

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (PARIS 7)
École Doctorale 517 : Particules, Noyaux, Cosmos

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique Nucléaire

présentée par
Fabien DÉCHERY

pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (PARIS 7)

Simulations optiques pour le projet S³
- Super Spectromètre Séparateur -
&
Première spectroscopie prompte $\gamma - e^-$ en
coïncidence d'un noyau transfermium : le ²⁵¹Md₁₀₁

Thèse dirigée par Antoine DROUART
soutenue le 29 octobre 2012 devant un jury composé de :

Dr. Dieter ACKERMANN	Rapporteur
Dr. Antoine DROUART	Directeur de thèse
Pr. Benoît GALL	Rapporteur
Pr. Rolf-Dietmar HERZBERG	Examineur
Dr. Hervé SAVAJOLS	Examineur
Pr. Philippe SCHWEMLING	Examineur

Remerciements

- *C'est une bonne situation ça scribe ?*

- *Mais vous savez, moi je ne crois pas qu'il y ait de bonnes ou de mauvaises situations. Moi, si je devais résumer ma vie, aujourd'hui avec vous, je dirais que c'est d'abord des rencontres, des gens qui m'ont tendu la main peut-être à un moment où je ne pouvais pas, où j'étais seul chez moi. Et c'est assez curieux de se dire que les hasards, les rencontres forment une destinée. Parce que quand on a le goût de la chose, quand on a le goût de la chose bien faite, le beau geste, parfois on ne trouve pas l'interlocuteur en face, je dirais le miroir qui vous aide à avancer. Alors ce n'est pas mon cas, comme je disais là, puisque moi au contraire j'ai pu, et je dis merci à la vie, je lui dis merci, je chante la vie, je danse la vie, je ne suis qu'amour. Et finalement quand beaucoup de gens aujourd'hui me disent : "Mais comment fais-tu pour avoir cette humanité ?" eh bien je leur réponds très simplement, je leur dis : "C'est ce goût de l'amour", ce goût donc, qui m'a poussé aujourd'hui à entreprendre une construction mécanique, mais demain qui sait ? Peut-être simplement à me mettre au service de la communauté, à faire le don, le don de soi.*

Otis (Edouard Baer), Astérix & Obélix : Mission Cléopâtre (2002)

A mon jury de thèse

Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble des membres de mon jury de thèse pour avoir accepté d'évaluer mon travail. Parmi eux, et en plus haut lieu, toute ma gratitude va à Hervé Savajols, Antoine Drouart et Benoît Gall, pour la confiance et le soutien qu'ils m'accordent. Je conçois pleinement l'immense chance que vous me donnez de pouvoir participer à cette construction collective de premier plan qu'est le projet S^3 et de pouvoir continuer cette aventure dans le cadre d'un post-doctorat.

A mon laboratoire d'accueil

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements au CEA/DSM/IRFU pour m'avoir accueilli dans le cadre de ma thèse, et particulièrement à son directeur Philippe Chomaz pour l'accueil très chaleureux fait à ma promotion NPAC 2009. Merci à Michel Garçon et Bijan Saghai de m'avoir permis d'intégrer le SPhN, ainsi qu'à la nouvelle chef de service Heloïse Goutte pour son soutien à mon projet de recherche et pour m'avoir donné le privilège d'un accès au CEA couvrant la période de mon post-doctorat à l'IPHC. Mes remerciements vont bien sûr aussi à son adjointe Françoise Auger, pour ça gentillesse, son écoute et sa disponibilité dès mon arrivée dans l'équipe. Je n'oublie pas les assistantes de recherche, Isabelle Richard et Danielle Corret, pour leurs précieuses aides à chaque étape de la vie administrative et pour ne pas m'avoir laissé mourir de froid lors de mes missions à Jyväskylä.

Je tiens à remercier chaleureusement l'ensemble de mes collègues du SPhN, et particulièrement : Alexandre Obertelli pour ses précieux conseils et ses multiples coups de pouce tout au long de ma thèse ; Lolly Pollacco et sa tendre épouse pour les diners/barbecues en leur charmante compagnie ; Thomas Duguet pour cette motivation qu'il transmet et pour son atelier passionnant de philosophie des sciences m'ayant permis de rencontrer Vincent Bontems ; Stephano Panebianco pour les mêmes raisons et pour son investissement dans la diffusion des connaissances ; Cedric Simenel pour les multiples discussions sur les processus à la barrière de fusion, même pour celle sur les instantons pour laquelle je ne pige toujours rien ; Roland Dayras pour m'avoir permis d'hériter de son immense bibliographie sur les noyaux superlourds lors de son départ à la retraite ; Christophe Theisen, Monsieur superlourds, pour m'avoir laissé participer à des expériences à Jyväskylä ; Barbara Sulignano, pour ses conseils et sa bonne humeur, toujours présente pour m'aider dans mes recherches, tant sur les transfertmiums que sur les bébés phoques ; sans oublier Alain Boudart, Marie-Delphine Salsac, Alain Gillibert, Valérie Lapoux, Magdalena Zielinska, Wolfram Kortén et les autres. Les nombreuses discussions que j'ai pu avoir avec chacun m'ont beaucoup apporté. Un grand merci aux doctorants et post-doctorants du SPhN aux côtés desquels j'ai pu confronter et enrichir ma vision de la physique tout en partageant de très bons moments lors de ces 3 années de thèse : Corinne, Freddy, Jeremy, Anna, Simon, Kevin, Clémentine, Lucie, Angelo, Davide, François, et mon stagiaire Nans.

A mon directeur de thèse

J'adresse mes superheavy remerciements à mon directeur de thèse Antoine Drouart, pour avoir accepté d'encadrer ma thèse, notamment au prix d'une HDR. Merci pour ton humour, ton enthousiasme, et ta passion. Merci pour l'autonomie relative et formatrice que tu m'as laissé me permettant d'évoluer au grès de mes envies et intérêts dans le vaste projet S^3 . Merci pour ta disponibilité et tes conseils, toujours très constructifs, dès lors que j'en avais besoin. Ces 3 années passées au CEA et en ta compagnie seront inoubliables, j'espère

vraiment pouvoir continuer à travailler avec toi. Tant que j'y pense et concernant le nom du système de détection de S^3 , merci d'avoir renoncé à ton acronyme particulièrement voué à l'échec "PSHITT" (pourtant démocratiquement élu par la collaboration après une soirée bien arrosée) au profit du mien. Nul doute qu'on aurait réussi à vendre notre système à l'ANR, on aime les challenges, mais bon.. Le réveil a dû être difficile et, épris de doutes, les sages du managment board dont tu fais parti se sont finalement accordés sur SIRIUS pour "Spectroscopy and Identification of Rare Isotope Using S^3 ", "l'étoile la plus brillante et la plus étudiée du ciel", ou bien au choix, "le mec dans Harry Potter qui meure dans le 2". J'aimerais pouvoir dire que cette étoile nous portera chance, mais la chance n'a rien à faire dans ce business, nul doute qu'elle rayonnera sur la communauté internationale et nous permettra de découvrir l'Adamantium.

A mes collaborateurs de S^3 et de Jyväskylä

J'aimerais remercier toutes les personnes formidables que j'ai rencontré par le biais de la collaboration S^3 et avec qui j'ai pu travailler, notamment la team optique du SACM avec "the master" David Boutin, Jacques Payet, Didier Uriot, Olivier Delferrière" et Martial Authier du SIS ; la team GANIL avec Julien Pancin, Emmanuel Clement, Christelle Stoedel et Julien Piot ; la team CSNSM avec Karl & Waely ; la team FISIC de l'INSP avec Dominique Vernet et Emilie Lamour ; et la team IPHC avec Benoît Gall, François Leblanc, Olivier Dorvaux, Cédric Mathieu, Jérôme Rubert (aka "Choubaka"), Hugo Faure et tous les autres avec qui j'ai désormais le plaisir de travailler dans le cadre de mon post-doctorat. Hors S^3 , mais tout à fait central à l'IPHC, j'embrasse mes girls Helenska, Andreina et Regina qui, "selon moi", sont des filles merveilleuses ("en plus d'être belles ET intelligentes"). Merci d'enseigner mon post-doctorat à Strasbourg.

Je souhaite également remercier toutes les personnes que j'ai pu rencontrer lors de mes multiples séjours à Jyväskylä en Finlande, avec en premier lieu, l'équipe locale du laboratoire de l'accélérateur, dont Paul Greenlees, Mikael Sandzelius, Panu Rahkila, et tous ces chercheurs aux noms finlandais que je serais incapable d'écrire correctement. Je vous remercie pour votre accueil, pour l'excellence de votre laboratoire, et pour m'avoir permis de bénéficier du fond ENSAR lors de ma participation aux expériences. Je pense aussi à toute la team SAGE de Liverpool : Philipos "my friend with friendship", et les Rodi's boys : Danny, Andrew, Eddy et Furad. Merci au Pr. Herzberg de m'avoir permis de participer au commissioning de SAGE.

A ces rencontres, décisives dans mon parcours

Merci à mes enseignants du Lycée pour qui je n'étais pas fait pour les études, et encore moins scientifiques, de m'avoir donné l'impulsion initiale. Parmi les rencontres décisives, je pense au docteur Bernard Augier du petit paradis de St. Étienne de Tinée : merci pour ces nuits d'observations de la voute céleste, et pour avoir calculé l'instant et le lieu exact où ce flash de lumière solaire m'a illuminé après s'être réfléchi sur les panneaux d'un satellite survolant les sommets alpins. Cet instant magique et nos discussions de cosmologie ont été un véritable déclencheur de ma passion pour les sciences. Totalement structurant pour moi, j'aimerais remercier Michael, Greg, Florent et Cedric, mes potes sociologues constructivistes structuralistes de la Sorbonne, pour toutes ces discussions passionnées qui ont aiguisé mon esprit critique et initié à la pensée rationnelle. Parmi les rencontres académiques les plus influentes dans mon parcours, j'aimerais aussi exprimer mes remerciements et mon plus grand respect à Dominique Lecourt pour ses cours tout à fait passionnants d'épistémologie et pour son amitié, à Luc Valentin pour m'avoir fait découvrir la physique nucléaire et pour avoir cru en moi en

soutenant ma candidature NPAC, à Elias Khan dont les cours et la passion m'ont décidé à faire de la physique nucléaire, à Jean-François Berger pour les mêmes raisons et pour son soutien décisif dans mon projet de thèse au CEA, et enfin à Thomas Coudreau pour ce goût pour l'enseignement qu'il m'a transmis lors de mon monitorat et pour son précieux soutien dans mes candidatures.

A mes amis

Merci, à ma dream-team du CEA avec qui j'ai partagé mes joies et mes problèmes intimes de ROOT durant ces 3 années : à ma Coco-bureau Corinne pour sa bonne humeur quotidienne et ses vidéos de chats, à Nayanka dit le "Nyankat" ou le "Kayak" parce que ça s'écrit pareil dans les deux sens, et à mes deux frères d'armes, mes "finishers", Michael et Vincent et puis sa mère (en sumo) sans qui les noyaux superlourds gagneraient en superlatif. On aura finalement passé toutes nos études supérieures ensemble, de la Licence au Doctorat, notamment en binôme de TP de choc avec Vincent, appareillé telle une grosse paire de Cooper hypertrophiée. Je tiens d'ailleurs à te remercier pour le guide d'onde avec autant d'insistance que tu l'as fait pour le pendule chaotique, des grands moments de science... vraiment, merci. Sans oublier Hélène pour les "after" à l'X, Josquin, Dimitri, Ixandra, Aurore, Greg, et tous mes autres camarades de la promo NPAC 2009.

Un grand merci à mes amis dont la plupart m'ont fait le plaisir de leur présence lors de ma soutenance, Lotfi et Mylène, Antoine et Jessica, Yann, Sandra, avec une spécial dédicace à mon "Bro" Jim à qui je dois mes débuts en physique expérimentale avec le projet "Cibie". Merci aussi pour ton soutien logistique permanent (déménagement, bouffe, cafés, bières,...) cruciale les derniers mois de ma thèse. J'aimerais aussi saluer ces amis qui comptent pour moi : Sophie, Juliette, Rosa, Elodie, Claire, Jessica, Mehdi et Nabil et d'autres que j'oublie sûrement. Enfin, un grand merci à Déborah, pour m'avoir soutenu et supporté jusqu'aux derniers mois de cette période difficile qu'est la rédaction de thèse, sa famille aussi, et Jacques Cohen-Ganouna et son épouse, qui m'ont fait l'honneur de leur présence à ma soutenance.

A ma famille

Merci à ma famille, mes parents et mon frère, vous êtes ce que j'ai de plus cher. Votre confiance, votre tendresse, et votre amour me portent et me guident tous les jours. Merci à mon père et à ma mère de m'avoir toujours soutenu dans mes études et d'avoir fait de moi ce que je suis aujourd'hui. Est-ce un bon endroit pour dire ce genre de choses ? Je n'en connais en tous cas pas de mauvais. Je vous aime.

Merci à mon frère Loric pour toutes les fois où il m'a aidé, j'espère que tu es fier de moi autant je le suis en voyant ta petite famille et le chemin que tu as parcouru. Merci à sa femme Célia et à ma petite nièce Chiara (2 ans) qui a spontanément partagé ses gâteaux avec moi pendant les moments difficiles de la rédaction. Un immense merci aussi à ma mère pour ses relectures, et pour le magnifique pot de thèse "Noyaux Exotiques et Ilot de Stabilité" qu'elle a su réaliser avec l'aide de mes cousines Julie et Gaëlle et de ma grand mère qui m'ont toutes fait l'immense plaisir de leur présence. J'embrasse aussi le reste de ma famille, mes autres cousins Johann, Nicolas, Brünnhilde, Cassandre, Audric, Clément et tous mes oncles et tantes.

Enfin, j'aimerais dédicacer cette thèse à mes grands parents, à ma grand mère, pour tout son amour et sans qui notre belle et grande famille ne serait pas, et à mon grand père, pour avoir ouvert mes yeux d'enfant sur la beauté de l'univers.

Table des matières

<hr/>	
Introduction	19
I Simulations optiques pour le Super Spectromtre Sparateur S^3	25
<hr/>	
CHAPITRE 1 Les programmes de recherche de S^3 dans le cadre de SPIRAL2	27
1.1. L'exploration de la carte des nucléides : tour d'horizon du paysage nucléaire . . .	28
1.2. Le complexe expérimental SPIRAL2 du GANIL	31
1.3. L'ambition du projet S^3 : programmes de recherche et lettres d'intentions	32
1.4. Les contraintes imposées par les programmes physiques	33
1.4.1. Les expériences de synthèse d'éléments superlourds (SHE) par fusion- évaporation	33
1.4.2. Les expériences de synthèse de noyaux riches en protons par fusion- évaporation	34
1.4.3. Les réactions de production de noyaux riches en neutrons par réaction de transfert et profondément inélastiques	35
1.5. Définition d'expériences clés et déduction de spécifications pour la conception de S^3	35
<hr/>	
CHAPITRE 2 Description et modélisation des interactions faisceau-cible pour les expériences de fusion-évaporation	37
2.1. Physique à la barrière de fusion	38
2.1.1. Les réactions de fusion-évaporation	38
2.1.1.1. Mise en évidence de la barrière de fusion	41
2.1.1.2. Paramétrisation de la barrière de fusion	43
2.1.1.3. Section efficace de fusion-évaporation	45
2.1.1.4. Cinématique du processus d'évaporation	49
2.1.2. Les réactions parasites	51
2.1.2.1. Les produits de transfert	51
2.1.2.2. Les diffusions et rétrodiffusions élastiques	52
2.2. Processus multiples dans la matière	54
2.2.1. Pouvoir d'arrêt et dispersion en énergie	54
2.2.1.1. Les principes fondamentaux de l'interaction ion-matière	54
2.2.1.2. Étude des pertes d'énergie en jeu dans les expériences de fusion- évaporation	56
2.2.1.3. Les différents modèles de pouvoir d'arrêt	57

2.2.1.4.	Dispersion en énergie	61
2.2.2.	Déflexion angulaire induite par diffusions multiples	63
2.2.2.1.	Description phénoménologique	63
2.2.2.2.	La paramétrisation universelle de Meyer	63
2.2.3.	Ionisation et distribution d'états de charges	67
2.2.3.1.	Description phénoménologique	67
2.2.3.2.	Les paramétrisations standards	67
2.2.3.3.	Comparaison des différents modèles :	72
2.3.	Modélisation des interactions faisceau-cible pour S^3	73
2.3.1.	Présentation du programme S3Fusion	73
2.3.2.	Validation	75

CHAPITRE 3 L'accélérateur de SPIRAL2 : de la source au point cible de S^3 77

3.1.	Description de l'accélérateur SPIRAL2	78
3.1.1.	Description globale et documentation technique associée	78
3.1.2.	Injecteur et source ionique	79
3.1.3.	Section basse energie et mise en forme temporelle	81
3.1.4.	L'accélérateur linéaire supraconducteur LINAC	81
3.2.	Description du faisceau incident et de la station cible de S^3	82
3.2.1.	Distribution du faisceau au point cible S^3	82
3.2.2.	Stations pour cibles stables ou radioactives	83

CHAPITRE 4 Le Super Spectromètre Séparateur S^3 87

4.1.	Optique de spectromètres et séparateurs pour la physique nucléaire	88
4.1.1.	Fonctions principales	88
4.1.2.	Séparation avec des dipôles magnétiques et/ou électrostatiques	88
4.1.2.1.	L'équation de Newton-Lorentz	88
4.1.2.2.	Dispersion magnétique	89
4.1.2.3.	Dispersion électrique	89
4.1.2.4.	Filtre de vitesse	90
4.1.2.5.	Spectromètre en masse	90
4.2.	Inscription de S^3 dans le contexte des instruments existants	90
4.2.1.	Les différentes catégories de spectromètres	90
4.2.2.	Caractérisation des performances d'un ensemble spectromètre-séparateur	91
4.2.3.	Séparateurs à gaz et à vide	92
4.2.3.1.	Séparateur à gaz	93
4.2.3.2.	Exemple de séparateurs à gaz	94
4.2.3.3.	Séparateur à vide	94
4.2.3.4.	Exemple de séparateurs à vide	95
4.2.4.	Le projet dans le contexte des instruments existants	96
4.3.	Structure optique du super spectromètre séparateur S^3	98
4.3.1.	1er étage : l'achromate en moment	98
4.3.2.	2nd étage : spectromètre de masse	100
4.4.	Dipôles magnétique et électrostatique	102
4.4.1.	Dipôles magnétiques	102
4.4.2.	Dipôle électrostatique	102
4.5.	Triplet de multipôles supraconducteur	104

4.5.1.	Description optique	104
4.5.2.	Description technique	105
4.6.	Les différentes configurations de S^3	107
4.6.1.	Versatilité de la détection	107
4.6.2.	Les différents modes opératoires	109

CHAPITRE 5 Simulations des performances optiques de S^3 111

5.1.	Les différentes stratégies de simulation optique	112
5.1.1.	La méthode matricielle	112
5.1.2.	La méthode de "Ray tracing"	113
5.1.3.	La notion optique d'émittance	114
5.2.	Simulation des multipôles et génération de cartes de champs	114
5.2.1.	Principes et limites de la simulation	114
5.2.2.	Décomposition des cartes de champs en harmoniques	115
5.2.3.	Analyse de sensibilité : stabilité et homogénéité des champs	116
5.2.4.	Correspondance entre Opera-3D et TraceWin	117
5.2.5.	Comportement non-linéaire des quadripôles	117
5.3.	Modélisation de la cinématique des produits de réactions	117
5.3.1.	Méthodes d'analyses pour les simulations d'expériences	118
5.3.2.	Profils d'émittance des noyaux d'intérêts	119
5.3.3.	Distributions de rigidités électriques et magnétiques	120
5.4.	Procédure d'optimisation du premier ordre	120
5.4.1.	Description matricielle des conditions optiques du premier ordre	121
5.4.2.	Génération de points d'entrées pour un réglage 1er ordre	124
5.4.3.	Configurations alternatives pour la réjection du faisceau primaire	124
5.5.	Procédure d'optimisation des ordres supérieurs	125
5.5.1.	Symétrie de la structure optique	126
5.5.2.	Les principales aberrations	127
5.5.3.	Optimisation avec TraceWin	128
5.5.4.	Performances optiques pour les expériences clefs	129
5.5.5.	Etude de l'inclinaison du plan focal	129
5.6.	Etudes systématiques de transmission	131
5.6.1.	Paramétrisation de l'acceptance	131
5.6.2.	Fonction de transmission analytique	133

CHAPITRE 6 Le système de détection SIRIUS au plan focal final de S^3 135

6.1.	La spectroscopie retardée avec S^3	136
6.1.1.	Principes et observables	136
6.1.2.	La stratégie globale S^3 -SIRIUS	136
6.2.	Le système de détection SIRIUS de S^3	136
6.2.1.	Les détecteurs de trajectoires et de temps de vol	138
6.2.2.	Le détecteur d'implantation	140
6.2.3.	Le détecteur véto	141
6.2.4.	Les détecteurs tunnels	142
6.2.5.	Les détecteurs germanium	144

CHAPITRE 7	Simulation et optimisation de la configuration des détecteurs	147
7.1.	Les spécifications pour le programme physique de S^3	148
7.2.	Simulation de la station d'implantation	148
7.2.1.	Cohérence globale	148
7.2.2.	Panorama des études réalisées	149
7.2.3.	Des valeurs de détection absolues à l'analyse des observables	149
7.3.	Reconstruction du plan focal	152
7.3.1.	Méthode de reconstruction du plan focal et de la résolution en masse	152
7.3.2.	Influence de la pixélisation du DSSD	154
7.3.3.	Influence de la résolution en position des Se^-D	154
7.3.4.	Influence de l'épaisseur des feuilles émissives	155
7.4.	Optimisation de la configuration des détecteurs	158
7.4.1.	Cas physique $n^{\circ}1$: synthèse d'un noyau exotique en réaction symétrique	159
7.4.2.	Cas physique $n^{\circ}2$: synthèse d'un élément superlourd	161
7.4.3.	Cas physique $n^{\circ}3$: synthèse d'éléments lourds par réaction très asymétrique	162
7.5.	Corrélation des observables	164
7.5.1.	Discrimination cinématique	164
7.5.2.	Discrimination en masse	165
7.6.	Cohérence avec les travaux du groupe de simulation des détecteurs du plan focal	168

Conclusions et perspectives pour les simulations optiques S^3 171

II Spectroscopie des noyaux transfermiums 175

CHAPITRE 8	Configuration expérimentale pour une spectroscopie $\gamma - e^-$ à Jyväskylä	177
8.1.	Le laboratoire de l'accélérateur de Jyväskylä	178
8.2.	Le multi-détecteur γ JUROGAM2	178
8.3.	Le détecteur à électrons de conversion SAGE	180
8.4.	Le séparateur de reculs RITU	182
8.5.	Le spectromètre au plan focal GREAT	183
8.5.1.	Le compteur proportionnel multi-fils (MWPC)	183
8.5.2.	Le détecteur silicium double face à pistes (DSSD)	183
8.5.3.	Le tunnel de diodes silicium (diodes PIN)	184
8.5.4.	Les détecteurs germaniums planaire et clover	184
8.6.	Système d'acquisition et analyse des données	184
8.7.	Calibration des détecteurs et mesures d'efficacité	185
8.7.1.	Calibration et résolution	185
8.7.2.	Mesures d'efficacité des détecteurs du point cible	187

CHAPITRE 9	Spectroscopie du ^{251}Md	191
9.1.	Motivation de l'expérience	192
9.1.1.	Expériences précédentes de spectroscopie retardée	192
9.1.2.	Expériences précédentes de spectroscopie prompte	192

9.1.3.	Motivations pour une spectroscopie $\gamma - e^-$ en coïncidence	193
9.1.4.	Informations sur le déroulement de l'expérience	195
9.2.	Présentation des techniques d'analyse	197
9.2.1.	Résumé d'un évènement d'intérêt standard et observables associées	197
9.2.2.	Spectres bruts	198
9.3.	Analyse avec la méthode de "Recoil tagging" (RT)	198
9.3.1.	Calibration en temps de JUROGAM2	200
9.3.2.	Corrections Doppler pour la spectroscopie prompte γ et e^-	200
9.3.3.	Spectres prompts corrélés à des évènements de recul	201
9.4.	Analyse avec la méthode de "Recoil Decay Tagging" (RDT)	203
9.4.1.	Déduction du temps de demi-vie	204
9.4.2.	Calcul de la section efficace	204
9.4.3.	Spectroscopie prompte corrélée à la décroissance alpha	205
9.5.	Analyse des structures observées	206
9.5.1.	Structure collective construite sur l'orbitale $1/2^-$ [521]	207
9.5.2.	Structure collective construite sur l'orbitale $7/2^-$ [514]	212
9.5.3.	Structure collective construite sur l'orbitale $7/2^+$ [633]	214

Liste des figures

1.1.	Carte des nucléides présentant les différents temps de demi-vie associés [1].	28
1.2.	Peinture de Yuri Oganessian illustrant la quête de l'îlot de stabilité superlourd. Les trois Caravelles symbolisent les faisceaux S, Zn et Ca utilisés pour la synthèse de noyaux superlourds [4].	30
1.3.	Le complexe Spiral 2 : 1) Accélérateur ; 2) Salles d'expériences de haute énergie (NFS & S3) 3) Ensemble cible source pour la production de faisceau exotique ; 4) Salle d'expériences de basse énergie ; 5) Accélération du faisceau d'ions radioactifs et détection à haute énergie. La première phase du projet inclue les parties 1 et 2, la seconde les parties 3 et 4.	31
1.4.	Régions de la carte des nucléides accessibles avec S^3	33
2.1.	Différents types de réaction en fonction du paramètre d'impact b	38
2.2.	Illustration des différentes réactions nucléaires possibles selon l'énergie incidente [23].	39
2.3.	Schéma de désexcitation du noyau composé.	40
2.4.	Au centre : Exemple d'évolution de la barrière de fusion $V(r) = V_{Coul} + V_{Nucl} + V_{Cent}$ du système $^{16}O + ^{208}Pb$ pour différentes contributions centrifuges (V_{Coul} pour $L = 40$ et $V(r)$ pour $L = 0$ et 40) issue de [22]. Les points d'entrée r_C et de sortie r_N associés à une énergie incidente E sont présentés sur la figure de droite ainsi que l'approximation parabolique de la barrière en pointillés.	42
2.5.	Position de la barrière R_B et hauteur $V_B/e^2Z_CZ_P$ en fonction de $(A_C^{1/3} + A_P^{1/3})$ pour un ensemble de combinaisons projectile-cible données. Les courbes de tendance tracées sont respectivement données par les équations R_B et V_B	44
2.6.	La section efficace de fusion-évaporation mesure la probabilité de réussite de production d'un résidu donné, elle convolue les probabilités de contact $P_{cont}(E, l)$, de formation du noyau composé $P_{NC}(E^*, l)$, et de survie $P_{xn}(E^*, l)$	46
2.7.	Systématiques de sections efficaces pour des réactions de fusion "froides" (haut) et "chaudes" (bas) [57].	49
2.8.	Considération des pertes d'énergie propres aux réactions de fusio-évaporation [98].	56
2.9.	Comparaison avec l'expérience des prédictions de pertes d'énergie linéique données par la paramétrisation H&B.	59
2.10.	A gauche : comparaison des pouvoirs d'arrêts prédits par N&S avec les valeurs expérimentales de [116]. On compare les pertes d'énergie d'un ion d'uranium à différentes énergies dans des feuilles de carbone et d'or. A droite : incertitude relative entre la théorie et l'expérience pour les énergies < 1 MeV/u.	60
2.11.	Pouvoir d'arrêt de l'uranium à différentes énergies. Comparaison entre les tables de N&S et les données expérimentales [115]. L'incertitude expérimentale totale sur les pouvoirs d'arrêt est estimée à $\pm 10\%$	61
2.12.	Paramétrisation universelle de Meyer entre l'angle de diffusion déduit et l'épaisseur de cible réduite [78].	64

