. Savajols, Nuc. Phys. A 654, 1027c-1032c (1999)
- [31] Variable mode spectrometer, <http://www.ganil.fr/vamos>
- [32] EXOGAM @ Ganil, <http://ganinfo.in2p3.fr/exogam/>
- [33] W. R. Leo, Techniques for nuclear and particle physics experiments, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1987.
- [34] J. F. Ziegler, Particle interaction with matter (<http://www.srim.org/>)
- [35] R. D. Herzberg et al, Phys. Rev. C 65 14303 (2001)
- [36] P. Greenlees, Identification of Excited States and Evidence for Octupole Deformation in  $^{226}\text{U}$ , Phd thesis, (1999)
- [37] Kenneth S. Krane, Introductory Nuclear Physics, John Wiley and sons - New York (1987)
- [38] B. Florence, rapport de stage Janus, spectroscopie de noyaux transuraniens : sur la trace des orbitales quantiques des noyaux SHE. IReS 2003.
- [39] P. Armbruster, On the production of superheavy elements, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 50 441-79 (2000)
- [40] D. Lacroix, Macroscopique approches for fusion reactions. Cours LPC/ENSICAEN, IN2P3-CNRS
- [41] F. P. Heßberger et al. Z. Phys. 321, 317-325 (1985)
- [42] W. Reisdorf, Z. Phys. A 300, 227 (1981)
- [43] R. D. Herzberg et al., Phy. Rev. C65, 014303 (2002)
- [44] Table of isotopes R. B. Firestone, V. S. Shirley, LBL. Published by John Wiley & Sons, Inc. ISBN 0471-14918-7
- [45] D. C. Hoffmann et al., Phys. Rev. C41, 631 (1990)
- [46] E. D. Donets et al., Sov. J. Nuc. Phys. 723 (1966)
- [47] R. Herzberg et al., Phys. Rev. C65, 014303 (2002)
- [48] F. P. Heßberger et al. Eur. Phys. J. A29 165-173 (2006)
- [49] S. Hofmann, Rep. Prog. Phys. 61 (1998) 639-689.
- [50] G. Munzenberg et all., Z. phys. A 328 49 (1979)

- 
- [51] A. Sobiczewski et al., Nucl. Phys. A485 (1998) 16
- [52] P. D. Cottle. et al., Phys. Rev. C53 (1987)
- [53] M. Aïche et al., J. Phys. G14 (1988) 1191
- [54] M. E. Debray et al., Phys. Rev. C41 (1990) R1895
- [55] I. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 49, 1758 (1982)
- [56] N. J. Hammond et al., Phys. Rev. C65, 064315 (2002)
- [57] P. T. Greenlees et al., J. Phys. G24 (1998) L63
- [58] M. Aïche et al., Nucl. Phys. A567, 685 (1994)
- [59] I. Ahmad and P. A. Butler, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., v43, 71 (1993)
- [60] V. Grafen et al., Phys. Rev. C44 (1991) R1728.
- [61] A. Lsch et al., Z. Phys. A348 (1994) 235
- [62] A. I. Levon. et al., Nucl. Phys. A598 (1996) 11.
- [63] A. N. Andreyev et al., Scientific Report 1991-1992, Heavy Ion Physics, Dubna (1992)
- [64] S. Cwiok et W. Nazarewicz, Nucl. Phys. A529, 95 (1991)
- [65] F. Hoellinger, Etude spectroscopique de la structure yrast et yrare de noyaux loin de la stabilité, Thèse de Doctorat IReS-ULP Strasbourg (1999).
- [66] F. Hoellinger et al., Phys. Rev. C60, 57301 (1999)
- [67] W. Meczynski et al., IFJ Report 1782/PL, 1997
- [68] M. Antony, Nuclide chart 2002, IReS-ELA 2002
- [69] J. Borggreen et al., Phys. Rev. C2 1841 (1970)
- [70] A. M. Y. El-Lawindy et al., J.Phys. (London) G13, 93 (1987)
- [71] A. N. Andreyev et al., Z. Phys. A337, 229 (1990)
- [72] C. F. Liang et al., Z. Phys. A354, 153 (1996)
- [73] A. R. Barnett, J.S.Lilley, Phys.Rev. C9, 2010 (1974)
- [74] H. Miyatake et al., Nucl.Phys. A501, 557 (1989)