2.13.	Comparaison, entre la paramétrisation de Meyers et l'expérience, de l'écart type des distributions angulaires pour différentes combinaisons faisceau-cible.	65
2.14.	Diffusions aux petits angles pour des ions de ^{40}Ar à 49,3 MeV (a), de ^{132}Xe à 162 MeV (b) et de ^{238}U à 300 MeV (c). La demi-largeur des distributions angulaires est donnée en fonction de l'épaisseur de cible réduite. Les résultats expérimentaux sont comparés aux prédictions des théories de Meyer et de Sigmund & Winterbon. [83]	66
2.15.	En haut : Déviation de l'état de charge moyen après une cible solide par rapport à la paramétrisation de Schiwietz en fonction du nombre d'électrons liés. En bas : largeur réduite de la distribution d'états de charge du faisceau après cible solide en fonction du nombre d'électrons liés. [140]	71
2.16.	Panorama des fichiers de sortie du code S3Fusion développé durant cette thèse.	74
3.1.	Vue d'ensemble de la ligne optique en amont du LINAC. A chacune des sources est associée une ligne basse énergie (LBE), les différentes lignes se rejoignent avant un RFQ dont le rôle est de donner une structure temporelle au faisceau et de l'accélérer jusqu'à 0,75 A.MeV. La ligne moyenne énergie (LME) permet ensuite l'injection du faisceau dans le LINAC supraconducteur. [162]	78
3.2.	Gauche : Source ECR A-Phoenix SPIRAL2 pour les ions $A/q = 3$. Droite : Schéma de principe d'une source ECR. Les bobines (marron) et les aimants (vert) confinent le plasma (bleu). L'onde électromagnétique (rose) entraîne l'ionisation du plasma. [162]	79
3.3.	Intensités fournies par les différents injecteurs prévus pour l'accélérateur LINAC. Ces intensités sont estimées pour des faisceaux de gaz rares. [9]	80
3.4.	Vue générale du RFQ Spiral2 [162].	81
3.5.	Vue d'ensemble de l'accélérateur SPIRAL2 [162].	82
3.6.	Ligne optique entre le LINAC et le point cible de S^3 [164].	83
3.7.	Station prototype pour cibles rotatives radioactives. [165]	84
3.8.	Station prototype pour les cibles d'actinides testé au GANIL. [165]	85
4.1.	Distribution dans l'espace YY' de l'état de charge central du ^{100}Sn au plan focal final avec rotation de 45°	87
4.2.	Schémas décrivant le principe d'un dipôle magnétique (à gauche) et électrostatique (à droite) pour 2 charges et 2 énergies différentes.	89
4.3.	Comparaison des trajectoires de différents états de charge d'une même espèce d'ion dans une zone de champs magnétique pour un séparateur à vide et un séparateur à gaz. [177]	93
4.4.	Résumé des configurations et performances de différents séparateurs à gaz [169].	94
4.5.	Séparation de deux distributions au plan focal d'un séparateur.	95
4.6.	Résumé des configurations et performances de différents séparateurs à vide [169].	96
4.7.	Intégration du spectromètre S^3 dans la salle expérimentale, illustrée par l'ensemble des éléments clés.	97
4.8.	Description au 2 ^{eme} ordre des trajectoires d'une distribution de $^{292}\text{116}$ pour différents états de charge. Les différents point focaux sont reliés à leur position dans le spectromètre. Haut-gauche : exemple d'un profil de perte de transmission obtenu avec TraceWin pour l'état de charge central, on constate que les pertes surviennent majoritairement aux plans focaux dispersifs F_1 et F_3	99
4.9.	Illustration de la réjection du faisceau primaire dans le triplet de multipôles ouvert.100	

4.10.	Dispersion en m/q au plan focal final, d'environ 6 mm/%, pour l'isotope ^{100}Sn de l'expérience de référence (cf. section 1.5) produit par la réaction $^{58}\text{Ni}(^{46}\text{Ti}, 4n)^{100}\text{Sn}$ et les isotopes voisins ^{99}Sn (virtuel) et ^{101}Sn . Les variations de populations entre les différentes distributions ne traduisent que l'effet de la transmission, les sections efficaces des 3 voies d'évaporation et les populations d'états de charge n'ayant arbitrairement pas été prises en compte de façon à n'avoir que l'effet de l'optique.	101
4.11.	Dessin mécanique des 3 dipôles magnétiques. De gauche à droite : dipôle S3N-D11 $\theta = 22^\circ$; dipôle S3N-D21 $\theta = 22^\circ$; dipôle S3N-D41 $\theta = 36^\circ$	103
4.12.	Spécifications des 2 types de dipôles magnétiques.	103
4.13.	Gauche : dessin mécanique du dipôle électrostatique S3N-DE (22°) et de sa chambre. Droite : simulation des niveaux de champs sur les deux électrodes du dipôle électrostatique.	103
4.14.	Vue schématique de l'agencement de S^3 avec les 7 triplets de multipôles supraconducteurs et le triplet ouvert. [218]	104
4.15.	Vue en coupe transverse d'un quadripole standard (à gauche) et exemple d'une association de quadripôles sous forme de triplet (à droite). La figure est issue de [169]	105
4.16.	Gauche : Schema des bobines seules. Droite : avec le cylindre magnétique métallique extérieur (formes des bobines non figées) [218]	106
4.17.	Configuration de S^3 pour la phase 2 du projet FISIC [218]	107
4.18.	Intégration du système de détection au plan focal final de S^3	108
5.1.	Émittance horizontale d'une distribution de particules. L'aire A (en $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$) est conservée selon le théorème de Liouville lorsque l'énergie est conservée (pas d'éléments interceptifs, accélérateurs ou décélérateurs). La surface de l'ellipse, donnée par $\epsilon_{\text{RMS}} = \sqrt{\sigma_x^2 \sigma_{x'}^2 - \sigma_{xx'}^2}$, est paramétrisée par l'équation $\beta x^2 + 2\alpha x x' + \gamma x'^2 = \epsilon$ avec la relation $\beta\gamma - \alpha^2 = 1$ reliant les 3 paramètres dits de "Twiss" où α est l'angle de rotation du profil d'émittance, tel que $\alpha = 0$ implique un minimum de taille en x avec β maximum ou minimum.	115
5.2.	Homogénéité relative de l'intégrale du gradient de champs entre $x = -150$ mm et $x = 150$ mm (haut) et son analyse en harmoniques (bas), pour un quadripole (G_x à gauche), sextupole (H_x au milieu) et octupole (O_x à droite). Les coefficients C_k sont associés à l'ordre N tel que $k = N/2$. L'axe x est donné en mètres. [232]	116
5.3.	(Haut) Coupe transverse de la géométrie d'un quadripôle (partie haute du demi-aimant) simulé avec Opera-3D. (Bas) Mise en évidence de la saturation des quadripôles. L'intégrale du champs est en noir et la droite ajustée sur le régime linéaire en rose [234]. L'approximation initiale considérait le régime linéaire comme étant la droite passant par le dernier point de la courbe bleu.	118
5.4.	Différentes fonctions d'excitation de la réaction $^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$ trouvées dans la littérature.	119
5.5.	Différents profils d'émittance des noyaux d'intérêts de la réaction $^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$, générés avec le code S3Fusion et visualisés avec le programme PlotWin (CEA/DSM/IRFU/SACM). Haut-gauche : tache faisceau gaussienne balayée verticalement sur la cible rotative ; Bas-gauche : profil d'émittance horizontale (x, x') ; Haut-droite : profil d'émittance angle-énergie (x', γ) ; Bas-droite : profil d'émittance angle-angle.	120
5.6.	Distribution en rigidité magnétique (gauche) et électrique (droite), pour le résidu d'évaporation (haut) et le faisceau (bas), issus de la réaction $^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$. 121	

5.7.	Variation du pouvoir de résolution en masse relative en fonction de l'extension de la tache faisceau (σ_x). La variation est donnée relativement à la spécification $\sigma_x = 0,5$ mm.	123
5.8.	Distributions faisceau/recul au point F_2 non pondérés par leur population. Le nombre d'états de charge du faisceau primaire dans l'acceptance peut être réduit à trois si on optimise les champs du spectromètre sur l'état de charge $^{254}\text{No}^{20+}$ le plus peuplé.	125
5.9.	Transmission physique totale au plan focal final en fonction de la largeur des doigts. En rouge pour une optimisation sur le $^{254}\text{No}_{20+}$ nécessitant l'utilisation de 3 doigts, et en bleu sur le $^{254}\text{No}^{21+}$ nécessitant 2 doigts.	125
5.10.	Illustration de la structure symétrique de S^3 permettant naturellement l'annulation des non-linéarités. [239]	127
5.11.	Distributions des 3 masses et 5 états de charges au plan focal de détection F_4 pour l'expérience de référence. A gauche le mode MS, et à droite le mode LA. En vert la zone d'acceptance.	129
5.12.	Comparaison des transmissions optiques entre les modes MS (gauche) et LA (droite) pour l'expérience de référence $^{58}\text{Ni}(^{46}\text{Ti}, 4n)^{100}\text{Sn}$	130
5.13.	Comparaison des résolutions en masse entre les modes MS (gauche) et LA (droite) pour l'expérience de référence $^{58}\text{Ni}(^{46}\text{Ti}, 4n)^{100}\text{Sn}$	130
5.14.	Performance en mode standard de transmission (gauche) et de résolution en masse (droite) pour l'expérience de référence $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{292}116$	130
5.15.	Schéma illustrant l'inclinaison d'un plan focal. [242]	131
5.16.	Paramétrisation de l'acceptance angulaire de S^3 en mode MS pour la structure optique $v23.01$	132
5.17.	Paramétrisation de l'acceptance en rigidité relative $v23.01$	133
6.1.	Intégration du système de détection SIRIUS au plan focal de S^3 [246]. A gauche : les caissons contenant les deux détecteurs Se-D de temps de vol, et la station d'implantation et de décroissance ; Au centre : les éléments sont sortis de la couronne de détecteurs germanium, on a de gauche à droite, le support contenant les 4 détecteurs tunnel, le détecteur d'implantation et le détecteur véto ; A droite : assemblage des silicium d'implantation et tunnel, et prototype de détecteur tunnel segmenté sur son support.	137
6.2.	Le détecteur SIRIUS et son système d'acquisition.	137
6.3.	Gauche : schéma de fonctionnement d'un détecteur Se^-D avec la feuille émissive et différentes solutions pour la détection des électrons. Droite : les résultats des tests des prototypes Se^-D , on atteint actuellement des résolutions en position de $\sigma = 0,6$ mm (LTMH) en X [250].	138
6.4.	Montage 3D du support mécanique et de l'assemblage des 4 détecteurs silicium tunnels, du détecteur d'implantation DSSD et du détecteur véto.	143
6.5.	Gauche : Simulation Geant4 de la longueur optimale des détecteurs tunnel par K. Hauschild [244]. Centre : Simulation Geant4 de l'influence des zones mortes des détecteurs silicium sur la reconstruction de l'énergie d'un noyau α de 8 MeV en fonction de la position d'implantation dans le DSSD par rapport au tunnel. Droite : Proposition d'une géométrie de segmentation des pads tunnel. Pour les deux dernières figures, le DSSD est situé perpendiculairement au bord supérieur.	143
6.6.	Dessin 3D de l'intégration des détecteurs Clover EXOGAM en configuration 6+1 au plan focal.	145
6.7.	Courbe d'efficacité de détection gamma en fonction de l'énergie pour différentes configurations. [244]	145

7.1.	Système de détection standard	149
7.2.	Distribution des points d'interactions sur la feuille émissive inclinée à 45° (droite) et sa projection sur le plan XY (gauche). Le détecteur Se^-D est placé au niveau du plan focal et la distribution convolue l'effet d'une résolution en position de 1 mm. 150	
7.3.	Gauche : Reconstruction 3D des points d'interactions d'une distribution de $^{292}116_{20+}$ sur la géométrie de l'ensemble $DSSD + Tunnel$. Droite : Patron de l'ensemble $DSSD + Tunnel$ avec les positions d'impacts d'une distribution de $^{292}116_{20+}$ sur le DSSD (vert) et des tunnels "infinis" (rouge).	151
7.4.	Profils des pixels touchés du DSSD et des 4 détecteurs tunnel pour une distribution de l'état de charge central $^{292}116_{20+}$	152
7.5.	Schéma de la configuration de détection $1Se^-D + DSSD$ la plus compacte en considérant l'encombrement mécanique du Se^-D et les tunnels.	153
7.6.	Reconstruction du plan focal pour différents angles d'inclinaison de la feuille émissive, avec résolution en position parfaite et épaisseur nulle pour l'état de charge centrale du résidu ^{100}Sn de l'expérience de référence.	154
7.7.	Influence de la pixélisation du DSSD sur la qualité de la reconstruction du plan focal. La qualité est donnée relativement à une pixélisation infinie à gauche, et relativement à la valeur optique à droite, pour des résolutions du Se^-D nulle en rouge et de 1,4 mm en bleu.	155
7.8.	Variation relative du pouvoir de résolution en masse en fonction de la résolution en position de Se^-D (FWHM) pour l'état de charge central du noyau ^{100}Sn de l'expérience de référence. L'épaisseur de la feuille émissive a été annulée pour n'avoir que l'effet de la résolution.	155
7.9.	Variation relative du pouvoir de résolution en masse en fonction de la résolution en position de Se^-D (FWHM) dans le cas du noyau $^{292}116$ et avec une épaisseur de feuille émissive de $126 \mu g/cm^2$	156
7.10.	Reconstruction du plan focal en fonction du straggling angulaire induit par différentes épaisseurs de feuilles émissives pour les cas ^{100}Sn (haut), $^{292}116$ (milieu) et ^{255}No (bas), pour une résolution en position du Se^-D nulle à gauche et de 1,4 mm (FWHM) à droite.	157
7.11.	Schéma de la configuration de détection $1Se^-D + DSSD$ la plus compacte en considérant la mécanique du Se^-D et les tunnels. Le centre du Se^-D est placé au plan focal.	158
7.12.	Schéma de la configuration de détection $2Se^-D + DSSD$ la plus compacte en considérant la mécanique du Se^-D et les tunnels. Les études sont faites en fonction des distances relatives x_1 , x_2 et x_3 du centre des Se^-D et du DSSD par rapport au plan focal.	158
7.13.	Variation de la résolution en masse (gauche) et de la transmission (droite) en fonction de la distance x_1 entre le Se^-D_1 et le plan focal.	159
7.14.	Variation de la résolution en masse (gauche) et de la transmission (droite) en fonction de la distance entre les 2 Se^-D	160
7.15.	Variation de la transmission au DSSD et au Tunnel en fonction de la distance entre le Se^-D_2 et le DSSD.	160
7.16.	Variation de la résolution en masse pour différentes résolutions en position du Se^-D (Gauche) et de la transmission (Droite), en fonction de la position du SeD_1 par rapport au PF.	161
7.17.	Variation de la résolution en masse pour différentes épaisseurs de feuille émissive (Gauche) et de la transmission (Droite) en fonction de la position du SeD_1 par rapport au PF.	161

7.18. Transmission des différents états de charge du $^{292}\text{116}$ dans l'acceptance du DSSD en fonction de la distance du DSSD par rapport au plan focal.	162
7.19. Transmission au Se^-D et au DSSD en fonction de l'épaisseur de la feuille émissive, relative à l'ensemble des noyaux d'intérêts transmis en entrée de SIRIUS (avant le premier Se^-D).	163
7.20. Reconstruction de la résolution en masse et transmission au DSSD en fonction de la distance du DSSD au plan focal.	163
7.21. Distribution de ^{245}No dans une matrice $[ToF; E]$. La résolution en énergie est de 2% et celle en temps de vol de 800 ps (FWHM).	164
7.22. Etude préliminaire de transmission au plan focal des voies concurrentes. L'estimation du taux de comptage au plan focal est donnée en fonction de l'écart relatif au A/q de la trajectoire de référence.	166
7.23. Distributions au plan focal avec les taux de comptage donné en part/s/p μ A/mm pour le ^{100}Sn et 4 de ses principaux polluants : ^{100}Pd , ^{100}Ag , ^{97}Rh , et ^{98}Pd	167
7.24. Distributions dans une matrice $[X_{PF}; E]$ avec les taux de comptage donnés en part/s/p μ A/keV/mm pour le ^{100}Sn et 4 de ses principaux polluants : ^{100}Pd , ^{100}Ag , ^{97}Rh , et ^{98}Pd	167
7.25. Taux de comptage dans les pixels des détecteurs DSSD et tunnels en part/s/p μ A/pixel, pour le ^{100}Sn uniquement (en haut), et dans le cas des 4 principaux polluants après fente de sélection (en bas).	168
8.1. Configuration expérimentale pour la spectroscopie $\gamma - e^-$ lors de la campagne SAGE.	178
8.2. Schéma du détecteur JUROGAM2. a) Vue latérale de la géométrie du détecteur ; b) description détaillée d'un détecteur de type tronçonique dans son enceinte anti-Compton ; c) Enceinte du cristal BGO d'un détecteur de type tronçonique ; d) géométrie d'un détecteur de type trèfle ; c) Agencement des 4 cristaux germanium d'un détecteur de type trèfle. [256]	180
8.3. Schéma du détecteur SAGE. [260]	181
8.4. A gauche : détecteur silicium annulaire ; A droite : variation du taux de comptage normalisé en fonction du rayon (en mm). [260]	181
8.5. Dessin technique du séparateur RITU : les noyaux d'intérêt produits dans la chambre de réaction sont sélectionnés par une succession QDQQ d'éléments optique permettant leur transmission jusqu'à la chambre de détection GREAT. [267]	182
8.6. Système de détection GREAT au plan focal de RITU [288].	183
8.7. Distribution temporelle des signaux de chaque détecteur associé à un évènement. [274]	186
8.8. Résolution en énergie (FWHM) de JUROGAM mesurée et son évolution au cours de l'expérience.	187
8.9. Mesure de l'efficacité absolue de Jurogam.	188
8.10. Efficacité absolue de SAGE mesuré avec une source ouverte de ^{133}Ba	189
9.1. A Gauche : les prédictions théoriques du spectre de particules individuelles du ^{251}Md avec les approches : Woods-Saxon [279], HFB-Skyrme [280] et HFB-Gogny. A droite : résumé des connaissances expérimentales de spectroscopie retardé du ^{251}Md . [274]	193

9.2. A Gauche : Fonctions d'excitations des réactions $^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, \text{xn})^{251}\text{Md}$ avec $x = 1, 2, 3$. En rouge les mesures effectuées par [276], comparées aux prédictions du code HIVAP en noir. Les barres d'erreurs sur les énergies faisceau découlent des $\pm 1\%$ d'incertitude sur l'énergie de l'accélérateur, et celles sur les sections efficaces résultent de la faible statistique. A droite la bande rotationnelle observée par la méthode RT avec Jurogam (a) et sa confirmation par une analyse $\gamma - \gamma$ en coïncidence (b) [276].	194
9.3. Calcul HFB donnant l'évolution du rapport des taux de transitions radiatives $T(M1)/T(E2)$ en fonction du spin pour les configurations $1/2^-$ [521], $7/2^-$ [514] et $7/2^+$ [633] [276].	195
9.4. Schéma résumant les différents détecteurs et les observables associées nécessaires à l'application des méthodes RT et RDT. Spectroscopie prompte au point cible et retardée au plan focal.	197
9.5. Spectre gamma brut corrélé aux déclenchements du trigger dans le DSSD de GREAT.	198
9.6. Matrice $ToF - \Delta E$ (le temps augmente vers la gauche sur l'axe des abscisses).	199
9.7. Matrice Jurogam $\Delta T_\gamma - E_\gamma$ et le contour de sélection.	200
9.8. Spectre gamma prompt corrélé aux événements de reculs.	202
9.9. Spectre électrons prompt corrélé aux événements de reculs	202
9.10. Résumé de la procédure d'analyse RDT.	203
9.11. Temps de vie du noyau ^{251}Md , déduit de la différence de temps entre l'implantation du recul et sa décroissance- α . L'ajustement a été fait avec une exponentielle décroissante.	204
9.12. Spectre gamma prompt corrélé avec des événements alpha-recul. L'échelle verticale est à diviser par 3/2 pour la partie à droite des tirets.	206
9.13. Bande rotationnelle 1. L'échelle verticale est à diviser par 4 pour la partie à droite des tirets.	208
9.14. Matrice de coïncidences $\gamma - \gamma$	208
9.15. Confirmation Bande rotationnelle 1 par coïncidence gamma gamma	209
9.16. Identification des transitions électroniques associées à la conversion des transitions $E2$ de faible énergie de la bande $1/2^-$ [521].	210
9.17. Comparaison du moment d'inertie dynamique avec les noyaux pair-pair voisins. [274]	211
9.18. Comparaison du moment d'inertie dynamique avec les prédictions HFB pour chaque orbitale. [274]	212
9.19. Bande rotationnelle candidate pour l'orbitale $7/2^-$ [514].	213
9.20. Spectre de coïncidences $\gamma - \gamma$. On pointe avec les flèches vertes la potentielle bande partenaire apparaissant aux bas spin.	213
9.21. Structures périodiques candidates en tant que transitions $E2$ des bandes partenaires en signature $\alpha = +1/2$ et $\alpha = -1/2$. Les transitions fléchées en noires sont des candidates en tant que transitions inter-bandes $M1$	214
9.22. Identification dans le spectre e^- de la conversion des transitions $\gamma M1$ inter-bandes candidates pour l'orbitale $7/2^+$	215
9.23. Dessin technique de S^3 comprenant l'ensemble des angles et dimensions.	224
9.24. Positionnement des éléments optiques de S^3	225

Introduction

En nous montrant l'unité de la matière et la possibilité de transformer un corps simple en un autre, la physique nucléaire a justifié en la généralisant jusqu'à ses plus extrêmes limites, l'idée maîtresse qui dirigeait les alchimistes du Moyen Age, quand, penchés sur les mystères du grand oeuvre, ils cherchaient à transformer le plomb en or, employant des procédés insuffisants pour la réalisation d'une vue qui cependant était profonde.

Louis de Broglie

De façon analogue aux effets de fermetures de couches atomiques rendant les gaz nobles stables et difficiles à ioniser, la physique nucléaire possède ses propres nombres "magiques" de protons et de neutrons (2, 8, 20, 28, 50, 82 et pour les neutrons 126) rendant les édifices nucléaires particulièrement stables. Les noyaux doublements magiques, à la fois en protons et en neutrons, sont de forme sphérique et leur structure est cruciale pour paramétrer les modèles théoriques. A ce titre, la découverte des prochains et derniers nombres magiques constituerait une contrainte forte et discriminante face aux nombreuses prédictions théoriques ($Z=114$, 120 ou 126). Ils définissent le centre d'une zone de la charte des nucléides appelée "îlot de stabilité superlourd".

Le modèle macroscopique de la goutte liquide prédit que les noyaux atomiques sont instables par rapport à la fission à partir du noyau de Rutherfordium ($Z = 104$). Au-delà, les noyaux sont dits "superlourds" (SHE) et ne doivent leur existence ($t_{1/2} > 10^{-14}$ s) qu'à des effets de couche purement quantiques. Mes travaux de thèse portent sur deux aspects de physique fondamentale, distincts mais complémentaires, ayant pour objet commun l'étude de la structure de ces noyaux. Le premier correspond au développement d'un instrument de physique nucléaire de dernière génération permettant la synthèse et la spectroscopie de ces noyaux de masses extrêmes : le Super Spectromètre Séparateur S^3 . Le second correspond à la préparation, la réalisation et l'analyse d'une expérience de spectroscopie d'un noyau dit "très lourd" (VHE) : le ^{251}Md ($Z = 101$).

1) Le Super Spectromètre Séparateur S^3

A partir de 2015, l'accélérateur linéaire supraconducteur de SPIRAL2 au GANIL produira des faisceaux d'ions lourds stables, du carbone à l'uranium, avec une intensité inégalée ($\sim 10^{14}$ *part/s*), ouvrant la voie à la réalisation d'un grand nombre de programmes physiques pour la synthèse et la spectroscopie d'isotopes rares. Récemment sélectionné comme équipement d'excellence (EQUIPEX) par l'Agence National de la Recherche, le Super Spectromètre Séparateur S^3 est un instrument de physique nucléaire de dernière génération destiné à trier et analyser les noyaux issus de réactions nucléaires produites par ces faisceaux. Fort de ces intensités, le projet ouvre de nouvelles opportunités pour la synthèse et la spectroscopie de noyaux rares caractérisés par de très faibles sections efficaces de production¹ : les noyaux superlourds ou exotiques car loin de la vallée de stabilité. S^3 permettra aussi l'étude des mécanismes de réactions : fusion-évaporation, transferts multiples de nucléons, profondément inélastiques, ou encore les interactions atomiques ion-ion avec le projet FISIC.

La synthèse et la spectroscopie des noyaux superlourds est un axe essentiel du programme expérimental de S^3 dont les contraintes sont pour la plupart majorantes. Mon travail s'est concentré sur les problématiques atomiques et nucléaires, complémentaires et inhérentes au développement d'un tel instrument : d'abord à travers une modélisation des interactions ions-matière (atomique et nucléaire) dans la cible, pour simuler des expériences et générer des distributions cinématiques réalistes en entrée du spectromètre ; puis avec le réglage de la structure optique de façon à optimiser la transmission des ions lourds multichargés à travers les champs électromagnétiques de S^3 jusqu'à l'implantation et la décroissance dans le système de détection du plan focal final SIRIUS ; et enfin l'interaction des ions avec les détecteurs et l'optimisation de la configuration de détection.

Le première chapitre de cette partie est consacré aux programmes physiques. Je tente de tracer les contours du paysage dans lequel évolue le physicien nucléaire de façon à introduire les différents programmes de recherches et les propositions d'expériences faites pour S^3 . Deux

¹Avec les intensités SPIRAL2 : environ 100 noyaux/semaine pour la production du $^{288}115$ à 8,5 picobarn.

zones de ce paysage sont directement concernées par S^3 : les noyaux exotiques loin de la "vallée de stabilité", et les noyaux de masses extrêmes vers "l'îlot de stabilité" superlourd. Pour chaque domaine, des expériences clefs ont été définies par la collaboration pour contraindre le développement de S^3 .

Le deuxième chapitre a pour objectif d'introduire la physique des expériences de fusion-évaporation utilisées pour la synthèse et la spectroscopie des noyaux superlourds. On posera la problématique des réactions nucléaires d'intérêt et des voies parasites associées intervenant pour des énergies proches de la barrière de fusion, mais aussi les questions de physique atomique découlant des interactions multiples ion-matière dans la cible. Une importante bibliographie a été effectuée et différentes paramétrisations (réactions nucléaires, pertes d'énergies, déflexion angulaire, ionisation, ...) sont présentées. Cette introduction physique sera l'occasion de présenter le code d'interaction faisceau-cible développé durant cette thèse pour modéliser la cinématique des réactions et de définir des contraintes imposées par cette physique sur la conception du spectromètre S^3 . La cinématique de plusieurs expériences clefs a été simulée de façon à pouvoir tester les performances de S^3 et guider l'évolution de la structure optique jusqu'à l'atteinte des spécifications.

Le chapitre trois présente rapidement la ligne amont, de l'injecteur jusqu'au point cible de S^3 . Il permet de replacer le spectromètre dans le cadre de SPIRAL2 avec les faisceaux de l'accélérateur linéaire supraconducteur LINAG et leur répartition dans les différentes salles expérimentales. Chaque partie de la ligne en amont est brièvement décrite, et les documents techniques associés sont cités pour que le lecteur intéressé puisse s'y référer.

Le quatrième chapitre vise à donner une vision d'ensemble de S^3 et de sa spécificité. Il débute par l'introduction de quelques notions d'optique de séparateurs de façon à pouvoir décrire la structure optique de S^3 . Les différentes techniques de séparation sont rapidement décrites, et les performances d'autres séparateurs présentées, de façon à pouvoir inscrire le spectromètre S^3 dans le contexte des instruments existants. La structure de S^3 est ensuite décrite, du point cible jusqu'au plan focal final, au fil du transport des distributions le long de la ligne optique. Les différentes pièces maîtresses - dipôles, triplets de multipôles supraconducteurs, triplet ouvert, différents systèmes de détection - y sont présentées. L'accent est mis sur la versatilité du système de détection et sur les différents modes opératoires de S^3 permettant d'y mener différentes physiques.

Le chapitre cinq, plus technique, est consacré au réglage et à l'optimisation du spectromètre séparateur S^3 . Les différentes philosophies de simulations - matricielle et "ray-tracing" - sont présentées de façon à justifier les choix effectués dans le développement de la structure optique de S^3 . L'approche matricielle nous permettra notamment d'illustrer la procédure globale d'optimisation au premier ordre et aux ordres supérieurs. Les différentes étapes de simulations d'expériences sont décrites ainsi que les différents apports contribuant à leur réalisme (lien avec les simulations de la cinématique des réactions au point cible, modélisations des éléments multipôlaire et générations de cartes de champs 3D réalistes). On s'efforcera de montrer la cohérence et la force de l'ensemble, et de souligner le potentiel de l'outil de simulation pour une future revue des expériences proposées dans les lettres d'intentions S^3 . Les performances optiques des expériences clefs sont données pour la version finale de la structure optique, et des études plus systématiques de transmissions sont présentées.

Le chapitre six se focalise sur le système de détection au plan focal de S^3 , récemment baptisé SIRIUS ("Spectroscopy and Identification of Rare Isotope Using S^3 "). Les différents

détecteurs sont présentés dans leur principe et à leur stade de développement, avec un accent mis sur les spécifications demandées. On décrira au préalable le principe d'une spectroscopie dite "retardée" et les différentes observables associées.

Le septième chapitre présente les simulations du système de détection que j'ai effectué durant cette thèse. On décrit les modules de détections développés, permettant de quantifier l'influence du placement, des pixélisations et des résolutions de chaque détecteur sur les performances physiques. La cohérence avec l'ensemble des simulations faites pour la ligne optique en amont est mise en avant : les distributions cinématiques réalistes sont générées au point cible pour un cas expérimental donné, puis transportées dans la structure optique de S^3 préalablement optimisée jusqu'au système de détection au plan focal final. Les distributions projetées dans les détecteurs du plan focal intègrent donc la physique au point cible, et l'effet - à tous les ordres - des cartes de champs 3D réalistes construites pour chaque élément optique. L'ensemble forme un tout cohérent permettant le test de différentes configurations de détection et leur optimisation pour différents cas physiques, ainsi que la simulation des expériences proposées par la communauté scientifique.

2) Spectroscopie du ^{251}Md

La synthèse des SHE par le mécanisme de fusion-évaporation est gouvernée par des sections efficaces de l'ordre du femtobarn² ($\sigma \simeq fb$) qui ne permet pas aujourd'hui l'étude directe de leur structure. Leur étude se fait alors de façon indirecte via la synthèse et la spectroscopie de VHE, déformés dans leur état fondamental, et plus faciles à produire ($\sigma \simeq nb$). L'idée clef est que les orbitales de particules individuelles des SHE sphériques sont actives dans les VHE déformés, et que l'étude des VHE nous fournit - par modèle interposé - des informations cruciales concernant les SHE. Cette connexion est établie dans les diagrammes de type Nilsson qui décrivent la levée de dégénérescence produite par la brisure de symétrie sphérique à travers l'évolution des niveaux d'énergies de particules individuelles en fonction de la déformation.

L'isotope de ^{251}Md est un VHE impair en proton ($Z = 101$) déformé dans son état fondamental. Il est formé par une réaction de fusion-évaporation $^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{251}\text{Md}$ consistant à bombarder une cible de ^{205}Tl avec un faisceau de ^{48}Ca pour former un noyau composé excité et possédant un moment angulaire. Ce noyau composé va se désexciter par émission de particules légères, ici 2 neutrons, puis par rayonnements gamma ($\text{keV} < E < \text{MeV}$) potentiellement émis sous forme d'"électrons de conversion" aux basses énergies ($E < 200 \text{ keV}$). Ces rayonnements "prompts", émis et détectés au point cible, signent des structures rotationnelles construites sur les états de particules individuelles peuplés par le proton non appareillé. Le phénomène de conversion interne augmente avec Z jusqu'à ne plus pouvoir être négligé, il est au coeur de l'expérience avec le développement du détecteur SAGE (Silicon And GERmanium Spectrometer) qui nous a permis pour la première fois d'accéder à cette information manquante portée par les électrons, en coïncidence avec les rayonnements gamma.

L'ensemble du dispositif expérimental est décrit dans le premier chapitre de cette partie. On présentera le séparateur à gaz RITU, le détecteur SAGE intégrant le détecteur JUROGAM2 au point cible, et de système de détection GREAT du plan focal. Le parcours d'un évènement d'intérêt est décrit avec les observables associées. On présentera les résultats de calibrations des détecteurs du point cible et les mesures d'efficacité effectuées. Les motivations de l'expérience, les méthodes d'analyses, et les résultats sont présentés et discutés dans le dernier chapitre.

²Seulement 3 noyaux de $^{278}113$ ont par exemple été synthétisés en 553 jours de faisceau, en bombardant des atomes de zinc ^{70}Zn sur une cible de bismuth ^{209}Bi avec une section efficace de $55_{-45}^{+150} fb$ soit 10^{-39} cm^2 .

Les résultats présentés sont le fruit d'un travail de 4 mois ayant suivi l'expérience, plusieurs structures sont clairement observées et certaines restent à identifier.

Les calculs théoriques de type Hartree-Fock-Bogoliubov ou Woods-Saxon prédisent 3 orbitales - $1/2^-$ [521], $7/2^-$ [514] et $7/2^+$ [633] - actives dans la région de déformation du ^{251}Md mais avec des positionnements relatifs différents. Des structures rotationnelles construites sur chacun de ces états de particules individuelles ont été peuplées et observées dans cette expérience, leur émission lors d'une même cascade de désexcitation γ permet de les signer en coïncidences $\gamma - \gamma$.

L'assignation en spin se base sur l'évolution du moment d'inertie en fonction de la fréquence de rotation du noyau lors de la désexcitation qui dépend fortement de l'orbitale peuplée. Des comparaisons avec la théorie nous ont permis d'affirmer que la structure collective observée est construite sur l'orbitale $1/2^-$ [521] issue de l'orbitale sphérique SHE dégénérée $f_{5/2}$. L'interprétation théorique est en cours, elle devrait nous permettre de caractériser la nature et la hiérarchie en énergie de toutes les orbitales peuplées, de façon à contraindre les schémas de type Nilsson et améliorer notre compréhension de la structure des noyaux SHE.

Avec l'utilisation de SAGE, cette expérience constitue la première spectroscopie prompt gamma-électron en coïncidence d'un noyau transfermium (au-delà de $Z = 100$) et une publication est en cours de rédaction. Initialement prévue en milieu de thèse (courant 2010), l'expérience fut retardée (pour février 2012) en raison de problèmes techniques avec le détecteur SAGE. Il est à noter qu'un nombre important de séjours a été effectué au laboratoire JYFL (6 séjours de durée allant jusqu'à un mois), pour tester des détecteurs, préparer et participer à diverses expériences de spectroscopie de noyaux de la même région de masse.

Partie I

Simulations optiques pour le Super Spectromtre Sparateur S^3

Chapitre 1

Les programmes de recherche de S^3 dans le cadre de SPIRAL2

Le savant n'étudie pas la nature parce que cela est utile ; il l'étudie parce qu'il y prend plaisir et il y prend plaisir parce qu'elle est belle. Si la nature n'était pas belle, elle ne vaudrait pas la peine d'être connue, la vie ne vaudrait pas la peine d'être vécue. Je ne parle pas ici, bien entendu, de cette beauté qui frappe les sens, de la beauté des qualités et des apparences ; non que j'en fasse fi, loin de là, mais elle n'a rien à faire avec la science ; je veux parler de cette beauté plus intime qui vient de l'ordre harmonieux des parties, et qu'une intelligence pure peut saisir.

Science et méthode (1908), Henri Poincaré, éd. Flammarion, 1918, p. 15-16

1.1 L'exploration de la carte des nucléides : tour d'horizon du paysage nucléaire

Le paysage de la physique nucléaire possède ses vallées, ses océans et îlots, une charte des nucléides s'étendant selon le nombre de protons Z et de neutrons N et dont la topologie décrit la stabilité de chaque élément dont l'univers est fait. Le physicien en est l'explorateur, S^3 un vaisseau, au même titre que les Caravelles de Christophe Colomb ont permis la découverte de nouveaux continents et la navette spatiale de Neil Armstrong la conquête de la lune. Les noyaux stables de notre quotidien sont moins de 300, ils sont autant de cases noires de cette charte (cf. fig. 1.1) et dessinent ce que l'on nomme communément *la vallée de stabilité*¹. Deux forces

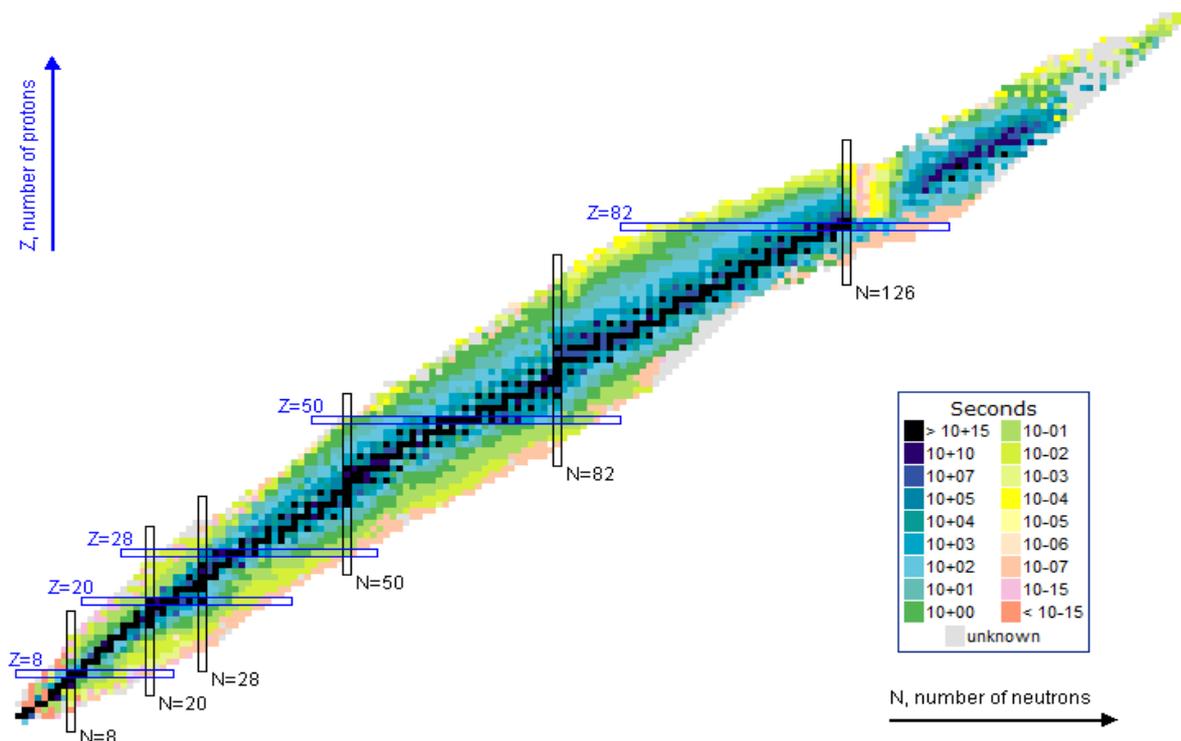


Figure 1.1: Carte des nucléides présentant les différents temps de demi-vie associés [1].

contradictoires s'affrontent au sein de l'édifice nucléaire : la force nucléaire (interaction forte) qui tend à lier les nucléons entre eux, et la force électromagnétique (répulsion coulombienne) qui tend à repousser les protons les uns des autres de part leur charge positive, jusqu'à la fission. Pour un nombre de protons donné, il existe un nombre de neutrons optimal permettant l'équilibre de ces forces en maximisant la stabilité de l'édifice nucléaire. Les noyaux loin de cette stabilité vont naturellement s'en rapprocher par des désintégrations dites β permettant la transformation d'un neutron en proton (ou l'inverse) avec émission d'un électron (positron) et d'un neutrino pour la conservation de la charge et de l'énergie. L'ajout ou la soustraction de neutrons va donc progressivement modifier la stabilité de l'édifice quantique jusqu'à devenir évanescence au niveau des zones dites de "*drip line*"², véritables fronts séparant le continent des noyaux existant d'un vaste océan d'instabilité. Les noyaux possédant un même nombre de

¹Le lecteur non initié trouvera une excellente introduction au domaine à travers le film d'animation "La vallée de stabilité" fait par les chercheurs du CEA/IRFU et l'équipe d'Animea 2011 sur <http://irfu.cea.fr/la-vallee-de-stabilite>

²Limite pour laquelle l'ajout d'un proton (ou neutron) supplémentaire à un noyau mène à une énergie de séparation du nucléon S_p (ou S_n) nulle.

1.1 L'exploration de la carte des nucléides : tour d'horizon du paysage nucléaire

protons - et qui ont donc un comportement chimique similaire - forment la chaîne isotopique d'un élément. On peut les caractériser par la notion d'isospin $T = \frac{N-Z}{A}$ avec $A = N + Z$. L'étude du paysage nucléaire pose la question de ses limites, et notamment du nombre d'isotopes existant pour un même élément. L'évolution, en fonction de l'isospin, des propriétés déterminant leur stabilité et de leurs temps de vie constitue un programme de recherche à part entière. Une question fondamentale, au coeur du programme de recherche de S^3 , est celle de *l'existence et de la stabilité* de tels noyaux : *Y a-t-il une limite, en terme de nombre de protons et de neutrons, à l'existence d'un noyau ?*

Près de 3000 noyaux ont déjà été découverts et l'on estime que la *Terra Incognita* de la carte des nucléides pourrait représenter entre 5000 et 7000 isotopes. La synthèse et l'étude de ces noyaux dit "exotiques", déficitaires en neutrons ou en protons, est un défi expérimental d'autant plus important que ces noyaux sont loin de la vallée de stabilité. Comme nous le verrons dans la section 1.4, des noyaux riches en neutrons peuvent être formés par réaction de transfert de plusieurs nucléons entre les noyaux de faisceau et de cible, et des noyaux déficitaires en neutrons par fusion des noyaux stables faisceau et cible. Ces noyaux exotiques peuvent être étudiés mais peuvent aussi, lorsqu'ils sont produits en quantité suffisante, devenir les faisceaux de réactions dites "secondaires" permettant d'explorer des zones encore plus reculées de la charte des nucléides. Ce défi technologique qu'est la formation de faisceaux d'isotopes rares (RIB) est l'objet d'une intense compétition internationale dont l'Europe souhaite gagner le leadership à travers des projets de grande envergure comme SPIRAL2 (cf. section 1.2).

A travers la cartographie méthodique de ce paysage, les physiciens ont découvert que la structure des noyaux montrait une stabilité accrue, avec une augmentation de leur temps de vie, pour des nombres de protons et neutrons de 2, 8, 20, 28, 50, 82, et 126 pour les neutrons uniquement, des *nombres magiques* d'apparence kabbalistique **mais émanant fondamentalement du caractère quantique des orbitales périodiques sur lesquelles se structure l'édifice nucléaire**. Cette stabilité est parfaitement observée expérimentalement, et les noyaux "doublement magiques" qui possèdent à la fois des nombres de protons et de neutrons magiques, sont autant de positions "d'ancrage" auxquelles peuvent s'arrimer les modèles théoriques. Beaucoup ont été découverts et confirment les propriétés qu'on leur prédisait, mais chaque noyau est un système quantique complexe, véritable laboratoire des interactions et symétries pouvant potentiellement contraindre les modèles théoriques. Des noyaux exotiques ont révélés des propriétés inattendues et certains noyaux doublement magiques comme les ^{78}Ni ($Z = 28$) et ^{100}Sn ($Z = 50$) sont suffisamment loin de la vallée de stabilité pour que leur magie réelle soit sujette à controverses. Cette question de "l'évolution des nombres magiques" est un thème de recherche à part entière, et l'étude de ces noyaux pourrait bien aller jusqu'à remettre en question l'universalité du paradigme de magie.

Le noyau radioactif le plus lourd trouvé à l'état naturel sur terre en quantité significative est l'isotope d'Uranium 238. Au delà, la stabilité diminue progressivement et les noyaux se désintègrent par radioactivité alpha via l'émission d'un noyau d'hélium ou encore par un processus de fission. L'un des premiers modèles du noyau atomique est le modèle macroscopique de la goutte liquide, il assimilait le noyau à une goutte électriquement chargée et prédisait qu'il n'existait pas de noyau stable vis à vis de la fission au-delà de $Z = 104$. Des noyaux au-delà de cette limite ont pourtant été synthétisés en laboratoire, ils sont appelés **noyaux superlourds** et doivent leur stabilité, souvent très brève, à l'existence d'effets microscopiques quantiques liés aux orbitales nucléaires. Il convient dès lors de se demander quels sont les prochains nombres magiques de protons et neutrons ? Ces nombres devraient être les coordonnées d'un "îlot de stabilité" [2] [3], une zone de stabilité relative encore inconnue à l'extrémité nord-est de la charte

1. LES PROGRAMMES DE RECHERCHE DE S^3 DANS LE CADRE DE SPIRAL2

des nucléides (cf. fig. 1.2). Les différentes approches théoriques nous donnent des prédictions souvent divergentes : Les modèles de type macroscopique et corrigés par effets de couche donnent un îlot autour de $[Z = 114, N = 184]$, alors que les calculs microscopiques relativistes et non-relativistes donnent une position à $[Z = 120, N = 172]$ et $[Z = 126, N = 184]$ respectivement. Ainsi, la découverte de cet îlot, et du temps de vie de ces noyaux, apporterait une contrainte forte et discriminante sur ces modèles. Certains modèles prédisent des temps de vie pouvant aller jusqu'à quelques années pour les noyaux du centre de l'îlot. Ces noyaux ont-ils été produits dans les étoiles, ou lors de supernovæ, et seraient-ils encore présents dans la nature ? Comment synthétiser ces noyaux de masses extrêmes en laboratoire ? Ce programme de recherche pose le défi expérimental de leur synthèse par le mécanisme de fusion-évaporation, mais aussi celui de leur identification sans ambiguïté aucune.

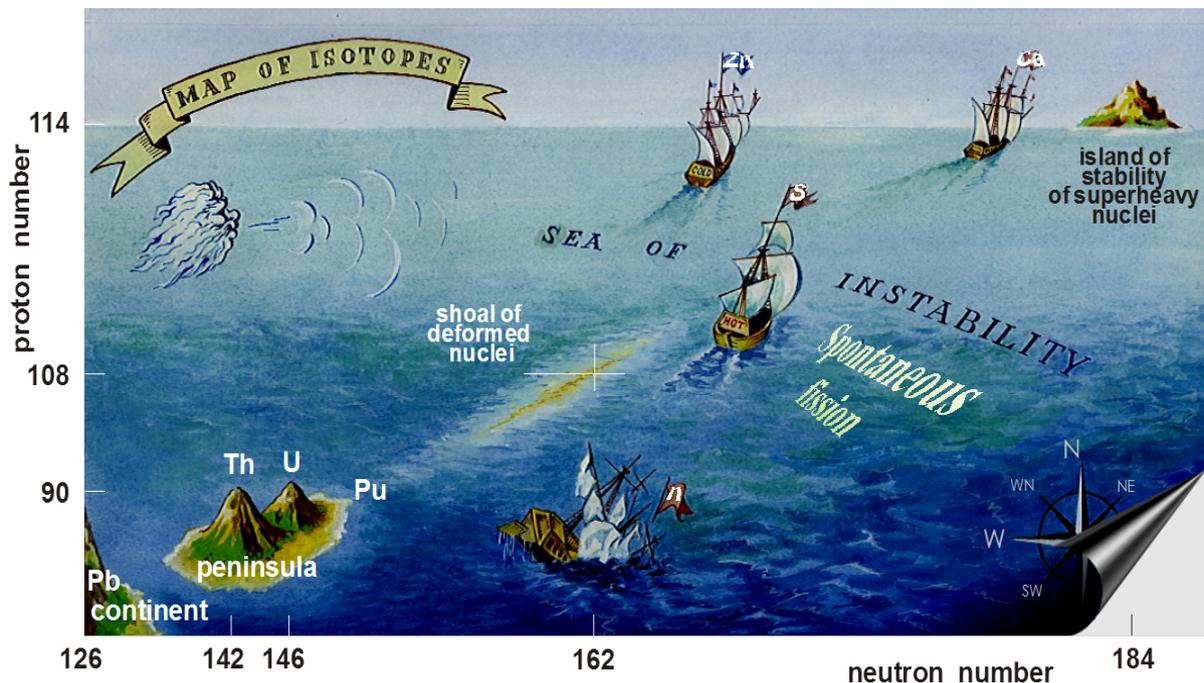


Figure 1.2: Peinture de Yuri Oganessian illustrant la quête de l'îlot de stabilité superlourd. Les trois Caravelles symbolisent les faisceaux S, Zn et Ca utilisés pour la synthèse de noyaux superlourds [4].

Le mécanisme de fusion-évaporation consiste à bombarder une cible avec un faisceau de nature donnée à une énergie telle que les noyaux des éléments de faisceau et de cible fusionnent pour former un noyau composé (cf. chapitre 2). La probabilité de réussite d'une réaction nucléaire est caractérisée par la notion de *section efficace*, elle est propre à une configuration expérimentale donnée et se révèle extrêmement faible dans le cas de la synthèse des noyaux superlourds ³. La faisabilité de cette physique extrême nécessite de grandes infrastructures et avec des accélérateurs fournissant des faisceaux de très hautes intensités pour augmenter la production des noyaux d'intérêt. Pour rendre possible cette ambition, des développements sont nécessaires dans le domaine des accélérateurs, dans celui des séparateurs, mais aussi dans celui des cibles, des détecteurs et de l'électronique associée, afin d'identifier le noyaux d'intérêt parmi tous les produits de réactions transmis. C'est l'un des objectifs du complexe expérimental SPIRAL2 que nous allons maintenant présenter.

³A titre d'exemple, la réaction de synthèse $^{70}\text{Zn} + ^{209}\text{Bi} = ^{278}113 + 1n$ de section efficace de 35 femtobarn n'a produit que 3 événements en 553 jours de faisceau [5], la grande majorité des produits de réactions étant des polluants qu'il s'agit de rejeter avec des séparateurs.

1.2 Le complexe expérimental SPIRAL2 du GANIL

SPIRAL, le Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne, est un outil de production de faisceaux exotiques unique au monde. Basé au laboratoire de recherche commun CEA/DSM & CNRS/IN2P3 du GANIL, le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds de Caen, SPIRAL permet à une large communauté internationale de physiciens d'effectuer des expériences de pointes contribuant à faire progresser nos connaissances en physique nucléaire. L'installation actuelle permet de produire des faisceaux exotiques ayant des masses allant jusqu'à $A = 90$.