## Résumé

Grâce aux avancées techniques de ces dernières années, l'étude des orbitales nucléoniques des noyaux très lourds (VHE) est devenue aujourd'hui possible et nous permet, par le biais de la déformation, de nous renseigner sur la structure nucléaire des noyaux super-lourds (SHE). Ce travail de thèse a précisément pour objectif l'étude spectroscopique des noyaux lourds et très lourds.

Les difficultés expérimentales liées à ce type de mesures, nous ont amenés dans le cadre de cette thèse, à mener une étude détaillée d'optimisation et prospection dans la région VHE. Ainsi, on a cherché à optimiser l'épaisseur de cible pour une production-détection maximale en tenant compte des différents paramètres entrant en jeu : la section efficace, l'intensité de faisceau, l'ouverture angulaire des séparateurs et le straggling angulaire dans la cible, dû à l'évaporation de neutrons et aux déflexions Coulombienne du noyau de recul.

Une vaste étude de prospection dans la région VHE a également été réalisée sur la base de sections efficaces publiées ou non, et de simulations effectuées à l'aide du code statistique HIVAP. En parallèle à ce travail, l'extension possible du domaine de validité d'un jeu de paramètres HIVAP a été étudiée. Ce travail nous a permis de dégager une liste d'expériences d'intérêt pour la production des noyaux VHE. On s'est notamment consacré à l'étude des noyaux  $^{256}\text{No}$  et  $^{256}\text{Rf}$  pour lesquels deux propositions d'expériences ont été acceptées.

La déformation octupolaire prédite dans la région des actinides est abordée dans une autre partie de cette thèse, consacrée à la spectroscopie gamma du Protactinium 223. Les résultats de cette nouvelle expérience réalisée auprès de JUROGAM sont analysés et comparés aux résultats antérieurs confirmant ainsi la structure octupolaire de ce noyau.

**Mots Clés :** *fusion-évaporation / noyaux lourds et super-lourds / spectroscopie gamma, alpha, électron / octupoles / simulation HIVAP, straggling angulaire, perte d'énergie.*

## Abstract

Within the recent years, the spectroscopic study of single particle orbitals of very heavy elements (VHE) became possible with the development of increasingly efficient experimental setups. This allow us, through nuclear deformation, to access in with these deformed nuclei to orbitals situated around the Fermi level in the spherical super-heavy elements (SHE) and learn more about the nuclear structure of these nuclei. The aim of this work is the spectroscopic studies of heavy and very heavy elements.

Because of the experimental difficulties associated with the fusion reactions in the VHE region, a detailed optimization studies is essential. Simulation of energy loss and angular straggling of these nuclei due to the interaction in the target and to neutron's evaporation was carried out and allowed us to optimize the angular acceptance of the separators according to the target thickness. An extensive survey and exploration in the VHE region was also conducted on the basis of cross section's systematics in the literature and simulations carried out using the statistical code HIVAP. In this framework, the possible extension of the range of validity of a set of HIVAP parameters was investigated. This work has enabled us to prepare a list of experiments of interest for the production of very heavy nuclei. In this thesis, our work was concentrated on the spectroscopy of the nuclei  $^{256}\text{No}$  et  $^{256}\text{Rf}$  for which two experimental proposals were accepted.

The octupole deformations predicted in the actinides region is studied in another part of this thesis, a part witch is dedicated to the gamma spectroscopy of  $^{223}\text{Pa}$ . The data from a new experiment carried out using the JUROGAM-RITU-GREAT setup are analysed and compared to previous results. They confirm the octupole deformed shape in this nucleus.

**Keywords :** *very heavy and superheavy elements / fusion-evaporation / gamma, alpha, electron spectroscopy / octupole deformations / HIVAP simulation, angular straggling, energy loss.*