L'amélioration de cette installation est l'objet principal du projet SPIRAL2 [6] [7]. Ce projet rassemble environ 600 scientifiques de 34 pays pour un investissement de 130 millions d'euros et permettra de réaffirmer le leadership européen pour les noyaux exotiques dans la gamme des basses énergies keV – 20 MeV/u. Un livre blanc SPIRAL2 a été remis au ministère de la recherche française en Juillet 2004 qui a pris la décision de sa construction en Mai 2005. Le projet de référence est défini dans le rapport d'étude final de design technique [8] avec l'ensemble des options et extensions du projet. Le démarrage officiel du chantier a eu lieu à Caen le lundi 17 octobre 2011 pour une durée estimée à 5 ans.

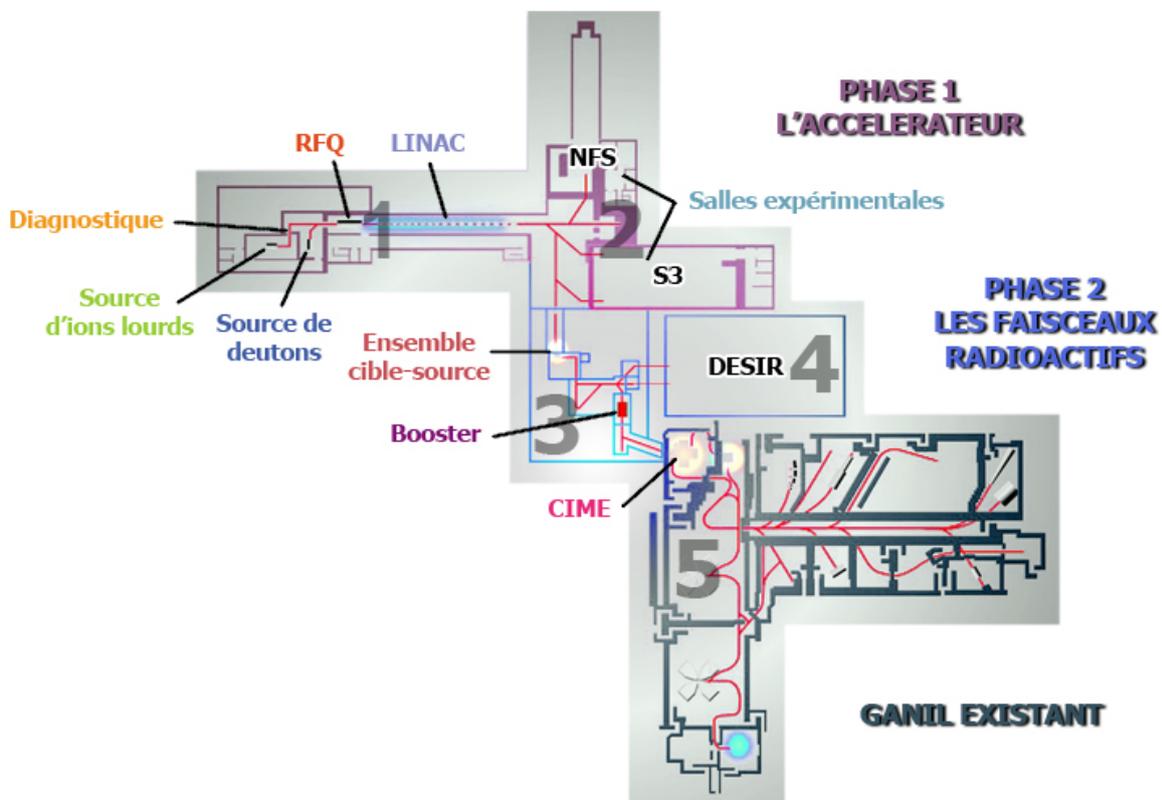


Figure 1.3: Le complexe Spiral 2 : 1) Accélérateur ; 2) Salles d'expériences de haute énergie (NFS & S3) 3) Ensemble cible source pour la production de faisceau exotique ; 4) Salle d'expériences de basse énergie ; 5) Accélération du faisceau d'ions radioactifs et détection à haute énergie. La première phase du projet inclue les parties 1 et 2, la seconde les parties 3 et 4.

Ce vaste projet se base sur une pièce maîtresse de toute dernière génération : l'accélérateur linéaire supraconducteur du GANIL, le LINAC [9] [10]. Cet accélérateur est conçu pour fournir

1. LES PROGRAMMES DE RECHERCHE DE S^3 DANS LE CADRE DE SPIRAL2

des faisceaux de deutons et d'ions stables encore plus lourds que ceux délivrés par SPIRAL. La nature de ces faisceaux ira du carbone à l'uranium à des énergies de 2 à 14,5 MeV/u et pour des intensités maximales supérieures de plusieurs ordres de grandeurs aux précédentes, pouvant atteindre 10^{14} particules par seconde pour les ions lourds. Ces intensités sur cible dépendent de la nature de l'ion, du développement de sources ioniques performantes, et de la qualité de leur transmission jusqu'aux différentes aires expérimentales.

En plus des salles existantes du GANIL, trois nouvelles aires sont prévues : d'abord le Super Spectromètre Separateur (S^3) conçu pour bénéficier pleinement des faisceaux d'ions stables de très hautes intensités délivrés par le LINAC ; mais aussi Neutron For Science (NFS) conçu pour créer un faisceau de neutrons à partir de deutons ; et enfin dans une seconde phase, l'installation de basse énergie DESIR (cf. fig. 1.3). Ces aires expérimentales de nouvelle génération placeront le laboratoire GANIL au tout premier rang de la recherche mondiale en physique nucléaire. La construction du complexe SPIRAL2 est prévue en deux phases : la première devra permettre le *commissioning* de l'accélérateur LINAC avec la distribution des faisceaux dans les salles expérimentales de NFS et S^3 ; la seconde phase concernera la mise en route de DESIR ainsi que la production de faisceaux radioactifs (ISOL) dans un bâtiment dédié.

1.3 L'ambition du projet S^3 : programmes de recherche et lettres d'intentions

Le projet S^3 est avant tout la concrétisation des efforts d'une large collaboration internationale, réunie autour d'une ambition physique, à travers des propositions d'expériences et le développement de solutions technologiques innovantes [11]. On trouvera dans l'annexe A l'ensemble des [28 laboratoires partenaires](#). Le projet a été labélisé "Equipement d'Excellence" EQUIPEX par le programme de financement français "Investissements d'Avenir". A ce titre, il a été fiancé à la hauteur de 7 millions d'euros pour la construction de l'infrastructure entre 2011 et 2014, et 1 million couvrant une période de fonctionnement allant de 2015 à 2019. Son développement implique 6 partenaires : GANIL, CEA/Irfu, CNRS/IPNO, CNRS/IPHC, CNRS/CSNSM et l'INSP.

S^3 est conçu pour utiliser pleinement les faisceaux stables d'ions lourds de très hautes intensités fournies par l'accélérateur linéaire supraconducteur de SPIRAL2. Fort de ces intensités, le projet ouvre de nouvelles opportunités pour l'étude des noyaux rares caractérisés par de très faibles sections efficaces de production - noyaux superlourds ou exotiques car loin de la vallée de stabilité - mais aussi pour l'étude des mécanismes de réactions. Ces programmes de physique ont pour point commun la nécessité d'une séparation d'événements très rares parmi un fond largement dominant. On présente les grandes lignes de ces programmes :

- La production par réaction de fusion évaporation d'éléments super-lourds ($Z > 104$) et la spectroscopie des isotopes rares très-lourds avec notamment l'étude des propriétés de l'état fondamental et des états isomériques. Des études détaillées de spectroscopie de décroissance et de mesure de masse devront aussi être possibles pour les éléments ayant une section efficace de production et un temps de vie suffisant ;
- La production et la spectroscopie de noyaux déficités en neutrons (protons) proches de la drip-line protons (neutrons). Les noyaux exotiques riches en neutrons, et impossibles à produire par fission d'uranium, peuvent être synthétisés par mécanisme de transfert multiples de nucléons et par réactions profondément inélastiques ;
- Les interactions atomiques ion-ion ;

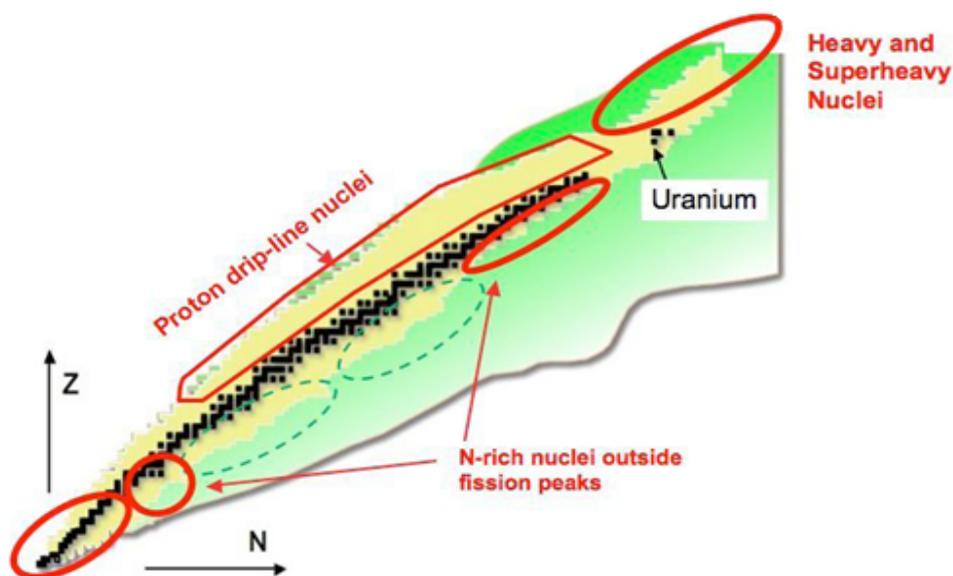


Figure 1.4: Régions de la carte des nucléides accessibles avec S^3

On dénombre 17 programmes de recherche qui s'incarnent à travers la soumission de 16 [Lettres d'Intentions](#) (LoIs) [12] [13] signés par 156 physiciens. A l'issue de la phase de commissioning de S^3 , il est prévu entre 16 et 31 semaines de faisceaux par an pour mener à bien ces programmes. On trouvera la documentation associée aux cas physiques de SPIRAL2 dans les références [7] [14], et les 16 lettres d'intentions soumises pour S^3 dans l'annexe B 9.5.3 [13].

1.4 Les contraintes imposées par les programmes physiques

1.4.1 Les expériences de synthèse d'éléments superlourds (SHE) par fusion-évaporation

Les très hautes intensités du LINAC constituent une opportunité sans précédent pour la synthèse de nouveaux éléments et pour la spectroscopie détaillée d'éléments déjà connus. Sont prévus :

- La synthèse de nouveaux éléments superlourds avec $Z > 118$;
- La spectroscopie des éléments jusqu'au Darmstadtium ($Z = 110$), avec l'étude de la collectivité des noyaux autour des "îlots de déformation" (^{254}No , ^{270}Hs) ;
- La recherche d'isomères-K fournissant des informations cruciales sur les états de particules individuelles des SHE ;
- La production de nouveaux isotopes, pauvres en neutrons par fusion froide et riche en neutrons par fusion chaude, et étude de l'évolution de leurs propriétés en fonction de l'isospin ;
- Des mesures systématique de section efficace pour améliorer nos connaissances des mécanismes de fusion-évaporation ;
- Des mesures de propriétés de l'état fondamental des SHE : masse, charge, rayon, ... ;
- La chimie des transactinides et des éléments les plus lourds.

1. LES PROGRAMMES DE RECHERCHE DE S^3 DANS LE CADRE DE SPIRAL2

Ces programmes physiques nécessitent les conditions expérimentales suivantes :

- Les plus hautes intensités de faisceau possible, spécialement pour les masses supérieures à 50, pour produire les éléments les plus lourds ;
- Une large gamme de cibles, incluant les cibles d'actinides nécessaires pour les expériences de fusion chaude ;
- Une grande acceptance angulaire et en rigidité magnétique (cf. section 4.1.2) en raison des larges émittances et des distributions d'états de charge des résidus d'évaporation formés ;
- Une très haute sélectivité des voies de réaction afin de minimiser le plus possible les taux d'évènement parasites dans les détecteurs du plan focal, notamment avec l'inclusion d'une étape de sélection physique en masse sur charge (m/q) pour exclure les masses adjacentes à haut taux de comptages ;
- Une résolution en masse en-vol permettant une détermination de la masse des nouveaux éléments produits ;
- Un système de détection pour effectuer une spectroscopie alpha, électron, gamma au plan focal, et un piège à gaz permettant de sélectionner en Z , et de transférer les ions produits vers des systèmes de détection de basse énergie.

1.4.2 Les expériences de synthèse de noyaux riches en protons par fusion-évaporation

Les réactions de fusion-évaporation peuvent aussi produire une large gamme de noyaux déficients en neutrons avec une intéressante variété de propriétés : émission de protons, décroissance- β super-permise, coexistence de formes, isomères permettant d'obtenir des informations sur les états de particules individuelles et sur les corrélations entre nucléons. Une quantité importante de nouveaux isotopes pourra être produite comme par exemple les noyaux $^{100,101}\text{Sn}$, $^{98,99}\text{In}$ et $^{95,96}\text{Cd}$. La région du ^{100}Sn revêt un intérêt capital car ce noyau doublement magique est situé à la frontière de la carte des nucléides au niveau de la "drip-line" protons. Plusieurs aspects pourront être étudiés :

- les masses, temps de vie et rayon de charge des noyaux de la région ;
- les décroissance radioactives β ;
- la spectroscopie de décroissance β retardée ;
- la structure de particules individuelles avec des réactions de transferts ;
- la mesure de taux de capture proton aux énergies astrophysiques ;
- l'identification d'états déformés par excitations coulombiennes ;
- l'étude des mécanismes de réaction au niveau et en dessous de la barrière de fusion.

Ces programmes physiques nécessitent les conditions expérimentales suivantes :

- Les plus hautes intensités de faisceau possible, spécialement pour les masses supérieures à 50 (les noyaux les plus intéressants sont produits par des réactions de fusion symétrique utilisant des faisceaux de ^{58}Ni et au delà) ;

1.5 Définition d'expériences clés et déduction de spécifications pour la conception de S^3

- Une grande acceptance angulaire et en rigidité magnétique dans la mesure où les particules évaporées augmentent la distribution angulaire du noyau ;
- Une résolution en masse en vol de 1/300. Elle est nécessaire en raison des hautes sections efficaces de fusion des noyaux de masses moyennes à éliminer. La séparation en A/q des produits de réaction est cruciale pour limiter les taux de comptage.

1.4.3 Les réactions de production de noyaux riches en neutrons par réaction de transfert et profondément inélastiques

Les faisceaux primaires de très hautes intensités ouvrent les possibilités d'une production de noyaux exotiques en quantité importante par réactions de transfert de quelques nucléons sur un noyau léger, ou avec un transfert massif de nucléons sur un noyau plus lourd. Ces noyaux riches en neutrons et pourront être produits sur une zone encore plus large que ceux produits par fission d'uranium. Ces noyaux exotiques pourront être utilisés pour des réactions sur une cible secondaire positionnée au plan focal intermédiaire de S^3 . Elle permettra d'effectuer des réactions à grande section efficace comme des réactions de transfert ou d'excitation coulombienne. Ces programmes physiques nécessitent les conditions expérimentales significativement différentes de celles associées aux réactions de fusion-évaporation :

- Une très grande acceptance angulaire et en moment, les produits de réactions ont des distributions angulaires et en moment très larges, bien plus que celles associées aux réactions de fusion-évaporations.
- Une haute acceptance en rigidités électrique et magnétique, les produits de réaction ont des énergies très importantes (10 MeV/u ou plus) qui nécessitent une rigidité magnétique maximale d'environ 1,5 T.m et une rigidité électrique maximale d'environ 30 MV (cf. section 4.1.2). Une telle contrainte de rigidité électrique est incompatible avec la bonne séparation en masse nécessaire pour les expériences de fusion-évaporation. Pour ces cas particuliers de réactions, la sélection électrostatique sera remplacée par une sélection magnétique.
- Une sélection des voies de réaction est nécessaire pour discriminer un nombre important de voies ouvertes, la production des noyaux stables étant largement dominante. Une sélection en moment devrait être suffisante pour les noyaux les plus légers mais pas pour les noyaux les plus lourds qui nécessiteraient une sélection en masse très contraignante en rigidité électrique. Une solution possible serait d'avoir deux dipôles électriques interchangeables.

1.5 Définition d'expériences clés et déduction de spécifications pour la conception de S^3

Pour mener à bien cette physique, il a été nécessaire de baser la conception du spectromètre séparateur S^3 sur la nature des réactions les plus contraignantes : celles de **fusion-évaporation** que nous détaillerons largement dans le chapitre suivant, et celles de transferts [15]. Deux régions de la charte des nucléides seront accessibles par ce mécanisme : Celle des noyaux proches des zones de la "drip line" protons, notamment autour du noyau doublement magique ^{100}Sn , et celle des noyaux très lourds et superlourds. Différents cas physiques, ou **expériences clés** associées à ces deux régions, ont ainsi été définis par la collaboration pour contraindre la conception de S^3 :

- Une réaction de fusion symétrique de synthèse d'un noyau exotique déficient en neutrons : $^{46}\text{Ti}(^{58}\text{Ni}, 4n)^{100}\text{Sn}$;

1. LES PROGRAMMES DE RECHERCHE DE S^3 DANS LE CADRE DE SPIRAL2

- Une réaction de léger sur lourd de synthèse d'un élément superlourd : $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{292}116$;
- Une réaction de fusion très asymétrique : $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{255}\text{No}$.

Comment intégrer les contraintes de ces expériences clés à la conception de S^3 ? Ces contraintes s'incarnent principalement dans des spécifications de minimum de transmission et d'identification en masse des noyaux. Si on considère le problème d'un point de vue optique, chaque ion formé est caractérisé par un triplet de valeur cinématique, masse, charge ionique et vitesse $[M, q, \vec{v}]$, qui va déterminer son comportement dans l'ensemble des champs électromagnétiques du spectromètre séparateur, et donc la qualité de sa transmission. Ces grandeurs cinématiques découlent à la fois de la cinématique de réaction, mais aussi des interactions multiples ayant lieu dans la cible. Leur connaissance impose le développement d'un modèle d'interactions faisceau-cible, à la fois atomique et nucléaire, et dont le réalisme sera le gage de la qualité des transmissions prédites. C'est l'objet d'un code que j'ai développé durant cette thèse et dont je décrirai la physique implémentée tout au long du prochain chapitre.

Les simulations de ces expériences clés ont permis de définir un ensemble de spécifications pour S^3 . On présente ci-dessus l'ensemble des paramètres optiques requis pour satisfaire les programmes de recherche proposés pour S^3 :

1. une excellente suppression du faisceau primaire à 0° (typiquement $1/10^{13}$) ;
2. une acceptation en états de charge de $\pm 7\%$;
3. une acceptation en $B\rho$ de 10% pour chaque état de charge ;
4. une acceptation angulaire de ± 50 mrad dans chaque plan ;
5. une rigidité magnétique $B\rho_{\max} = 1,8$ Tm ;
6. une rigidité électrique $E\rho_{\max} = 12$ MV ;
7. une résolution en masse de $\frac{1}{300}$ FWHM.

L'étude des distributions angulaires des résidus d'évaporation (cf. section 2.2.2) ont permis de définir les spécifications d'acceptation angulaire de S^3 pour une transmission supérieure à 50% des noyaux d'intérêts. Des spécifications d'acceptation en rigidité électrique et magnétique (notions introduites section 4.1.2) ont été choisies par la collaboration pour respecter l'objectif d'une transmission supérieure à 50% pour les expériences clés : la distribution d'états de charge typique pour la production de noyaux superlourds présente un $\sigma \simeq 2$ (cf. section 2.2.3). Une acceptation de ± 2 charges autour de l'état de charge central, permettrait la transmission d'environ 70% de la distribution initiale de noyaux d'intérêt. Si on considère un état de charge central typiquement de 25^+ , l'acceptation des ± 2 états de charge voisins implique une acceptation en rigidité magnétique d'environ $\pm 9\%$ ($(1/23 - 1/25)/(1/25) = 8,7\%$). Ces spécifications de limites d'acceptation constituent une forte contrainte sur l'ensemble de la géométrie et des éléments multipolaires du spectromètre.

Chapitre 2

Description et modélisation des interactions faisceau-cible pour les expériences de fusion-évaporation

Chaque être subsiste jusqu'à l'instant où il reçoit un choc égal à la puissance qui unit ses principes. Rien ne s'anéantit et la destruction ne produit que la séparation des éléments. (...) De leur débris, la nature forme de nouveaux êtres.

Lucrèce, De "natura rerum" (98 à 55 avant J.-C.)

2.1 Physique à la barrière de fusion

Les réactions nucléaires peuvent être hiérarchisées selon l'énergie du noyau incident et le paramètre d'impact noté b (cf. fig. 2.1). Ce dernier correspond à la distance séparant la trajectoire des noyaux incidents de la trajectoire associée à une collision frontale avec les noyaux cibles. On parle de **réaction élastique** lorsque ce paramètre est suffisamment grand, ou l'énergie suffisamment faible, telle qu'il n'y ait pas de réaction nucléaire ou d'excitation nucléaire mais uniquement une déflexion des trajectoires résultant de l'interaction entre les deux noyaux. Cependant, des noyaux amenés suffisamment près l'un de l'autre peuvent échanger des nucléons ou bien aussi se perturber mutuellement et acquérir une certaine énergie d'excitation pouvant modifier leur structure et provoquer l'émission de nucléons. On parle de réactions **quasi-élastiques** dans la mesure où les quantités de mouvement des noyaux de la voie de sortie sont différentes mais très proches de ceux de la voie d'entrée, et de **réactions inélastiques** lorsque cette différence est importante.

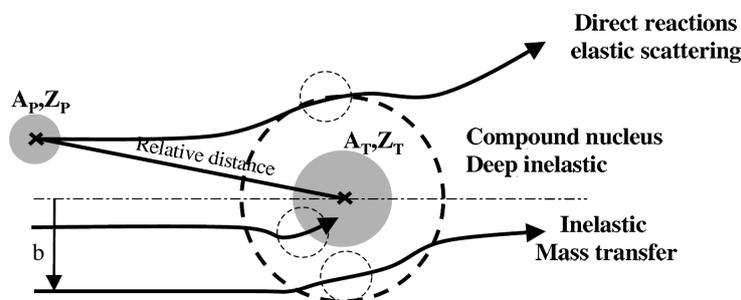


Figure 2.1: Différents types de réaction en fonction du paramètre d'impact b .

Les réactions de **transfert** désignent l'échange d'un petit nombre de nucléons ; les réactions de **quasi-fission** résultent d'un transfert massif via la formation d'un "col" entre les deux noyaux ; et enfin la **fusion** désigne la formation d'un noyau composé unique. Les réactions **profondément inélastiques**, de quasi-fission et de fusion forment ce qu'on appelle les **réactions dissipatives**.

La dynamique nucléaire amenant à la formation d'un noyau composé par fusion des noyaux de faisceau et de cible est une problématique en soit qui constitue le point de départ d'une grande diversité de phénomènes (cf. fig. 2.2), allant de la survie en un noyau unique par **fusion-évaporation** aux faibles énergies (0 – 6 MeV/u), jusqu'à la vaporisation du système aux énergies les plus importantes (8 – 10 MeV/u), en passant par la simple re-séparation du système en deux fragments par **fission**. Dans ce chapitre, nous décrirons les réactions se produisant aux énergies proches de la **barrière de fusion** : les réactions de fusion-évaporation à l'origine de nos noyaux d'intérêts, mais aussi les réactions dites "parasites" de transfert et de fission.

2.1.1 Les réactions de fusion-évaporation

Les réactions de fusion-évaporation furent suggérées par [Niels Bohr](#) en 1936 [16]. Leur principe peut être décrit par un noyau cible X au repos bombardé par un noyau projectile a pour former par fusion un noyau composé (NC) excité (*) qui va potentiellement se désexciter vers un noyau Y par l'évaporation de x particules légères (xn pour les neutrons, ou protons, alpha et combinaisons) et N rayons gamma ($N\gamma$) tel que :



Le noyau composé est caractérisé par son énergie d'excitation, et ses énergies translationnelle et rotationnelle liées à l'énergie cinétique et au moment angulaire. La cinématique de la voie d'entrée et les propriétés du NC sont reliées par les lois de conservation de l'énergie et du moment angulaire.

Dans le référentiel du centre de masse (CM), l'énergie cinétique totale du système projectile-cible disponible pour la réaction est donnée par $E_{CM} = \frac{M_X}{M_X + M_a} E_{Lab}$, où E_{Lab} est l'énergie cinétique du faisceau incident dans le référentiel du laboratoire (Lab) fourni par l'accélérateur, M_a et M_X les masses des noyaux faisceau et cible respectivement. L'énergie typique est de 4 – 5 MeV/u, soit environ 10% de la vitesse de la lumière. Le NC alors est au repos dans le CM et possède une masse excitée $M_{NC}^* = M_{NC} + E_{NC}^*/c^2$ qui correspond à la somme des masses des noyaux incidents agrémentée d'une masse supplémentaire associée à l'énergie d'excitation E_{NC}^* des degrés de liberté internes du système nucléaire composite. Cette énergie d'excitation est la somme de l'énergie cinétique totale E_{CM} et la chaleur de réaction Q_{NC} tel que $E_{NC}^* = E_{CM} + Q_{NC}$. La chaleur de la réaction correspond à la différence de masse entre les produits de la voie d'entrée et de sortie tel que $Q_{NC} = (M_X + M_a - M_{NC})c^2$ [20]. Les réactions de fusion menant à un NC au delà du Fer sont la plupart du temps endothermiques, soit $Q < 0$, ce qui implique qu'un apport d'énergie est nécessaire pour rendre possible la fusion.

La conservation de l'énergie et du moment angulaire implique que le noyau composé soit formé avec une excitation interne et un moment angulaire pouvant le rendre hautement instable. Pour une réaction de fusion à un instant $t = 0$ s, le mécanisme de quasi-fission prédomine largement jusqu'à 10^{-21} s. La probabilité de fission est décrite par un paramètre de fissilité proportionnel à Z^2/A , elle est d'autant plus importante que le noyau a un grand nombre de protons, dans la mesure où la répulsion coulombienne domine alors l'interaction forte. Dans le cas des transférmiiums ($Z > 100$), la section efficace de survie ($\sim 1 \mu\text{barn}$) est de plusieurs

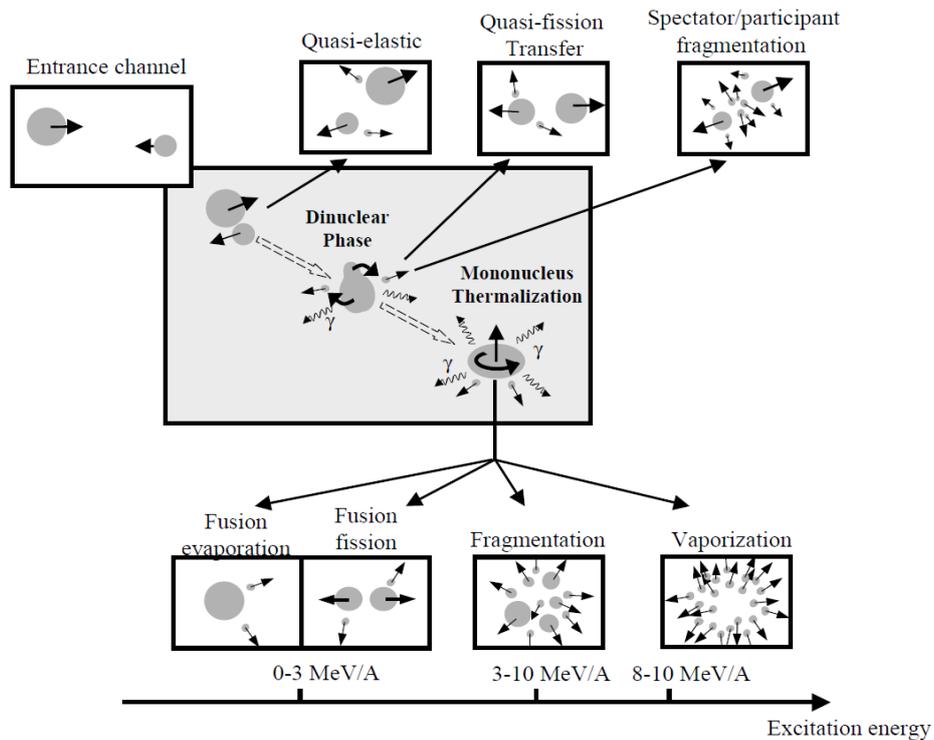


Figure 2.2: Illustration des différentes réactions nucléaires possibles selon l'énergie incidente [23].

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

ordres de grandeurs inférieure à celle de la fission (~ 1 barn) qui domine largement le processus.

Dans le cas de la survie de l'édifice nucléaire par rapport à la quasi-fission, le noyau excité en rotation rapide va subir une **phase thermique d'évaporation** jusqu'à environ $t = 10^{-20} - 10^{-17}$ s où il va se désexciter par l'émission de particules légères, des neutrons principalement, mais aussi dans certains cas des protons, deutons, ou alphas. Durant la phase d'évaporation, le noyau composé peut émettre un grand nombre de neutrons : de 4 à 6 dans le cas de la fusion "chaude" ($E_{\text{NC}}^* = 30 - 50$ MeV), et de 1 à 3 dans le cas de la fusion dite "froide" ($E_{\text{NC}}^* = 15 - 25$ MeV). L'émission d'un neutron réduit typiquement l'énergie d'excitation de 12 MeV, 10 MeV correspondant à l'énergie de séparation, et 2 MeV d'énergie cinétique. Pour les noyaux très lourds, chaque émission est en compétition avec la fission. Cette compétition peut être étudiée en comparant l'énergie d'excitation disponible dans le système vis à vis d'une valeur maximale, la **barrière de fission**, au delà de laquelle l'édifice nucléaire devient instable.

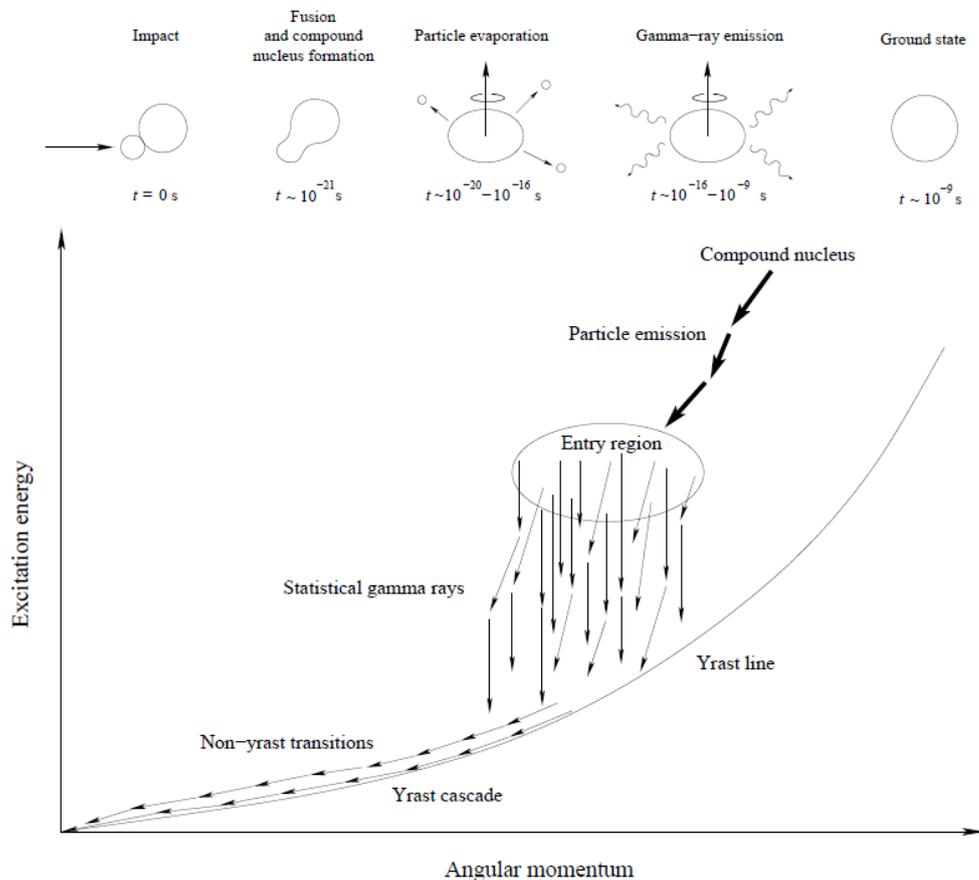


Figure 2.3: Schéma de désexcitation du noyau composé.

La désexcitation par émission de particules devient impossible dès lors que l'énergie d'excitation est inférieure à l'énergie de séparation des particules (S_p ou S_n). Le noyau composé va alors se désexciter par radiations électromagnétiques : d'abord par l'émission de photons de fréquence gamma dit "statistiques" lors d'une phase dite de **désexcitation radiative thermique** emportant très peu de moment angulaire. Le noyau entre ensuite à $t = 10^{-15}$ s dans une phase dite de **désexcitation radiative non thermique** correspondant à l'émission de radiations signant la structure du noyau étudié. Ces radiations, sont de nature électromagnétique et sont potentiellement converties, on parle **d'électrons de conversion** [17]. Leur étude est l'objet d'une spectroscopie dite "prompte". Ces radiations emportent une partie de l'énergie

d'excitation et du moment angulaire en s'inscrivant sur une ligne dite *Yrast* qui suit l'évolution de l'énergie et du moment angulaire total du noyau composé au fur et à mesure de sa desexcitation (cf. fig. 2.3). De façon analogue à une force centrifuge, plus la vitesse de rotation du noyau ralentit et plus les nucléons retombent vers des orbitales de plus basses énergies en émettant des rayonnements correspondant à la différence d'énergie entre les orbitales. Dans le cas de la survie du noyau, cette cascade de gammas va se poursuivre jusqu'au niveau fondamental à $E^* = 0$. Enfin, si le noyau synthétisé est instable, il se désintègrera par radioactivité α , β , ou par fission spontanée en se rapprochant de la vallée de stabilité. La plupart des décroissances α et β laissent le noyau fils dans un état excité, l'étude de la desexcitation de ces états est communément appelée **spectroscopie retardée**. Il est intéressant de noter que la phase de desexcitation par émission de gammas statistiques peut aboutir à des états d'excitation et de moment angulaire, dits "non-Yrast", correspondant à une cascade de desexcitations située au-dessus de la ligne Yrast.

2.1.1.1 Mise en évidence de la barrière de fusion

La dynamique de fusion correspond à la collision de deux systèmes quantiques auto-organisés en interaction forte. Son traitement théorique fait appel à la notion fondamentale de hiérarchie des degrés de liberté [23] parmi lesquels on distingue deux classes : des degrés collectifs (distance relative des deux noyaux, rayons, densité) et des degrés de particules individuelles. Les approches macroscopiques permettent la description des propriétés globales en terme de quelques degrés de liberté pertinents alors que celles microscopiques tentent d'identifier les effets fondamentaux responsables des fluctuations autour de ces propriétés moyennes. La hiérarchie des approches théoriques du processus de fusion est fonction des symétries imposées au système [22], [23]. Les approches comme *Hartree Fock dépendant du temps* (TDHF) peuvent supposer un maximum de symétries afin de réduire la dimensionnalité du problème et les temps de calculs [24], [25], [26], [27]. Mais l'évolution des calculateurs tend de plus en plus à abolir ces simplifications [28] avec le développement de barrières multidimensionnelles plus réalistes.

On peut mettre en évidence l'influence des principaux degrés de liberté des réactions de fusion avec une approche unidimensionnelle. Si on considère la distance relative $r = |r_C - r_P|$ (cible (C) et projectile (P)) entre les centres de masse des noyaux incidents comme étant le degré de liberté le plus pertinent, le processus de fusion peut être réduit à l'évolution dynamique d'un potentiel unidimensionnelle noté $V(r)$. On définit les grandeurs de position R_{cm} et d'impulsion P_{cm} du centre de masse, ainsi que les grandeurs de distance r et d'impulsion p relatives le long de l'axe de réaction. On a :

$$\begin{cases} R_{cm} = (m_C r_C + m_P r_P)/M \\ P_{cm} = p_P + p_C \end{cases} \quad \begin{cases} r = r_C - r_P \\ p = (m_C p_P - m_P p_C)/M \end{cases} \quad (2.2)$$

où $M = m_C + m_P$, avec m_C la masse du noyau cible et m_P celle du projectile. Si on néglige la part centrifuge, l'énergie totale E_B peut s'écrire comme la somme des énergies cinétiques du projectile et de la cible avec le potentiel unidimensionnelle $V(r)$ tel que :

$$E_B = \frac{p_C^2}{2m_C} + \frac{p_P^2}{2m_P} + V(r) \quad (2.3)$$

Les variables que nous venons d'introduire nous permettent de reformuler cette expression :

$$E_B = \frac{P_{cm}^2}{2M} + E_{cm} \text{ avec } E_{cm} = \frac{p^2}{2\mu} + V(r) \text{ et } \mu = \frac{m_C m_P}{M} \text{ la masse réduite} \quad (2.4)$$

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

Le potentiel d'interaction $V(r) = V_{Coul} + V_{Nucl}$ contient la somme des effets coulombiens et nucléaires. La barrière coulombienne V_{Coul} bien connue est donnée par :

$$V_{Coul} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_C}{(R_P + R_C)} \quad (2.5)$$

où $R_i = r_0 A_i^{1/3}$ est le rayon nucléaire du noyau i possédant A_i nucléons, avec $r_0 \approx 1,2$ fm et $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \approx 1,44$ MeV.fm. Le processus de fusion est finalement réduit à la connaissance du potentiel nucléaire V_{Nucl} . A courte distance ($\simeq 10$ fm), la force nucléaire est attractive et contrebalance la force coulombienne répulsive en entraînant la formation d'un maximum local $V(r = R_B) = V_B$ appelé barrière de fusion (cf. fig. 2.4). Si E_{CM} est proche de la barrière de fusion, on peut approximer les propriétés locales de cette barrière par une parabole inversée de hauteur V_B et de largeur $(\hbar\omega_B)^2 = -\frac{\hbar^2}{\mu} \frac{\partial^2 V(r)}{\partial^2 r}$. On suppose que la fusion survient dès lors que le système atteint la partie intérieure de la barrière de fusion tel que $r < r_N$ (cf. fig. 2.4).

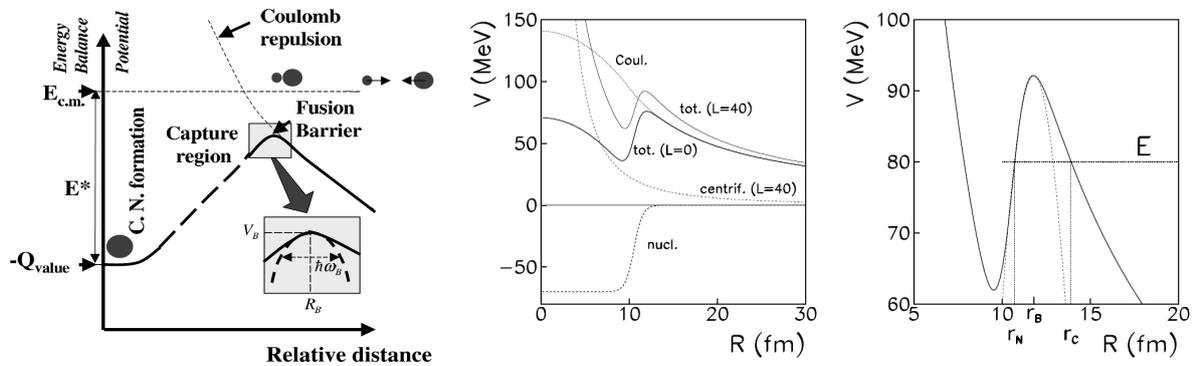


Figure 2.4: Au centre : Exemple d'évolution de la barrière de fusion $V(r) = V_{Coul} + V_{Nucl} + V_{Cent}$ du système $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ pour différentes contributions centrifuges (V_{Coul} pour $L = 40$ et $V(r)$ pour $L = 0$ et 40) issue de [22]. Les points d'entrée r_C et de sortie r_N associés à une énergie incidente E sont présentés sur la figure de droite ainsi que l'approximation parabolique de la barrière en pointillés.

Si on veut maintenant inclure la force centrifuge, il faut considérer la centralité de la réaction : le moment angulaire fourni au noyau composé lors de l'interaction est entièrement déterminé par le paramètre d'impact b correspondant à la distance entre la trajectoire du centre du noyau incident et l'axe parallèle passant par le centre du noyau cible. Bien que la distribution statistique du faisceau incident implique une distribution uniforme du paramètre d'impact, on peut néanmoins restreindre l'ensemble des valeurs de ce paramètre en le considérant comme variant depuis zéro (collision frontale), jusqu'au paramètre d'impact b_c , dit de *grazing*, associé à la distance maximale nécessaire pour initier une réaction nucléaire avec possibilité de fusion. Le moment angulaire apporté au système par le noyau incident est nul en collision frontale et maximal au paramètre de grazing, on le note $l_{max}(E)$.

En considérant pour condition initiale un paramètre d'impact b donné, on doit ajouter une partie centrifuge $V_{Cent} = \frac{L^2}{2\mu r^2}$ au potentiel total avec l'expression classique $|L| = L = b\sqrt{2\mu E_B}$ du moment angulaire, ou $|L| \simeq \hbar^2 l(l+1)$ pour un traitement quantique. L'énergie totale du système devient alors :

$$\begin{cases} E_{cm} = \frac{p^2}{2\mu} + \frac{L^2}{2\mu r^2} + V_{Coul} + V_{Nucl} \text{ l'expression classique ;} \\ H = \frac{p^2}{2\mu} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} + V_{Coul} + V_{Nucl} \text{ l'hamiltonien quantique.} \end{cases} \quad (2.6)$$

Le potentiel d'interaction peut donc être décrit comme la somme d'effets coulombien, nucléaire et centrifuge $V(r) = V_{\text{Coul}} + V_{\text{Nucl}} + V_{\text{Cent}}$. La répulsion centrifuge résultant de la rotation du NC augmente la probabilité de fission dès lors qu'elle contrebalance l'attraction nucléaire. On peut minimiser le transfert de moment angulaire au noyau composé en utilisant des réactions asymétriques utilisant des faisceaux légers sur des cibles lourdes.

Nous supposons dans la suite que le traitement classique du problème est possible pour des énergies dans le CM au delà de la barrière de fusion [30]. Mais notons que la fusion est aussi possible pour les énergies autour ou inférieures à la barrière de fusion $E_{\text{CM}} < V_B$ à condition de traiter les aspects quantiques de fusion sous-barrière possible par effet tunnel [31].

2.1.1.2 Paramétrisation de la barrière de fusion

Nous allons maintenant présenter un ensemble de paramétrisations "empirique", de "Bass", de "Proximité" et d'"Extra-Puch". Elles ont été implémentées dans le code d'interaction faisceau-cible développé durant cette thèse (cf. section 2.3.1) et permettent d'avoir une information pour ajuster les énergies faisceau à des valeurs légèrement supérieures à celle de la barrière.

Paramétrisation empirique :

On peut paramétrer la barrière de fusion par sa hauteur V_B , sa position R_B et sa largeur $\hbar\omega_B$ dont les valeurs empiriques montrent une dépendance systématique en fonction de $(A_C^{1/3} + A_P^{1/3})$ [23] [32] (cf. fig. 2.5).

La propriété très répulsive à courte portée de la force nucléaire et l'existence de surfaces de noyaux peu diffuses impliquent que la quantité R_B soit proportionnelle à la somme des rayons des noyaux projectile et cible augmentée d'un facteur lié à la portée de la force nucléaire. Une paramétrisation de R_B est donnée par :

$$R_B \simeq \langle r_C^2 \rangle^{1/2} + \langle r_P^2 \rangle^{1/2} + 3,37 \text{ fm avec } \langle r^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{3/5}(1,2 \times A^{1/3}) \quad (2.7)$$

les rayons carrés moyens (rms) sont calculés dans l'approximation des bords non diffus pour des noyaux sphériques. Le facteur 3,37 correspond approximativement à la portée de l'interaction nucléaire. On observe une nette diminution de la barrière nucléaire suivant le potentiel coulombien lorsque la distance relative augmente. Il est possible de reproduire ce comportement avec la paramétrisation :

$$V_B = \frac{e^2 Z_T Z_P}{r_{eff}} = \frac{e^2 Z_C Z_P}{R_B + 0,79} \text{ MeV} \quad (2.8)$$

Ces équations donnent une très bonne estimation des positions et hauteurs de barrières de fusion sur l'ensemble de la systématique. On pourra néanmoins trouver une paramétrisation plus élaborée dans la référence [32].

Paramétrisation de Bass :

La modèle de barrière de fusion proposé par R. Bass [33] [34] fait l'hypothèse de "densités gelées" considérant que la collision est suffisamment rapide de telle sorte qu'il n'y ait pas de réorganisation des degrés de libertés internes des noyaux lors de la phase d'approche. Les noyaux incidents sont considérés comme sphériques et le potentiel à deux corps est alors dit "conservatif". Il ajoute au potentiel une force de friction permettant au système d'être piégé dans une région attractive du potentiel au-delà d'une distance critique $R_c \approx R_{\text{PC}}$ où

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

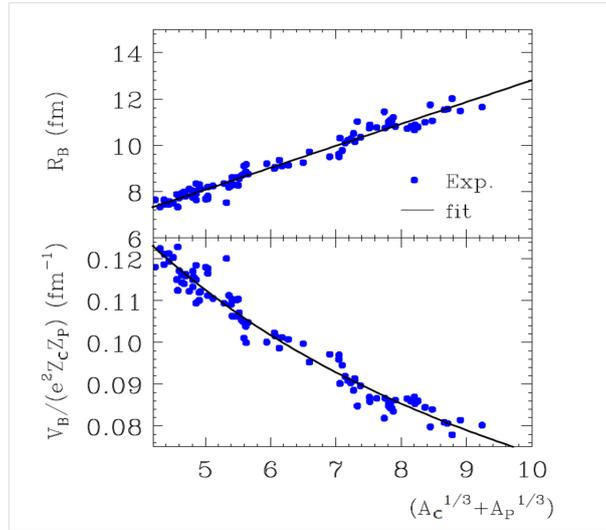


Figure 2.5: Position de la barrière R_B et hauteur $V_B/e^2 Z_C Z_P$ en fonction de $(A_C^{1/3} + A_P^{1/3})$ pour un ensemble de combinaisons projectile-cible données. Les courbes de tendance tracées sont respectivement données par les équations R_B et V_B

$R_{PC} = R_P + R_C + 0,3$ fm avec R les rayons de demi-densité et le facteur $0,3$ est introduit dans le modèle "Shifted Bass" [35].

En se basant sur le modèle de la goutte liquide, il montre par des arguments géométriques que l'on peut exprimer les parties coulombienne et nucléaire du potentiel par :

$$V(r) = \frac{e^2 Z_P Z_C}{r} - \frac{R_P R_C}{R_P + R_C} G(r) \text{ avec } R = aA^{1/3} + b/A^{1/3} \text{ où } a = 1,16 \text{ et } b = -1,39 \quad (2.9)$$

où les rayons sont définis en référence à un modèle d'interaction spécifique et $G(r)$ est une fonction universelle construite à partir d'un large nombre de systèmes, elle prend la forme :

$$G(r) = [Ae^{(r-R_{PC})/d_1} + Be^{(r-R_{PC})/d_2}]^{-1} \quad (2.10)$$

avec $A = 0,033 \text{ MeV}^{-1} \text{ fm}$; $B = 0,007 \text{ MeV}^{-1} \text{ fm}$; $d_1 = 3,5 \text{ fm}$; $d_2 = 0,65 \text{ fm}$.

Cette paramétrisation [37] permet une bonne reproduction des barrières de fusion et des sections efficaces pour les systèmes léger-lourd et moyen-lourd avec $Z_P Z_C < 1600$ dit "sans entrave à la fusion", mais l'approximation faite de "densité gelée" ne permet pas de produire précisément les fluctuations individuelles de chaque système dues aux effets de structure via leur influence sur les rayons nucléaires. Pour les systèmes très lourds et symétriques, cette approche sous estime la barrière de fusion [36].

Description de Proximité :

La description dite de "proximité" de la barrière de fusion [38] [39] [40] est assez similaire à celle proposée par R. Bass, elle est donné par :

$$V(r) = \frac{e^2 Z_C Z_P}{r^2} - 59 \frac{R_P R_C}{R_P + R_C} e^{\frac{-1,33r}{d}} \quad (2.11)$$

avec $R = 1,126A^{1/3}$ fm le rayon de demi densité d'un noyau, $\varsigma = r - R_C - R_P$, et $d = 1$ fm le paramètre de diffusion surfacique. Cette paramétrisation est celle utilisée par le code de calcul de section efficace HIVAP [55] [56]. Elle permet de reproduire les propriétés moyennes des barrières de fusion avec une déviation moyenne inférieure à 4% pour des systèmes sans entrave à la fusion.

Les modèles "d'extra-Push" :

La grande difficulté de synthèse des noyaux superlourds $Z \geq 110$ s'illustre à travers la réduction drastique des sections efficaces de fusion évaporation. Ce phénomène "d'entrave à la fusion", apparaît pour des réactions telles que $Z_1 Z_2 \geq 1600$. Il a mené à l'hypothèse qu'une partie de l'énergie cinétique E_{CM} était convertie en chaleur Q_{NC} : cette énergie est dissipée à travers les degrés de liberté nucléaire lors de la phase d'approche des deux noyaux et va entraîner une augmentation de l'énergie d'excitation E_{NC}^* rendant le NC hautement fissile ($x > 0,72$ cf. éq. 2.13). On rappelle que l'énergie d'excitation d'un noyau composé superlourd formé au voisinage de la barrière de fusion est calculée à partir d'un modèle de barrière et d'un modèle de masse tel que $E_{NC}^* = E_{CM} + Q_{NC}$ avec $E_{CM} \simeq V_B$. Dans notre cas, ce phénomène de conversion d'énergie entrainera donc $E_{CM} < V_B$ de tel sorte que le système nécessitera une quantité d'énergie supplémentaire pour fusionner. Le modèle dynamique macroscopique "d'Extra-push" [44] prend en compte cette quantité en ajoutant un terme supplémentaire à la barrière de fusion paramétrisée suivant la fissilité du noyau composé [45], [41] :

$$V_B = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_{12} + d_{fus}} - dA_s \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3}}{R_{12}} e^{-\frac{d_{fus}}{d}} \text{ avec } \begin{cases} R_{12} = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \\ d_{fus} = -\frac{d}{1-2d/R_{12}} \log(x) \end{cases} \quad (2.12)$$

avec x le paramètre de fissilité :

$$x = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{A_s (A_1^{1/3} A_2^{1/3}) R_{12}} \quad (2.13)$$

et les constantes $e^2 = 197,3/137$; $d = 1,35$; $r_0 = 1,07$ et $A_s = 17$.

2.1.1.3 Section efficace de fusion-évaporation

La probabilité de réussite d'une réaction visant la synthèse d'un résidu d'évaporation est décrite par la section efficace de fusion-évaporation, elle dépend de la nature de la cible et de celle du faisceau pour une énergie incidente donnée. On présente, pour une voie d'évaporation donnée, la formule de section efficace [46], [47] discrétisée suivant le moment angulaire l afin de prendre en compte la contribution de chaque onde partielle :

$$\sigma_{RE}^{xn}(E) \approx \frac{\pi \hbar}{2\mu E} \sum_{l=0}^{\text{inf}} (2l+1) P_{cont}(E, l) P_{CN}(E^*, l) P_{xn}(E^*, l) \quad (2.14)$$

La phase d'approche : L'énergie disponible dans le centre de masse doit être supérieure à la *barrière coulombienne*, permettant de vaincre la répulsion entre les noyaux chargés positivement pour les amener en contact. La probabilité de contact est notée $P_{cont}(l, E)$, elle décrit la pénétrabilité de la barrière coulombienne [48], [49]. Elle est calculable de façon empirique ou via un modèle de voies couplées [50]. Elle initie l'échange de nucléons, rendant possible des réactions allant depuis la formation de quasi-faisceau et quasi-cible par l'échange de quelques nucléons, jusqu'à la création d'un noyau composé, en passant par la quasi-fission correspondant à l'échange

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

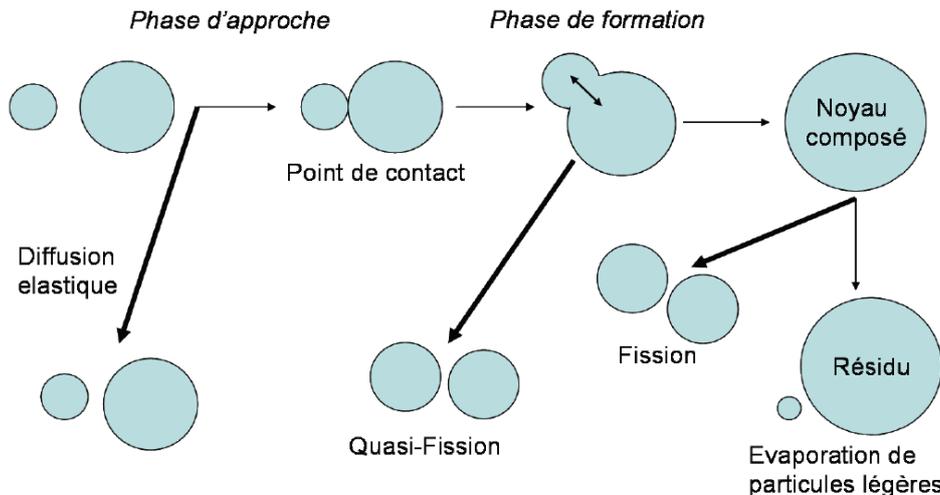


Figure 2.6: La section efficace de fusion-évaporation mesure la probabilité de réussite de production d'un résidu donné, elle convolue les probabilités de contact $P_{\text{cont}}(E, l)$, de formation du noyau composé $P_{\text{NC}}(E^*, l)$, et de survie $P_{\text{xn}}(E^*, l)$.

de plusieurs nucléons avant la séparation du système en deux fragments (cf. fig. 2.6). La section efficace de capture associée à cette probabilité de contact est donnée par l'expression :

$$\sigma_{\text{cap}}(E) = \frac{\pi \hbar}{2\mu E} \sum (2l + 1) P_{\text{cont}}(l, E) \quad (2.15)$$

La phase de formation : Parmi l'ensemble des voies de sortie de réaction rendues accessibles une fois les deux noyaux entrés en contact, la probabilité de formation d'un noyau composé est noté $P_{\text{NC}}(E^*, l)$. Au delà de la barrière coulombienne, le noyau a besoin d'avoir une énergie supplémentaire supérieure à une *barrière nucléaire* V_{Nucl} afin de fournir au système une quantité d'énergie permettant la réorganisation des nucléons en un unique noyau composé via une dissipation de l'énergie cinétique à travers les degrés de liberté nucléaires. Cette réorganisation occasionne une perte de mémoire de la voie d'entrée et rend possible les approches statistiques : c'est hypothèse de Bohr [16]. On peut estimer la probabilité de formation du NC à l'aide d'une fonction de Fermi [51] :

$$P_{\text{NC}}(E^*, l) = \frac{P_{\text{NC}}^0}{1 + e^{\frac{E_B^* - E_{\text{int}}^*(l)}{\Delta}}} \quad \text{avec} \quad P_{\text{NC}}^0 = \frac{1}{1 + e^{\frac{Z_1 Z_2 - \xi}{\tau}}} \quad (2.16)$$

avec $E_{\text{int}}^*(l) = E_{\text{cm}} + Q_{\text{NC}} - E_{\text{rot}}(l)$ l'excitation interne du système, E_B^* l'énergie d'excitation à la barrière de fusion, et les paramètres $\Delta \simeq 4$ MeV ajustable, et enfin $\xi \simeq 1760$ et $\tau \simeq 45$ des paramètres ajustés sur des expériences de fusion froide utilisant des noyaux magiques de ^{48}Ca et ^{208}Pb . Finalement, la probabilité de fusion associe la probabilité de contact et la probabilité de formation d'un noyau composé tel que $P_{\text{Fusion}}(E, l) = P_{\text{cont}}(l, E) \times P_{\text{NC}}(E^*, l)$.

La phase de désexcitation : La probabilité de survie du noyau composé est donnée par la section efficace $\sigma_{\text{Survie}}(E)$ et diminue avec l'énergie dans la mesure où plus l'énergie donnée au système est importante et plus l'énergie d'excitation induite au noyau composé entrainera une augmentation de la probabilité de fission. Sur ce point, la chaleur de réaction Q_{NC} a une action stabilisatrice cruciale pour la survie de l'édifice nucléaire. Les noyaux magiques sont caractérisés par une stabilité accrue résultant d'une forte énergie de liaison diminuant ainsi la masse et leur

utilisation en voie d'entrée permet de rendre la valeur de Q_{NC} hautement négative, diminuant d'autant la probabilité de fission. Notons enfin que la connaissance de cette valeur nécessite une connaissance précise des masses impliquées dans la réaction [19], [20], [21], ce qui n'est pas forcément le cas pour les masses des noyaux superlourds. La compétition entre la désexcitation et la fission fait intervenir l'énergie d'excitation devant la barrière de fission du système ainsi que les temps caractéristiques associés aux deux processus. Bien qu'une estimation expérimentale soit possible [62], la hauteur de cette barrière est un paramètre clef difficile à prédire qui diffère de plusieurs MeV selon les modèles utilisés pour les noyaux les plus lourds. Une estimation pour les noyaux superlourds est donnée avec un modèle macro-microscopique [63] :

$$B_f(E^*) = B_f^{LD} - E_{sh}e^{-\gamma E^*} \text{ avec } B_f^{LB} = \begin{cases} 0,38(0,75 - x)E_{so} & \text{pour } 1/3 < x < 2/3 \\ 0,83(1 - x)^3 E_{so} & \text{pour } 2/3 \leq x < 1 \end{cases} \quad \text{où} \quad (2.17)$$

Le paramètre de fissilité x fait intervenir le rapport entre l'énergie de coulomb E_{Co} et de surface E_{so} du NC :

$$x = \frac{E_{Co}}{2E_{so}} \text{ avec } \begin{cases} E_{Co} = 0,7053(Z^2/A^{1/3}) \text{ MeV} \\ E_{so} = 17,944(1 - 1,7826\eta^2)A^{2/3} \text{ MeV} \end{cases} \quad \text{et } \eta = \frac{N - Z}{A} \text{ l'excès de neutrons relatif.} \quad (2.18)$$

L'énergie de correction de couche E_{sh} peut être trouvée dans les tables de masses [19] [52] avec des extrapolations dans le cas des noyaux superlourds. Le facteur $\gamma = \bar{a}/(\epsilon A^{4/3})$ fait intervenir le paramètre de densité de niveaux $\bar{a} = \alpha A + \beta A^{2/3} b_s$ adoptant la paramétrisation $b_s = 1$; $\alpha = 0,114$; $\beta = 0,098$; $\epsilon = 0,4$. Lorsque le noyau ne fissionne pas, sa désexcitation procède via l'évaporation de particules légères et l'émission de rayonnements gammas. La probabilité de survie est notée $P_{xn}(E^*, l)$ pour une voie d'évaporation de x neutrons donnée, et peut être calculée avec un modèle statistique. On invitera le lecteur intéressé à consulter la thèse de A. Marchix [53] présentant une étude détaillée des mécanismes des réactions de fusion-évaporation pour la synthèse de noyaux superlourds.

La fonction d'excitation : En associant les différentes phases de la réaction, on observe que la section efficace de fusion $\sigma_{Fusion}(E)$ augmente avec l'énergie incidente, mais que la section efficace de survie $\sigma_{Survie}(E)$ diminue avec l'énergie d'excitation transmise au système. Il en résulte l'existence d'une énergie optimale E_{opt} propre à chaque voie d'évaporation. Elle correspond au maximum d'une *fonction d'excitation* convoluant l'évolution des sections efficaces de fusion et de survie du noyau résiduel tel que $\sigma(E) = \sigma_{Fusion}(E) \times \sigma_{Survie}(E)$. La connaissance de l'énergie d'excitation induite au système est donc essentielle pour le contrôle du processus d'évaporation et l'optimisation des chances de survie du résidu d'évaporation par rapport à la fission. Plusieurs voies d'évaporation sont parfois accessibles à la même énergie de réaction. Les résidus peuvent avoir une cinématique très similaire et des masses ne différant que d'un seul nucléon. Leur séparation nécessite un séparateur en masse avec une résolution de l'ordre du nombre de masse des noyaux.

Ces fonctions d'excitation, qu'elles soient théoriques ou expérimentales, constituent un ingrédient clef du code d'interaction faisceau-cible développé durant cette thèse (cf. section 2.3.1). Pour des énergies proches de E_{opt} , elles peuvent être paramétrisées par des fonctions gaussiennes tel que :

$$\sigma_{RE}^{xn}(E) \approx \sigma_{RE}^{xn}(E_{opt}) \times e^{-\frac{(E - E_{opt})^2}{2\sigma^2}} \quad (2.19)$$

où $\sigma_{RE}^{xn}(E_{opt})$ est la section efficace maximale mesurée pour une énergie de faisceau optimale E_{opt} donnée, et σ l'écart type. Les positions d'interaction sont alors distribuées dans la cible

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

en fonction des variations d'énergie du faisceau incident traversant la cible. La section efficace moyenne, celle que l'on observe lors d'une expérience, nécessite l'intégration de $\sigma_{RE}^{xn}(E)$ sur la plage en énergie $\Delta E = E_i - E_f$ couverte par la cible tel que :

$$\langle \sigma_{RE}^{xn} \rangle = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_i}^{E_f} \sigma_{RE}^{xn}(E) dE \quad (2.20)$$

Cette grandeur moyenne va nous permettre de calculer le taux N_{RE} (part/s) de résidus d'évaporation formés dans une épaisseur de cible effective τ_{eff} donnée, on a :

$$N_{RE} = \Phi \times \langle \sigma_{RE}^{xn} \rangle \times \tau_{eff} \times \rho \quad (2.21)$$

où Φ est l'intensité du faisceau incident que l'on donnera le plus souvent en particules micro ampères, soit $\Phi(\text{part/s}) = \Phi(\text{p}\mu\text{A}) \times 10^{-6}/e$ où $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ la charge élémentaire ; ρ la densité (part/ μg) ; et τ_{eff} ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$) l'épaisseur effective de cible réactive correspondant à :

$$\tau_{eff} = C_{stoe} \times P_{iso} \times \tau_{tot} \text{ avec } C_{stoe} = \frac{n_c A_C}{\sum_{i=1}^N n_i A_i} \quad (2.22)$$

avec τ_{tot} l'épaisseur effective de cible totale ; C_{stoe} est le coefficient de pondération stoechiométrique pour une cible composée de N entités chimiques, avec n_i le coefficient stoechiométrique associé au nombre de masse A_i de l'élément i . Le nombre de masse de l'élément chimique de cible réactif est noté A_C , sont coefficient n_c , et le pourcentage de pureté isotopique est noté P_{iso} .

Plusieurs outils de simulation existent pour le calculs des fonctions d'excitations des différentes voies de fusion-évaporation :

- Le code NRV disponible en ligne [50] permet de calculer facilement les sections efficaces associées à chaque voie d'évaporation possible pour un NC donné.
- L'outil de simulation PACE4 [54] permet de calculer des taux de comptage de noyaux de recul. Ces taux ont été validés par comparaison avec ceux observés expérimentalement.
- Le code de HIVAP [55] [56], avec notamment le "potential barrier passing model" (PBPM), permettant le calcul des sections efficaces d'évaporation et de fission.

Expérimentalement parlant, une fonction d'excitation est construite en mesurant la section efficace pour plusieurs valeurs d'énergies de faisceau, trois au minimum, de façon à obtenir le maximum par une paramétrisation gaussienne. L'énergie peut être donnée dans le référentiel du laboratoire en entrée de cible, ou en milieu de cible dans le référentiel du centre de masse pour pouvoir être comparée à la barrière de fusion, ou encore en énergie d'excitation du noyaux composé, souvent utilisée en comparaison à la barrière de fission. Cette dernière comprend des hypothèses de perte d'énergie dans la cible et sur l'énergie de défaut de masse des noyaux qui sont, notamment pour les superlourds, inconnus expérimentalement.

Les taux de noyaux d'intérêts sont mesurés par leur décroissance, après un séparateur, dans un système de détection ayant une certaine efficacité. Le taux de noyaux N_{RE} produit dans la cible doit donc être corrigée par un facteur de transmission souvent mal connu, ainsi que d'un facteur d'efficacité obtenue par une mesure dédiée. Concernant l'intensité du faisceau, le nombre de noyaux incidents sur cible est souvent instable dans le temps et source d'incertitude dans le calcul de la section efficace. La solution est d'effectuer une mesure du flux de faisceau intégré dans le temps, à partir du courant induit (en coulomb ou ampère) dans un bloc d'arrêt

situé après réjection. Cette approche nécessite néanmoins une connaissance précise des états de charges pour passer du nombre de charges détectées au nombre d'ions incident.

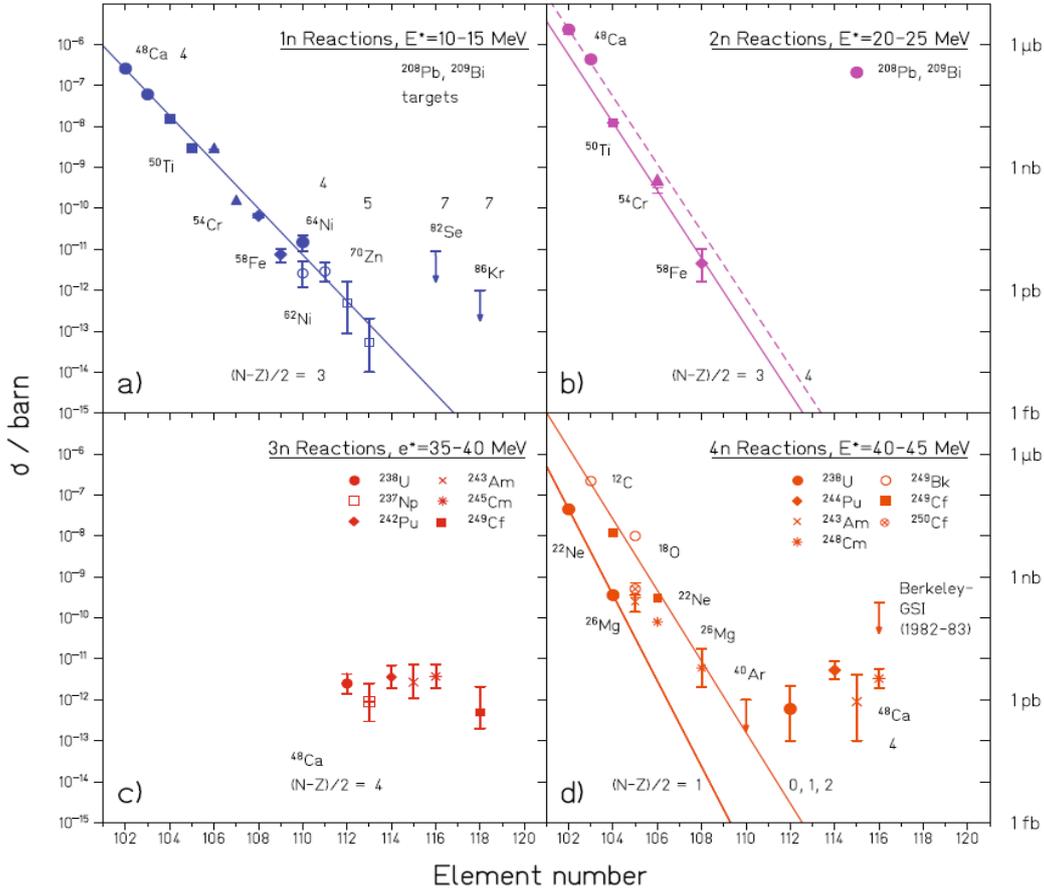


Figure 2.7: Systématiques de sections efficaces pour des réactions de fusion "froides" (haut) et "chaudes" (bas) [57].

2.1.1.4 Cinématique du processus d'évaporation

La désexcitation du noyau procède par émission de particules légères, essentiellement des neutrons, tel que $CN \rightarrow CN' + n$. Chaque particule émise va emporter une part T_n d'énergie provenant de l'énergie d'excitation E_{CN}^* et de la chaleur de réaction associée à l'évaporation $Q_{\text{evap}} = (M_{\text{NC}} - M_{\text{NC}'} - M_n)c^2 = -S_n$ (S_n étant l'énergie de liaison du neutron). L'énergie libérée par l'émission du neutron est alors $E_{\text{evap}} = (E_{\text{NC}}^* - E_{\text{NC}'}^*) + Q_{\text{evap}}$ et prend la forme d'une énergie cinétique partagée entre le neutron $T_n = \frac{M_{\text{NC}'}}{M_{\text{NC}}} E_{\text{evap}}$ et le résidu d'évaporation $T_{\text{NC}'} = \frac{M_n}{M_{\text{NC}}} E_{\text{evap}}$. La prise en compte de ce "boost" en énergie est cruciale pour la modélisation de la cinématique de réaction car il induit une déflexion angulaire par rapport à la trajectoire initiale en élargissant d'autant le profil d'émittance des noyaux produits.

Ce phénomène d'évaporation existe pour des neutrons dont l'énergie cinétique est d'environ $E_n = 2$ MeV, mais peut aussi survenir à haute énergie d'excitation avec l'émission de protons et des noyaux alpha. Ces particules sont émises à l'énergie de la barrière coulombienne avec des

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

énergies cinétiques correspondant respectivement à [60] :

$$E_p = \frac{(Z-1)q_e^2}{r_0[(A-1)^{1/3} + 1]} \text{ et } E_\alpha = \frac{(Z-2)2q_e^2}{r_0[(A-4)^{1/3} + 4^{1/3}]} \quad (2.23)$$

avec $q_e = 1,44 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$ la charge élémentaire, A et Z le nombre de nucléons et de protons du noyau émetteur, et r_0 un paramètre de rayon fixé à $1,44 \text{ fm}$. Les vitesses des résidus après ces différents types d'évaporations sont alors respectivement :

$$v_{[RE-(n,p,\alpha)]} = \left(\frac{2E_{[n,p,\alpha]}}{M - m_{[n,p,\alpha]}} \right)^{1/2} \quad (2.24)$$

données en $(\text{MeV}/u)^{1/2}$, avec M la masse du noyau avant l'évaporation de la particule et avec $m_{[n,p,\alpha]}$ la masse de la particule émise. Les particules sont émises de façon isotropes dans le centre de masse avec les angles polaires θ_n , θ_p et θ_α avec une probabilité telle que $P(\theta) = \sin(\theta)$ où θ est restreints à l'intervall $0 \leq \theta < \pi$. Les angles azimutales ϕ_n , ϕ_p et ϕ_α sont pris uniformes dans l'intervall $0 \leq \theta < 2\pi$. On peut alors corriger les composantes $[v_{REx}; v_{REy}; v_{REz}]$ du vecteur vitesse du résidu d'évaporation :

$$\begin{cases} v_{REx} = v_{REx} + v_{[RE-(n,p,\alpha)]} \sin\theta_{[n,p,\alpha]} \cos\phi_{[n,p,\alpha]} \\ v_{REy} = v_{REy} + v_{[RE-(n,p,\alpha)]} \sin\theta_{[n,p,\alpha]} \sin\phi_{[n,p,\alpha]} \\ v_{REz} = v_{REz} + v_{[RE-(n,p,\alpha)]} \cos\phi_{[n,p,\alpha]} \end{cases} \quad (2.25)$$

La vitesse et l'énergie du recul dans le référentiel du laboratoire sont alors données par :

$$v_{RE} = \sqrt{v_{REx}^2 + v_{REy}^2 + v_{REz}^2} \text{ et } E_{RE} = \left(\frac{M - m_{[n,p,\alpha]}}{2} \right) v_{RE}^2 \quad (2.26)$$

L'énergie cinétique E_{evap} de la particule (chargée ou non) évaporée dans le référentiel du noyau émetteur peut aussi, en bonne approximation, être tirée aléatoirement dans une distribution de type Maxwell-Boltzmann paramétrée avec la température $T_{NC} = \sqrt{\frac{E^*}{A/a}}$ associé au noyau excité, A est le nombre de nucléons, et le paramètre $a \simeq 8$ étant un paramètre de densité de niveau. Cette densité augmente avec la masse des noyaux, elle est particulièrement grande pour les noyaux superlourds et une approximation de gaz de Fermi est alors possible. L'intensité associée à chaque énergie d'évaporation E prend la forme [61] :

$$\frac{dI}{dE} \propto \begin{cases} \sqrt{E} \times e^{-E/T_{NC}} \text{ pour les neutrons ;} \\ \frac{E^{3/2}}{E+B} \times e^{-E/T_{NC}} \text{ pour les particules chargées ;} \end{cases} \quad (2.27)$$

avec B un terme additionnel permettant de prendre en compte l'influence de la barrière Coulombienne sur les particules chargées (environ de 5 à 10 MeV). La difficulté de passer cette barrière coulombienne est la raison des faibles sections efficaces d'évaporation de particules chargées aux faibles énergies d'excitation. Précisons que ces expressions correspondent à des versions corrigées des distributions Maxwelliennes standards prenant en compte les effets quantiques non négligeables dans le cas des faibles énergies cinétiques [59].

Afin de minimiser le temps de calcul, l'implémentation de ce type de distribution peut être optimisée par une procédure d'intégration et d'inversion des fonctions dont on trouvera une description détaillée dans la référence [61]. On obtient les expressions de l'énergie cinétique des

particules émises :

$$E_{cin} = \begin{cases} 2T\sqrt{\ln(X) \times \ln(Y)} & \text{pour les neutrons ;} \\ 3T[-\ln(X) \times \ln(Y) \times \ln(Z)]^{1/3} & \text{pour les particules chargées ;} \end{cases} \quad (2.28)$$

où X, Y et Z sont des générateurs de nombres aléatoires produisant des nombres dans l'intervalle $I = \{0, 1\}$. L'angle d'émission de la particule est ensuite déterminé en faisant l'hypothèse d'une distribution isotropique dans le référentiel du CM.

2.1.2 Les réactions parasites

2.1.2.1 Les produits de transfert

Lorsque le paramètre d'impact séparant deux noyaux est de l'ordre de la somme des rayons des noyaux et que l'énergie est supérieure ou égale à la barrière nucléaire, des réactions nucléaires inélastiques peuvent avoir lieu (cf. fig. 2.1). Cette distance rend possible la formation d'un système di-nucléaire où un col d'échange se forme entre les surfaces avant la re-séparation des noyaux. Les nucléons peuvent quitter leur orbite pour passer sur une orbite libre du noyau partenaire, les transferts de paires de nucléons étant plus favorisés. Des simulations TDHF [68] en accord avec les données expérimentales montrent qu'un processus de ré-équilibration rapide du rapport N/Z entre les deux noyaux a lieu. Il est d'autant plus important que la différence entre les rapports N/Z des noyaux de la voie d'entrée est importante [66] [67], [68]¹. Une différence de masse entre les noyaux de la voie de sortie et ceux de la voie d'entrée est alors une signature expérimentale de transfert [64], [65]. On parle donc de quasi-faisceau et de quasi-cible lorsque les deux noyaux de la voie d'entrée ont échangé quelques nucléons et sont très proches des partenaires initiaux.

Ces produits de réaction, et notamment les quasi-cibles, sont les principaux polluants transmis dans les séparateurs de résidus d'évaporation utilisant une séparation en quantité de mouvement sur charge. La simulation de leur cinématique est un point important pour étudier leur comportement dans le séparateur. Dans le cas de S^3 , l'utilisation de ces deux types de sélections - électrique et magnétique - devrait permettre d'éviter toute transmission directe des produits de transfert. Leur cinématique peut être proche de celle des noyaux d'intérêts en terme de rigidité électrique (pv/q), ou bien magnétique (p/q), mais jamais les deux en même temps. Une transmission indirecte reste cependant possible par diffusions multiples sur les parois du spectromètre et sur le gaz résiduel. À ma connaissance, aucune étude quantitative n'a été menée pour distinguer la part des transferts transmis directement de celle indirecte découlant des diffusions multiples.

En pratique, seules les sections efficaces aux angles proches de zéro et inférieures aux limites d'acceptance du spectromètre nous intéressent. La présence du faisceau empêche d'effectuer de telles mesures et les données sont quasi inexistantes. Le code GRAZING [70] que nous avons utilisé permet de prédire les sections efficaces totales pour chaque voie de transfert, mais les sections efficaces différentielles proposées sont maximales à l'angle dit de "grazing", mais nulle pour les angles proches de zéro. Ces prédictions ne sont pas réalistes dans la mesure où les détecteurs situés au plan focal des spectromètres mesurent toujours une quantité importante de ces produits de transferts. Cette préoccupation est soulignée dans le rapport de prospective 2015 [71] qui pose comme essentielle la provision du spectromètre-séparateur pour

¹Dans le modèle de "fusion initiée par transfert" (FIT), le transfert des protons diminue progressivement la répulsion coulombienne entre les noyaux, leur permettant de rester en contact suffisamment longtemps pour que la fusion complète puisse avoir lieu.

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

l'étude des produits de réaction induits par les faisceaux de SPIRAL ou SPIRAL2, émis dans la même direction et autour du faisceau.

Une simulation rigoureuse de la cinématique de ces produits de transferts devrait faire intervenir la structure des noyaux de la voie d'entrée à travers des potentiels optiques. Cette approche permettrait de déterminer des sections efficaces différentielles et de déduire les distributions angulaires après réaction. Ces sections efficaces expérimentales étant mal connues, sans paramétrisation évidentes, ou du moins lourde à calculer, on fera pour l'instant l'hypothèse d'une émission isotropique dans le centre de masse, la corrélation angle-énergie étant assurée par la cinématique relativiste à deux corps.

2.1.2.2 Les diffusions et rétrodiffusions élastiques

Les ions incidents vont interagir majoritairement par diffusions coulombiennes avec le cortège électronique des atomes cibles. Ces diffusions sont nombreuses au cours de la traversée de la cible et vont engendrer des déflexions angulaires à l'origine d'une dispersion de la distribution de particules. Ce phénomène de diffusions multiples, ou "straggling angulaire", fait l'objet d'une section dédiée (cf. Section 2.2.2), nous verrons qu'il est particulièrement important pour les noyaux les plus lourds à faible énergie. Bien que beaucoup plus rare, il existe une probabilité pour que le noyau incident diffuse de façon élastique sur le noyau cible lui même, un phénomène appelé diffusion Rutherford, à l'origine même de la découverte du noyau atomique.

Une diffusion Rutherford [73] survient lorsqu'un ion de haute énergie est défléchi par le champ électrostatique répulsif d'un autre noyau atomique. Il n'y a pas d'interpénétration des noyaux, mais lorsque l'ion incident a une énergie cinétique suffisamment importante, la probabilité de diffusion est alors modifiée par l'interaction nucléaire. Un critère empirique approximant le seuil en dessous duquel il n'y a pas de réaction nucléaire est donné par :

$$E_{in} < V_{coulomb} = \frac{Z_P Z_C e^2}{R_P + R_C} \approx \frac{Z_P Z_C}{(A_P^{1/3} + A_C^{1/3})} \quad (2.29)$$

où E_{in} est l'énergie cinétique en MeV de l'ion incident dans le CM. L'énergie de l'ion incident est considéré suffisamment faible pour ne pas avoir à prendre en compte l'influence du potentiel nucléaire, mais suffisamment grande pour négliger l'effet d'écrantage induit par le cortège électronique du noyau cible qui réduit la charge effective aux larges distances d'approche.

La distance de plus grande approche entre les deux noyaux est atteinte lors d'une rétro-diffusion, ou diffusion à 180° par rapport à l'axe de l'ion incident, et diminue lorsqu'on augmente l'énergie et pour des noyaux de moindre numéro atomique. Incluant l'ensemble des angles possibles jusqu'à ce cas extrême, la probabilité de diffusion à un angle θ est décrite par la section efficace de diffusion Rutherford. Elle s'écrit :

$$\sigma(\theta) = \frac{Z_P Z_C k e^2}{4E_{in}} \frac{4}{\sin^4(\theta)} \frac{(a + \cos(\theta))^2}{a} \text{ avec } a = \sqrt{1 - \left[\frac{M_P}{M_C} \sin^2(\theta) \right]} \quad (2.30)$$

L'énergie E_P de l'ion après une diffusion est donnée par le facteur cinématique :

$$E_{out} = kE_{in} \text{ avec } k = \left(\frac{(M_C^2 - M_P^2 \sin^2(\theta))^{1/2} + M_P \cos(\theta)}{M_P + M_C} \right)^2 \quad (2.31)$$

qui pour un angle de diffusion proche de 180° peut être approximé par :

$$E_{out} = \left(\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 E_{in} \quad (2.32)$$

où e est l'unité de charge électrique $ke^2 = 1,44 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$, on parle alors de rétrodiffusion Rutherford.

La section efficace Rutherford est liée à la probabilité de diffusion de la particule à un angle donné : elle est proportionnelle au carré du nombre atomique et inversement proportionnelle au carré de l'énergie cinétique de l'ion incident. Elle est donc d'autant plus importante que la cible est lourde et que l'énergie cinétique de l'ion incident est faible.

L'angle θ de diffusion de l'ion par rapport à la direction de l'ion incident dans le laboratoire est directement corrélé au paramètre d'impact b tel que [72]:

$$b = \frac{Z_P Z_C k e^2}{2E_{in}} \sqrt{\frac{1 + \cos(\theta)}{1 - \cos(\theta)}} \text{ soit } \theta = 2 \arccot \left(\frac{2E_{in}}{Z_P Z_C k e^2} b \right) \quad (2.33)$$

On peut exprimer géométriquement la section efficace Rutherford en fonction du paramètre d'impact tel que $\sigma = \pi b^2$. Elle nous donne accès à la probabilité de diffusion *au delà* de l'angle θ :

$$\sigma(\theta) = \pi \left(\frac{Z_P Z_C k e^2}{2E_{in}} \right)^2 \frac{1 + \cos(\theta)}{1 - \cos(\theta)} \quad (2.34)$$

Cette expression nous sera utile pour estimer la probabilité de diffusions Rutherford aux larges angles. Ces événements d'origine nucléaire sont marginaux mais leur probabilité doit être quantifiée car ils sortent du cadre des déflexions angulaires atomiques de petits angles engendrées par les diffusions coulombiennes multiples dans la cible (cf. section 2.2.2). Cette fraction des ions incidents diffusés à un angle supérieur à θ est calculée à partir de la section efficace et prend la forme :

$$P_{\geq}(\theta) = \frac{R_s}{R_i} = \frac{N_A L \rho \sigma(\theta)}{A_C 10^{-3} \text{kg}} \quad (2.35)$$

où N_A est la constante d'Avogadro, L l'épaisseur de la cible, ρ sa densité volumique et A_C le nombre de masse du noyau cible. Notons que cette expression nous sera aussi utile pour modéliser les diffusions des ions aux larges angles sur les parois du spectromètre.

2.2 Processus multiples dans la matière

2.2.1 Pouvoir d'arrêt et dispersion en énergie

2.2.1.1 Les principes fondamentaux de l'interaction ion-matière

Le phénomène de ralentissement des ions dans la matière découle d'un dépôt d'énergie cinétique via des collisions nucléaires et électroniques ainsi que via d'autres processus moins probables (excitation et réaction nucléaires, rayonnement Cerenkov [93]). Les collisions électroniques sont principalement de nature inélastique : elles correspondent à des captures électroniques, excitations, et ionisations des atomes autour de la trajectoire de l'ion incident. Les collisions nucléaires sont quant à elles de nature élastique : elles correspondent à des interactions de type coulombiennes plus ou moins écrantées entre les noyaux, amenant à un échange d'énergie cinétique pouvant même provoquer des modifications de la structure de la cible. Dans le domaine de haute vitesse des ions fournis par les accélérateurs linéaires, la composante électronique est dominante et les ions transfèrent majoritairement leur énergie aux électrons des éléments de cible par excitation électronique. Ce n'est qu'en fin de parcours, lorsque $\beta < 10^{-2}$, que la composante nucléaire devient dominante.

Ces interactions ion-matière peuvent être décrites par un ensemble de paramètres :

- la perte d'énergie linéique du projectile, ou pouvoir d'arrêt, noté $-dE/dx$ (MeV.cm²/mg ou keV.cm²/μg). Elle dépend des sections efficaces de collisions élastiques et inélastiques associées à l'énergie et à la combinaison faisceau-cible ;
- le parcours de l'ion dans la matière jusqu'à son arrêt, ou "range", noté R ;
- la densité d'énergie déposée. Elle dépend de la vitesse ;
- le flux (Φ) nombre de particules incidentes par unité de surface et de temps (cm⁻²s⁻¹) ;

Le pouvoir d'arrêt total s'écrit comme la somme des contributions électronique et nucléaire :

$$\left[\frac{dE}{dx} \right]_t = \left[\frac{dE}{dx} \right]_e + \left[\frac{dE}{dx} \right]_n \quad (2.36)$$

La connaissance de cette fonction permet d'évaluer la diminution de la vitesse de l'ion dans la matière jusqu'à son arrêt éventuel et capture. On peut alors intégrer l'inverse de cette expression depuis son énergie cinétique initiale notée E_1 jusqu'à zéro pour déduire la profondeur d'implantation :

$$R = \int_0^{E_1} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2.37)$$

Pouvoir d'arrêt nucléaire : La composante nucléaire du pouvoir d'arrêt résulte d'interactions par diffusions élastiques entre les noyaux de faisceau et de cible. L'interaction est purement coulombienne et entraîne un transfert d'énergie cinétique vers l'atome cible initialement au repos. La probabilité qu'un projectile (M_1, Z_1, E_1) donne une quantité d'énergie T à un élément de cible (M_2, Z_2) est décrite par la section efficace de collision [93] :

$$\sigma(E_1, T_1) = \frac{(\pi Z_1 Z_2 e^2)^2 M_1}{T^2 E_1 M_2} \quad (2.38)$$

avec $e^2 = 1,44 \cdot 10^{-7}$ eV/cm. L'énergie perdue lors de la collision nucléaire est alors donnée par :

$$\left[\frac{dE}{dx} \right]_n = N \int_{T_{min}}^{T_{max}} T \sigma(E_1, T) dT \quad (2.39)$$

où N est le nombre d'atome par unité de volume. $T_{max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2 E_1}$ est l'énergie maximale donnée à l'élément de cible en choc frontal. On en déduit l'expression du pouvoir d'arrêt nucléaire :

$$- \left[\frac{dE}{dx} \right]_n = 2\pi N \frac{M_1}{M_2} \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{E_1} \ln \left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right) \quad (2.40)$$

Pouvoir d'arrêt électronique : La composante électronique du pouvoir d'arrêt résulte d'interactions inélastiques complexes entre l'ion incident et plusieurs électrons de la cible simultanément. Le transfert d'énergie se fait soit par excitation des électrons, soit par leur éjection, on parle alors d'électrons "delta". On distingue communément trois domaines de vitesses pour décrire la perte d'énergie électronique. Ces régimes sont fonction de la vitesse v_1 de l'ion incident par rapport à la grandeur $Z_1^{2/3} v_0$ où $v_0 = 0,219$ cm/ns la vitesse de l'électron de la première orbite de Bohr et Z_1 le numéro atomique du noyau incident. On a :

- le régime de haute vitesse caractérisé par $v_1 \gg Z_1^{2/3} v_0$, valable pour les ions de charge $Z_1 e$ complètement ionisés, c'est l'hypothèse de la formule de Bethe [94] :

$$- \left[\frac{dE}{dx} \right]_e = \frac{4\pi e^4 (Z_1)^2 Z_2 N}{m_e v_1^2} \ln \left(\frac{2m_e v_1^2}{I} \right) \quad (2.41)$$

où $Z_2 N$ est la densité électronique de la cible m_e la masse de l'électron, I le potentiel d'ionisation moyen. On note que la perte d'énergie diminue lorsque l'énergie de l'ion augmente.

- le régime de vitesse intermédiaire caractérisé par $v_1 \approx Z_1^{2/3} v_0$, valable lorsque le processus de capture entre en concurrence avec celui d'ionisation tel que $q < Z_1 e$. Le pouvoir d'arrêt électronique devient alors inférieur à la prédiction de Bethe qui nécessite l'introduction d'une charge effective $Z_1^* = Z_1^{1/3} \frac{v_1}{v_0}$ [95] [96] pour étendre son domaine de validité. Ce régime est caractérisé par les effets antagonistes entre la diminution de la vitesse (augmentant le pouvoir d'arrêt) et la diminution de la charge effective (diminuant le pouvoir d'arrêt). La perte d'énergie passe par un maximum appelé "pic de Bragg" avant de décroître lorsque l'énergie tend vers zéro.
- le régime de basse vitesse caractérisé par $v_1 \ll Z_1^{2/3} v_0$, valable pour les faibles état d'ionisation lorsque le recouvrement des cortèges électroniques aux cours des collisions entraîne des phénomènes complexes de formation de quasi-molécule avec ses états électroniques propres. La perte d'énergie se fait alors via les électrons périphériques. Lindhard et al. (1961) montrent que le pouvoir d'arrêt électronique est proportionnel à la vitesse de l'ion dans ce régime :

$$- \left[\frac{dE}{dx} \right]_e = \zeta_\epsilon \times 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} \frac{v_1}{v_0} \quad (2.42)$$

où $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$ cm et $\zeta_\epsilon = Z_1^{1/6}$ variant entre 1 et 2.

Les interactions faisceaux-cibles utilisées pour la synthèse d'éléments superlourds utilisent typiquement des faisceaux de ^{48}Ca à 215 MeV, soit environ 3 cm/ns pour un paramètre $Z_1^{2/3} v_0 \simeq$

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

1,6. Les résidus lourds d'évaporation, typiquement $Z \simeq 100$, ont une vitesse de l'ordre de $v_1 \simeq 0,5$ cm/ns pour un paramètre $Z_1^{2/3} v_0 \simeq 5$. Les faisceaux et résidus se situent donc dans le régime de vitesse intermédiaire. Notons que ce régime est très mal connu et que son étude fait l'objet d'un projet dédié en collaboration avec S^3 . Le projet FISIC (cf. section 4.6.1) devrait permettre l'extension du code de physique atomique ETACHA [97] aux systèmes d'ions pertinent pour la production d'éléments superlourds. Ce code permet d'effectuer des calculs *ab initio* de distributions d'états de charge d'ions dans la matière. Cette question de la prédiction des distributions d'états de charge est cruciale et sera discutée section 2.2.3.

2.2.1.2 Étude des pertes d'énergie en jeu dans les expériences de fusion-évaporation

Une étude des différents modèles de perte d'énergie disponible et de leur domaine de validité a été faite. Elle nous a conduit au choix du modèle le plus pertinent pour la simulation des pertes d'énergies et des dispersions dans les domaines concernés. Leur prise en compte est cruciale pour le calcul de la cinématique de la réaction et notamment pour la détermination de l'énergie d'excitation disponible pour le système composé lors des processus d'évaporation. Elle permet aussi d'ajuster les épaisseurs de matière traversées et d'éviter que les noyaux d'intérêt ne soient arrêtés dans la cible. Nous verrons que la vitesse des ions à l'entrée du séparateur des noyaux produits, alliée avec la connaissance de leur état de charge ionique, doit nous permettre le réglage des champs électromagnétiques du spectromètre séparateur S^3 (cf. Chapitre 5) pour leur transport jusqu'au système de détection placé au plan focal (cf. Chapitre 7).

Les pertes d'énergie associées à une réaction de fusion-évaporation sont celles des ions du faisceau traversant les couches de matière en amont de la cible ainsi que dans la première partie de cible avant l'interaction, puis celles du résidu d'évaporation dans la partie restante de cible ainsi que dans les matériaux situés en aval (cf. fig. 2.8). Des matériaux en amont comme le titane

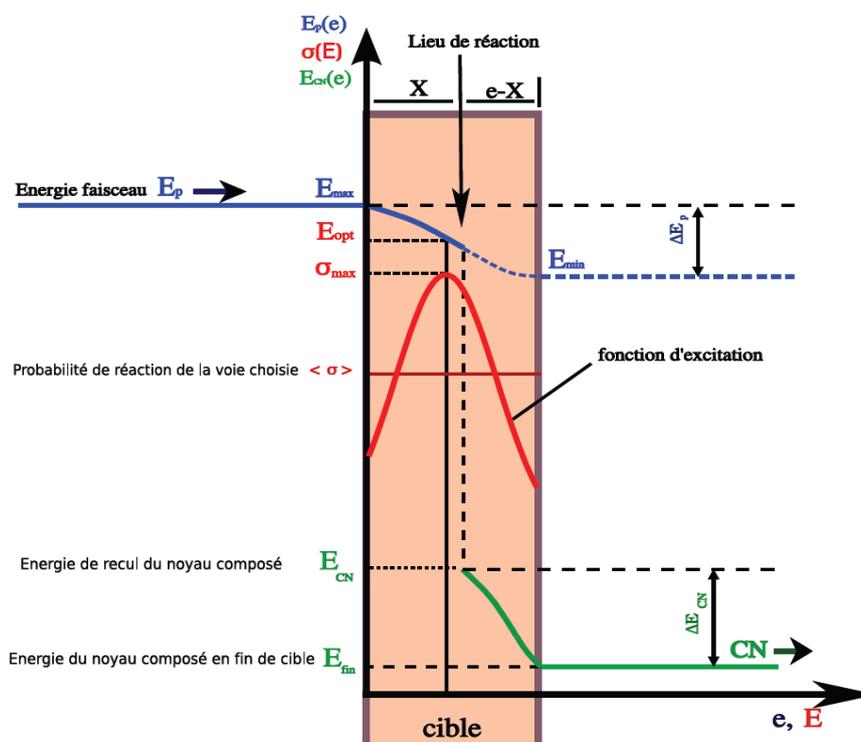


Figure 2.8: Considération des pertes d'énergie propres aux réactions de fusio-évaporation [98].

ou le carbone peuvent être utilisés en tant que support mécanique de la cible, ou "backing", en permettant la tenue mécanique des cibles de très faibles épaisseurs ne pouvant être auto-portées. L'épaisseur de ce support doit néanmoins être minimisée car le dépôt d'énergie des ions pose alors des problèmes d'ordre thermique. Précisons dès maintenant que le traitement des pertes d'énergie dans les cibles polyatomiques suivra la *règle d'additivité de Bragg* [99] en sommant la perte d'énergie induite par chacun des constituants selon leur proportion.

Pour contrôler notre modélisation, on a listé dans le tableau 2.1 les 5 domaines à valider, typiques des expériences de fusion-évaporation VHE/SHE, en vue de quantifier l'incertitude de nos descriptions de la cinématique des résidus d'évaporation, ou de celle du faisceau transmis au spectromètre n'ayant pas interagi de façon inélastique avec la cible. Pour cela, on se basera sur la réaction de synthèse de noyaux très lourds la plus standard car utilisant deux noyaux doublement magiques dans la voie d'entrée : $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{254}\text{No} + 2n$. On y ajoutera une épaisseur de Titane, ou backing, en amont de la cible, et une épaisseur de carbone, ou stripper, en aval.

Domaines	descriptions	projectiles	gammes d'énergie	matériaux
1	faisceau dans backing	^{48}Ca	4 – 5 MeV/u	^{46}Ti
2	faisceau dans cible	^{48}Ca	4 – 5 MeV/u	^{208}Pb
3	faisceau dans stripper	^{48}Ca	4 – 5 MeV/u	^{12}C
4	résidu dans cible	$A \simeq 250$ $Z \simeq 100$	0,01 – 1 MeV/u	^{208}Pb
5	résidu dans stripper	$A \simeq 250$ $Z \simeq 100$	0,01 – 1 MeV/u	^{12}C

Table 2.1: Domaines de perte d'énergie typiques à valider pour les réactions de synthèse de noyaux très-lourds et superlourds par réaction de fusion évaporation.

Au-delà de la cinématique de réaction, la validité du modèle choisi doit aussi nous permettre une bonne définition des contraintes thermiques imposées par les phénomènes d'échauffement induits par les ions du faisceau traversant la cible. Comme nous allons le voir, seules les réactions électromagnétiques du faisceau avec la cible dominant, la contribution nucléaire est négligeable tout comme le dépôt d'énergie des autres produits de réaction, reculs, quasi-cible, fragment de fission, beaucoup moins nombreux que les faisceaux très intenses délivrés par le LINAC.

2.2.1.3 Les différents modèles de pouvoir d'arrêt

Le domaine d'énergie de l'ordre du MeV/u est dominé par le pouvoir d'arrêt électronique avec un maximum autour de 1 MeV/u [100]. La contribution électronique est particulièrement importante pour les résidus lourds d'évaporation à ces très basses vitesses. Après soustraction de la composante nucléaire [88], le pouvoir d'arrêt électronique résiduel apparaît comme étant proportionnel à la vitesse : $dE/dx \sim k\sqrt{E} + b$ où b est une constante ajustée sur des données d'ions très lourds. Les pertes d'énergies se révèlent fortement influencées par la fluctuation de l'état de charge, les collisions atomiques [92] [101] [102] [103] étant à l'origine de processus d'échange de charge [104]. La prise en compte microscopique de ces échanges, notamment à travers des sections efficaces de capture électronique, fait intervenir les niveaux d'énergie de chaque orbitale et nous amènerait à un degré de complexité et à des temps de calculs incompatibles avec la simulation d'un très grand nombre d'évènements pour la modélisation de distributions cinématiques. Notons que l'étude des interactions ions-ions au régime des vitesses intermédiaires est un domaine encore peu exploré et fait l'objet d'un programme de recherche à part entière à travers le programme FISIC décrit dans la section 4.6.1.

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

Les théories usuelles de pouvoir d'arrêt sont basées sur les contributions relatives des collisions nucléaires et électroniques et font l'hypothèse d'une charge de projectile constante. On recense les théories de Bohr [85], [86], Bethe [87], celle de Lindhard, Scharff, Schiøtt (LSS) [88], Firsov [90] et d'autres, construites pour des ions plus lourds [91] [92] mais pour lesquelles il existe encore un large écart entre théorie et expérience. Finalement, plutôt qu'une approche théorique, on a préféré l'utilisation de paramétrisations empiriques, construites par extrapolation de tables de pertes d'énergie mesurées expérimentalement.

La paramétrisation la plus connue, souvent prise comme standard pour les pertes d'énergies, est celle implémentée dans le code SRIM de J.F. Ziegler [105]. Elle est construite par interpolation des pouvoirs d'arrêts électroniques mesurés via une méthode d'ajustement multiparamétrique et utilise le concept de charge effective. D'autres modèles utilisent des lois d'échelles et le concept de charge effective : on recense la paramétrisation de Hubert et al. [107] bien adaptée au domaine des énergies de faisceaux utilisées dans les expériences de fusion-évaporation ; ainsi que les tables de L.C. Northcliffe and R.F. Schilling [109] construites pour les ions lourds de basse énergie et couramment utilisées dans la communauté des superlourds. L'interpolation utilisée par le code SRIM fournit des résultats en assez bon accord [106] avec ceux donnés par les tables de L.C. Northcliffe and R.F. Schilling. Nous allons maintenant présenter ces paramétrisations et tester leur validité dans les 5 domaines que nous avons définis.

Faisceau léger à hautes E : Le modèle de Hubert-Bimbot-Gauvin (HBG)

Les pertes d'énergie pour les faisceaux légers, de basse énergie $E/A < 10$ MeV/u et dans le régime d'énergie intermédiaire $10 < E/A < 150$ MeV/u, sont bien reproduites par les tables et corrélations de Hubert-Bimbot-Gauvin [107]. Les corrélations sont construites en utilisant des lois d'échelles et le concept de charge effective [107]. On compare sur la figure (2.9) l'accord du modèle avec les données expérimentales de la référence [108] pour une validation des domaines 1, 2 et 3 du tableau 2.1.

Dans le cas d'un faisceau d'ions de calcium interagissant avec du carbone, on remarque que la théorie sous estime *en moyenne* l'expérience d'environ 5% dans la gamme 3,5 – 4,5 MeV/u, converge vers l'expérience pour les énergies inférieures jusqu'à atteindre 3% à 2,7 MeV/u, mais diverge aux énergies supérieures pour atteindre 15% à 5,5 MeV/u. De même, pour les pertes d'énergie dans une épaisseur de Nickel ($Z = 28$), la théorie sous-estime en moyenne les valeurs expérimentales d'environ 1% dans la gamme 3,9 – 4,5 MeV/u, descend à 3% lorsque l'on étend la gamme à 3 – 5,2 MeV/u, mais diverge aux plus basses énergies pour atteindre 5% à 2,7 MeV/u. Concernant les pertes d'énergie dans l'or ($Z = 79$), la théorie sous estime en moyenne les valeurs expérimentales entre 4 et 6% dans la gamme 3,8 – 5,3 MeV/u, mais elle diverge aux plus basses énergies pour atteindre 11% à 2,7 MeV/u.

Dans le cas d'une expérience typique de synthèse de noyau très lourd utilisant un faisceau de ^{48}Ca à 218 MeV soit environ 4,5 MeV/u, la prédiction de pertes d'énergies dans un backing de Titane de $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ sera d'environ $14,27 \text{ keV}/(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ soit d'environ 7,13 MeV. On considère l'incertitude relative théorie-expérience déduite d'une comparaison des pertes d'énergie dans du nickel, la sous estimation des prédictions de HBG par rapport à l'expérience est en moyenne de 1%, mais la prise en compte des incertitudes expérimentales donnent plutôt un écart relatif à l'expérience entre +2% et -3%. Si on admet qu'elles sont identiques dans le cas du titane ($Z = 22$), on obtient une perte d'énergie de $7,13_{-0,14}^{+0,21}$ MeV. Cette incertitude se retrouvera dans l'énergie de sortie du faisceau $210,87_{-0,21}^{+0,14}$ MeV, soit une incertitude relative de $E_{-0,1\%}^{+0,07\%}$.

On juge l'incertitude acceptable et on valide le domaine $n^{\circ}1$.

En sortie de backing l'énergie est d'environ 4,4 MeV/u, on considère alors les pertes d'énergie dans une cible typique de plomb ($Z = 82$) de $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. La perte d'énergie prédite est d'environ $8,71 \text{ keV}/(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ soit 4,36 MeV pour une énergie de faisceau en sortie de 206,51 MeV. En se basant sur les données de pertes d'énergie dans l'or ($Z = 79$), l'écart relatif entre théorie et expérience se situe entre $-1,2\%$ et -8% . Si on applique cet écart au cas de la cible de plomb, on en déduit une perte d'énergie plutôt comprise entre 4,41 et 4,71 MeV, soit une erreur maximale pour l'estimation de l'énergie du faisceau de $+0,17\%$.

On juge l'incertitude acceptable et on valide le domaine $n^{\circ}2$.

En sortie de cible l'énergie est d'environ 4,3 MeV/u, on considère maintenant les pertes d'énergie dans un stripper de carbone avec une épaisseur typique de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. La perte d'énergie prédite est d'environ $21,95 \text{ keV}/(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ soit 1,10 MeV pour une énergie de faisceau en sortie de 205,41 MeV. En se basant sur les données de pertes d'énergie dans le carbone, l'écart relatif entre théorie et expérience se situe entre $+2\%$ et -11% soit une perte d'énergie de $1,10^{+0,12}_{-0,02}$ MeV. On en déduit une énergie de faisceau finale de $205,41^{+0,02}_{-0,12}$ MeV, soit une incertitude relative de $E^{+0,01\%}_{-0,06\%}$.

On juge l'incertitude acceptable et on valide le domaine $n^{\circ}3$.

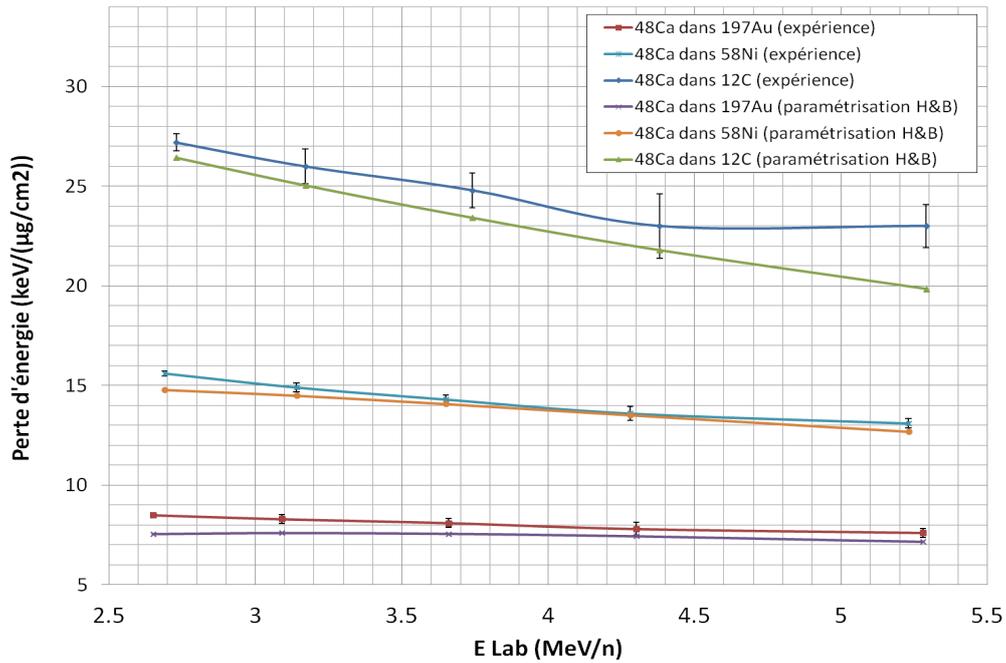


Figure 2.9: Comparaison avec l'expérience des prédictions de pertes d'énergie linéique données par la paramétrisation H&B.

Résidus lourds à basse E : Les tables de Northcliffe & Schilling (N&S)

Une quantité importante de mesures de pouvoir d'arrêt a été effectuée pour les ions lourds et à basse énergie [110] [111] [112] [113] [116] dans des cibles solides et gazeuses. Les pouvoirs d'arrêt électroniques et nucléaires issus de ces expériences ont été tabulés et complétés par Northcliffe & Schilling [109]. Les mesures concernent une large gamme d'ions incident de numéro atomique $1 \leq Z \leq 103$, interagissant dans 24 milieux différents pour 38 énergies dis-

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

tribuées logarithmiquement dans la région des très basses énergies $0,0125 \leq E/A \leq 12$ MeV/u. L'étude systématique inclue 12 milieux solides (Be, C, Al, Ti, Ni, Ge, Zr, Ag, Eu Ta, Au et U) et 9 gazeux (H, He, N, O, Ne, Ar, Kr, Xe et Rn), ainsi que 3 cibles composées (polyéthylène, Mylar, et eau). Des relations systématiques ont été construites à partir de ce large ensemble de données, elles utilisent des méthodes et hypothèses théoriques simples [114] et permettent de faire des extrapolations dans des régions où aucune mesure n'ont été faites. Sur les figures 2.10 et 2.11, on compare l'accord de la paramétrisation avec les données expérimentales des références [116] et [115] respectivement.

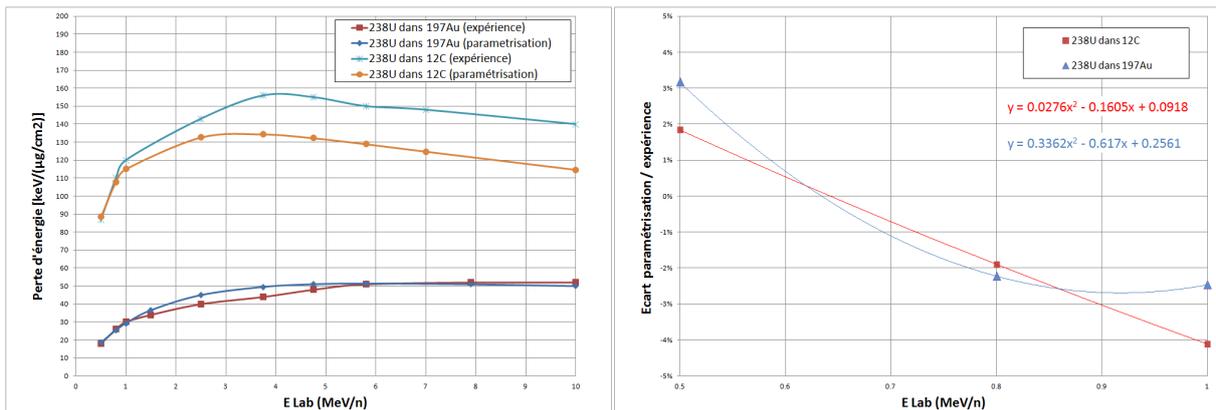


Figure 2.10: A gauche : comparaison des pouvoirs d'arrêts prédits par N&S avec les valeurs expérimentales de [116]. On compare les pertes d'énergie d'un ion d'uranium à différentes énergies dans des feuilles de carbone et d'or. A droite : incertitude relative entre la théorie et l'expérience pour les énergies < 1 MeV/u.

Toujours dans le cas de notre réaction de référence $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{254}\text{No} + 2n$, le résidu d'évaporation en milieu de cible aura une énergie d'environ 40 MeV soit 0,16 MeV/u. La paramétrisation N&S donne un pouvoir d'arrêt du résidu dans la demi-cible restante de plomb de 8,7 keV/($\mu\text{g}/\text{cm}^2$) soit environ 3 MeV dans les 250 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (7,5 % de son énergie). L'énergie en sortie de cible sera alors d'environ 37 MeV. Enfin, la perte d'énergie dans le stripper de carbone placé en aval de la cible sera de 44,9 keV/($\mu\text{g}/\text{cm}^2$), soit environ 2,24 MeV (6 % de son énergie).

La paramétrisation N&S est en accord à $\pm 3 - 4\%$ dans la gamme 0,5 – 1 MeV/u avec les données expérimentales 2.10 de la référence [116] qui utilise des cibles de carbone et d'or. Une extrapolation de l'évolution de l'écart aux données expérimentales relatives au Carbone donne une surestimation de la théorie par rapport à l'expérience inférieure à 7% pour l'énergie du résidu. De même, une extrapolation de l'écart aux données expérimentales relatives à l'Or donne une surestimation inférieure à 17%.

Les données de la référence [115] donnent des mesures expérimentales de pouvoirs d'arrêt d'ions d'uranium aux très faibles énergie $E < 0,5$ MeV/u dans des matériaux d'or, d'argent et de nickel. Ces données sont particulièrement adaptées aux cas des résidus lourds d'évaporation et montrent un accord très satisfaisant avec la paramétrisation de N&S (cf. fig. 2.11). En traçant l'écart relatif entre la paramétrisation N&S et la courbe de meilleur ajustement avec les données expérimentales, on observe quelque soit la nature de la cible, que la paramétrisation surestime les pouvoirs d'arrêts aux très faibles énergies $E < 0,25$ MeV/u et les sous-estime pour les énergies $E > 0,25$ MeV/u. Dans la gamme 0,12 – 0,25 MeV/u, cette surestimation est inférieure à 15% dans le cas de l'Or, et inférieure à 8% dans le cas du Nickel, en assez bon accord avec les données de la référence [116]. Dans notre cas de référence, la surestimation des

pouvoirs d'arrêts dans la cible et le stripper mèneront à des sous estimations d'environ 1,2% de l'énergie de résidu en sortie de cible, et de 0,5% en sortie de stripper.

On juge l'écart acceptable et valide les domaines 4 et 5 du tableau 2.1.

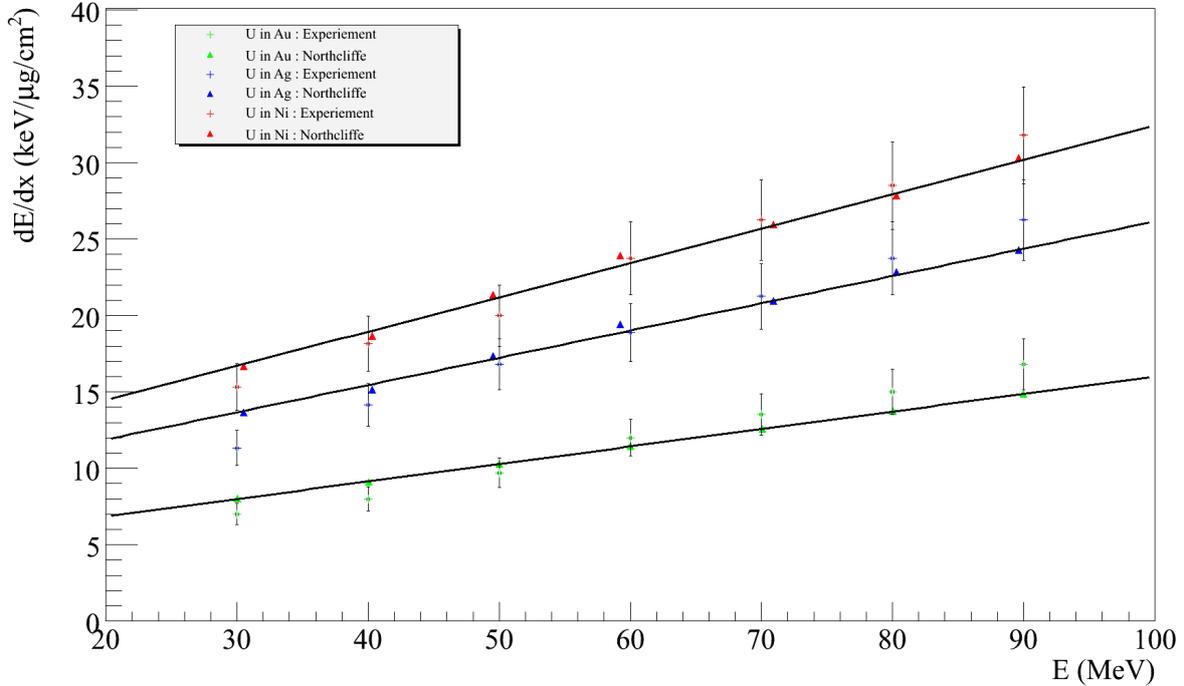


Figure 2.11: Pouvoir d'arrêt de l'uranium à différentes énergies. Comparaison entre les tables de N&S et les données expérimentales [115]. L'incertitude expérimentale totale sur les pouvoirs d'arrêt est estimée à $\pm 10\%$.

2.2.1.4 Dispersion en énergie

La dispersion du spectre en énergie cinétique des particules en sortie de cible est appelée *straggling en énergie*. Deux effets indépendants y contribuent : la perte d'énergie engendrée par les collisions faisceau-cible, et celle due aux échanges de charges. Ces deux effets sont indépendants et leurs contributions au straggling total peut s'ajouter quadratiquement. Ce phénomène a été exploré par plusieurs auteurs [118] [119] [120] dans la gamme d'énergie $E/A < 20$ MeV/u et les données pour les ions lourds à basse énergie sont très rares. Si on fait l'hypothèse d'une distribution en énergie de forme gaussienne, la largeur du straggling δE est reliée à la déviation standard de la gaussienne Ω tel que $\delta E = 2(2\ln 2)^{1/2}\Omega$. La variance Ω^2 du straggling peut être déduite expérimentalement depuis les mesures de distributions d'énergie totales Ω_T après soustraction de la contribution due à l'étalement du faisceau et de la résolution du détecteur noté Ω_E tel que : $\Omega^2 = \Omega_T^2 - \Omega_E^2$.

La contribution due à l'étalement du faisceau s'explique aisément : pour un faisceau monochromatique sans dispersion, les déflexions angulaires induites par les processus de diffusions multiples dans l'épaisseur de cible vont induire des différences dans l'épaisseur de cible effective vue par chaque ion. Il en résulte des pertes d'énergies différentes et donc un élargissement de la dispersion en énergie. Dans le code développé, cette composante découle directement du modèle de déflexion angulaire présenté dans la section suivante.

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

La composante du straggling due aux collisions a été étudiée par Bohr [86] dans la limite des hautes énergies ($v < v_0 Z_1^{2/3}$) lorsque les ions sont complètement strippés. Il propose une expression indépendante de l'énergie basée sur des processus de diffusions Rutherford et pour laquelle il néglige l'énergie de liaison des électrons de la cible. L'expression de la variance du straggling Ω_B proposée par Bohr prend la forme $\Omega_B^2 = 4\pi(Z_1 e^2)^2 Z_2 N x$ où Z_1 et Z_2 sont les numéros atomiques des noyaux projectile et cible, N la densité atomique et x l'épaisseur de matière traversée. Précisons que cette expression est considérée valable lorsque les pertes d'énergie ΔE n'excèdent pas 30% de l'énergie cinétique totale du faisceau.

Pour les ions à plus basse énergie et partiellement ionisés, la connaissance des sections efficaces d'échange d'électrons serait en principe nécessaire. Cette contribution du phénomène d'échange de charges au straggling est très difficile à calculer avec une approche microscopique et on préférera utiliser la paramétrisation proposée par Lindart et Scharft et corrigeant l'expression de Bohr. Elle prend la forme [117] :

$$\frac{\Omega_{LS}^2}{\Omega_B^2} = \begin{cases} \frac{1}{2}L(\chi) & \text{pour } \chi \leq 3 \\ 1 & \text{pour } \chi \geq 3 \end{cases} \quad (2.43)$$

avec $L(\chi)$ le nombre d'arrêt du matériau que l'on peut aussi déterminer expérimentalement :

$$L(\chi) = 1,36\chi^{1/2} - 0,016\chi^{3/2} \quad (2.44)$$

où χ est une variable réduite de l'énergie tel que $\chi = (v^2/v_0^2)Z_2$. Cette expression sera utilisée dans le programme de cinématique pour générer une dispersion aléatoire gaussienne, centrée autour de l'énergie donnée par les paramétrisations de Hubert-Bimbot-Gauvin [107] et Northcliffe & Schilling [109] calculée pour chaque trajectoire des ions.

Le phénomène de straggling est aussi particulièrement sensible aux non-uniformités d'épaisseur de cible. En effet, pour une perte d'énergie ΔE dans une cible uniforme d'épaisseur x induisant un straggling δE_{st} , le straggling induit dans la cas de non-uniformités δx (FWHM) supplémentaires prendra la forme $\delta E_x = \frac{\delta x}{x} \Delta E$ tel que $\delta E^2 = \delta E_{st}^2 + \delta E_x^2$. Pour un résidu de ^{254}No formé en milieu de cible avec 40 MeV et traversant la demi-cible restante de $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de Plomb, le straggling en énergie calculé donne une déviation standard de 400 keV soit 1% autour de l'énergie centrale de 37,63 MeV en sortie. Si on ajoute une non-uniformité de cible de 10%, il faut y ajouter une dispersion de 237 keV composant environ 37% du straggling total. Le contrôle de l'uniformité de la cible est donc un point critique pour minimiser la dispersion en énergie. Nous verrons que le comportement des distributions de noyaux d'intérêts dans les champs électromagnétiques, et finalement les performances du spectromètre-séparateur, sont très sensibles aux aberrations chromatiques découlant des larges émittances.

2.2.2 Déflexion angulaire induite par diffusions multiples

2.2.2.1 Description phénoménologique

L'interaction entre des ions énergétiques et des matériaux solides est le lieu de phénomènes atomiques multiples modifiant la trajectoire des ions : des diffusions élastiques avec les constituants, largement dominante, ainsi que des processus inélastiques résultant d'excitations électroniques. Ces processus de diffusions multiples, largement étudiés [74] [75] [76] [77], induisent une déflexion angulaire importante des particules qu'il est important d'estimer, notamment pour optimiser la transmission des noyaux d'intérêt.

2.2.2.2 La paramétrisation universelle de Meyer

Le modèle de Meyer [78] [79] [80] est intéressant dans la mesure où il utilise une relation universelle reliant des formes réduites de la demi-largeur à mi-hauteur $\Theta_{1/2}$ de la distribution angulaire, et de l'épaisseur de cible t . Un des avantages de cette paramétrisation est de pouvoir s'affranchir de l'aspect microscopique de l'évolution de l'état de charge ionique de l'atome incident, souvent mal connu voir même parfaitement inconnu dans les cas des transférmiiums qui nous intéressent. Le modèle permet de calculer, pour une énergie et une épaisseur de cible donnée, le FWHM moyen d'une distribution angulaire résultant d'un processus de diffusion multiple. La demi-largeur réduite de la distribution angulaire des ions multi-diffusés dans une cible fine est donnée par :

$$\bar{\Theta}_{1/2} = \frac{\epsilon}{2} \frac{M_1 + M_2}{M_2} \Theta_{1/2} \text{ avec } \epsilon = \frac{a_L}{Z_1 Z_2 e^2} \frac{M_2}{M_1 + M_2} E \text{ et } a_L = \frac{0,885a_0}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \quad (2.45)$$

avec M_1 et M_2 les masses des atomes de faisceau et de cible, respectivement, ϵ est l'énergie réduite adimensionnée, et E l'énergie incidente dans le Lab en MeV. Avec a_L le paramètre d'écrantage de Lindhard et al [88]. L'épaisseur de cible réduite est quant à elle donnée par l'expression $\tau = \pi a_L^2 N t$ où N est le nombre d'atomes par volume et t l'épaisseur de cible réelle.

Les deux grandeurs sont reliées par l'expression :

$$\sigma_\theta = \frac{1}{\sqrt{2 \ln(2)}} \frac{2 Z_1 Z_2 e^2}{a_L E_{Lab}} \bar{\theta} \text{ avec } \bar{\theta} = g_1 + \frac{a^2}{r_0^2} g_2 \text{ et } r_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{N_a d}{A_2} \right)^{-1/3} \quad (2.46)$$

$\bar{\theta}$ est donné en radian, a est en fm, $e^2 = \frac{197,3}{137}$ MeV/fm et E_{Lab} en MeV, N_a le nombre d'Avogadro, d la densité et $a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 5,29.10^4$ fm le rayon de Bohr.

Les fonctions universelles g_1 et g_2 sont issues d'une paramétrisation polynomiale utilisant la variable $\log_{10}(\tau)$. Je propose à partir des tables de l'article :

$$\begin{cases} \log_{10}(g_1) = 0,054 \log(\tau)^3 - 0,2 \log(\tau)^2 + 0,961 \log(\tau) - 0,515 \\ \log_{10}(g_2) = -0,359 \log(\tau)^5 + 0,723 \log(\tau)^4 - 0,675 \log(\tau)^3 + 0,251 \log(\tau)^2 - 0,329 \log(\tau) - 0,137 \end{cases} \quad (2.47)$$

L'intégration numérique de ces fonctions a été faite sur l'intervalle $0,2 \leq \tau \leq 20$. Aussi, il a été décidé de borner g_2 à 1,5 afin d'éviter toute divergences pour les très petites valeurs de $\log(\tau)$. Notons qu'une paramétrisation de g_1 est proposé dans [89] :

$$g_1 = \frac{G_1 - G_2}{1 + \exp(\frac{\tau - \tau_0}{d\tau})} + G_2 \text{ avec } G_1 = -5,45 ; G_2 = 4,11 ; \tau_0 = -3,35 ; d\tau = 10,31. \quad (2.48)$$

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

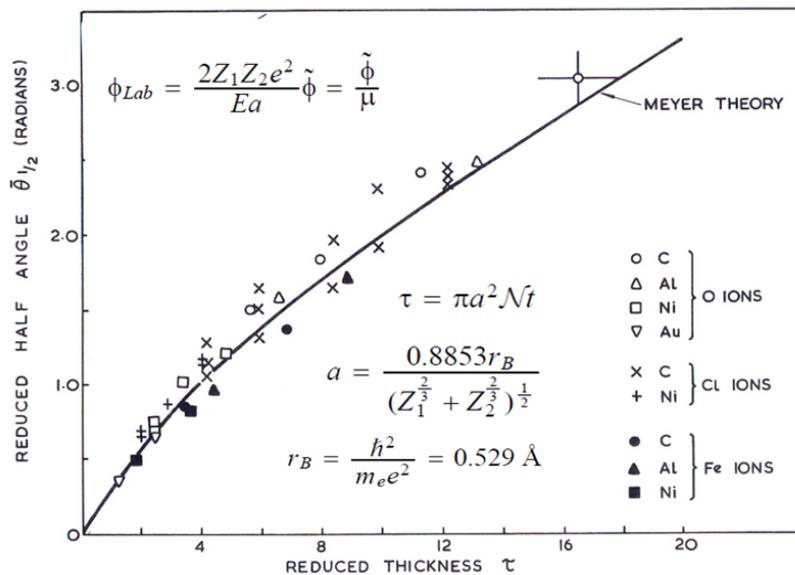


Figure 2.12: Paramétrisation universelle de Meyer entre l'angle de diffusion déduit et l'épaisseur de cible réduite [78].

Cette relation universelle est dérivée par Meyer sous les hypothèses suivantes :

- la diffusion est une conséquence des collisions atomiques élastiques décrites par un potentiel d'interaction $V(r)$ donné ;
- la distribution des éléments de cible est considérée comme statistique et néglige les effets cristallins ;
- les collisions sont binaires et de symétries azimutales ;
- les pertes d'énergie dans la cible sont négligées ;
- la distribution angulaire est dans l'approximation des petits angles ;
- la largeur du paramètre d'impact ne peut pas excéder la moitié de la constante du réseau.

Le potentiel d'interaction séparant les atomes de faisceau et de cible est considéré comme ayant la forme :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi\left(\frac{r}{a_L}\right) \quad (2.49)$$

où Φ est la fonction d'écrantage de Thomas-Fermi, Z_1 et Z_2 sont les numéros atomiques des noyaux projectile et cible, et e la charge de l'électron.

L'hypothèse d'une distribution statistique des éléments de cible est valable dans notre cas. L'hypothèse des pertes d'énergie dans la cible négligées est raisonnable lorsque les pertes sont de l'ordre de quelques pourcents de l'énergie initiale. Il a néanmoins été donné la possibilité pour l'utilisateur du code d'utiliser les énergies de sortie ou de demi épaisseur pour le calcul des distributions angulaires. Cette correction semble pertinente pour les transferrmiums les plus lents ($\simeq 0,1$ MeV/u) formés en réaction très asymétrique et perdant plus de 10% de leur énergie dans la cible. Concernant l'hypothèse des faibles angles, une fonction a été implémentée permettant de calculer le pourcentage de diffusion Rutherford au-delà de 3 sigma de la distribution prédite par le modèle de Meyer soit 99,73%. La distribution cinématique de ces particules "hors

modèle" peut aussi être générée pour des études de comportement dans le spectromètre. Nous verrons que quelques pourcents des très hautes intensités fournies par le LINAC peuvent suffire à poser des problèmes de réjection, d'ordre thermique et de radioprotection (cf. Chapitre 7).

La validité du modèle de Meyer peut globalement être caractérisée par le paramètre de Born $\alpha = \frac{Z_1 Z_2 E}{137 \times p}$ où $E = \sqrt{m^2 + p^2}$. Elle est admise pour $\alpha > 1$ et à faible énergie telle que $E < A_1 Z_1^2 Z_2^2 \times 25$ keV mais le modèle a aussi été validé lors d'expériences à Dubna [89] pour les paramètres de Born $\alpha > 100$ correspondant au domaine des noyaux lourds à très basse énergie. Les valeurs de demi-angle et d'épaisseur réduite associées aux noyaux les plus lourds se situent dans la zone de convergence entre la théorie et les données expérimentales (cf. fig. 2.12). Les données expérimentales de diffusions multiples sont assez rares pour les projectiles lourds aux énergies de l'ordre du MeV/u [81], [82], [83]. Les valeurs expérimentales des demi-angles de distribution angulaire sont en accord avec la théorie de Meyer et de Sigmund et Winterbon avec une erreur inférieure à 15%. On présente sur la figure 2.13 une comparaison paramétrisation/expérience pour des faisceaux légers de ^{16}O et ^{56}Fe à basse énergie dans différents types de cibles ^{12}C , ^{21}Al , ^{59}Ni et ^{197}Au . Dans le cas du faisceau de ^{16}O , on note un très bon accord avec les données relatives à la cible la plus lourde de ^{197}Au avec un écart à l'expérience inférieur à 2%, mais une sous-estimation inférieure à 12% dans le cas des autres cibles. Pour le faisceau de ^{56}Fe , on note une surestimation paramétrisation/expérience globalement inférieure à 10%.

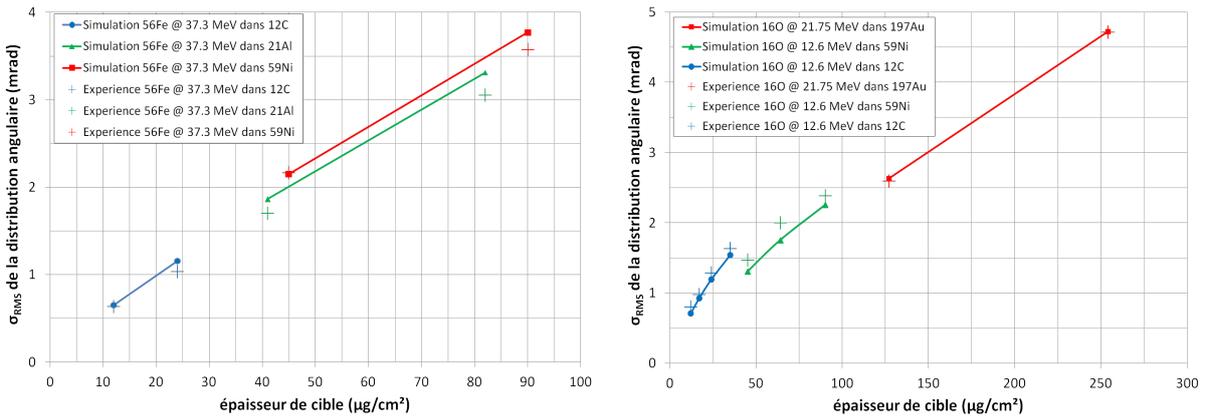


Figure 2.13: Comparaison, entre la paramétrisation de Meyers et l'expérience, de l'écart type des distributions angulaires pour différentes combinaisons faisceau-cible.

L'accord est plus satisfaisant pour les noyaux lourds et lents dans des cibles légères comme le carbone [84]. Par exemple, un projectile de ^{197}Au à 0,41 MeV/A dans $175,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de carbone donne expérimentalement $\theta_{1/2} = 5,56$ mrad (FWHM) pour une prédiction de 5,83 mrad donnée par le modèle de Meyer, soit une surestimation d'environ 5%. Idem pour un ion de ^{127}I à 0,87 MeV/A dans $175,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de carbone donnant $\theta_{1/2} = 3,01$ mrad (FWHM) à comparer à une prédiction de 3,11 mrad, soit une surestimation d'environ 3%.

On présente (cf. fig. 2.14) une comparaison entre les paramétrisations de Meyer et de Sigmund & Winterbon avec des données expérimentales pour des ions de ^{40}Ar , ^{132}Xe et ^{238}U à des énergies d'environ 1,2 MeV/u dans des cibles de C, Al, Ag, Au et Bi [83]. Un très bon accord est observable. Néanmoins, aucune donnée expérimentale n'a été trouvée pour des noyaux plus lourds de l'Uranium à des énergies de la gamme 0,01 – 1 MeV/u dans des cibles lourdes. Il serait néanmoins possible de remédier à ce manque et d'ajouter quelques points à cette paramétrisation en effectuant une expérience dédiée (cf. Section 2.3.2).

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

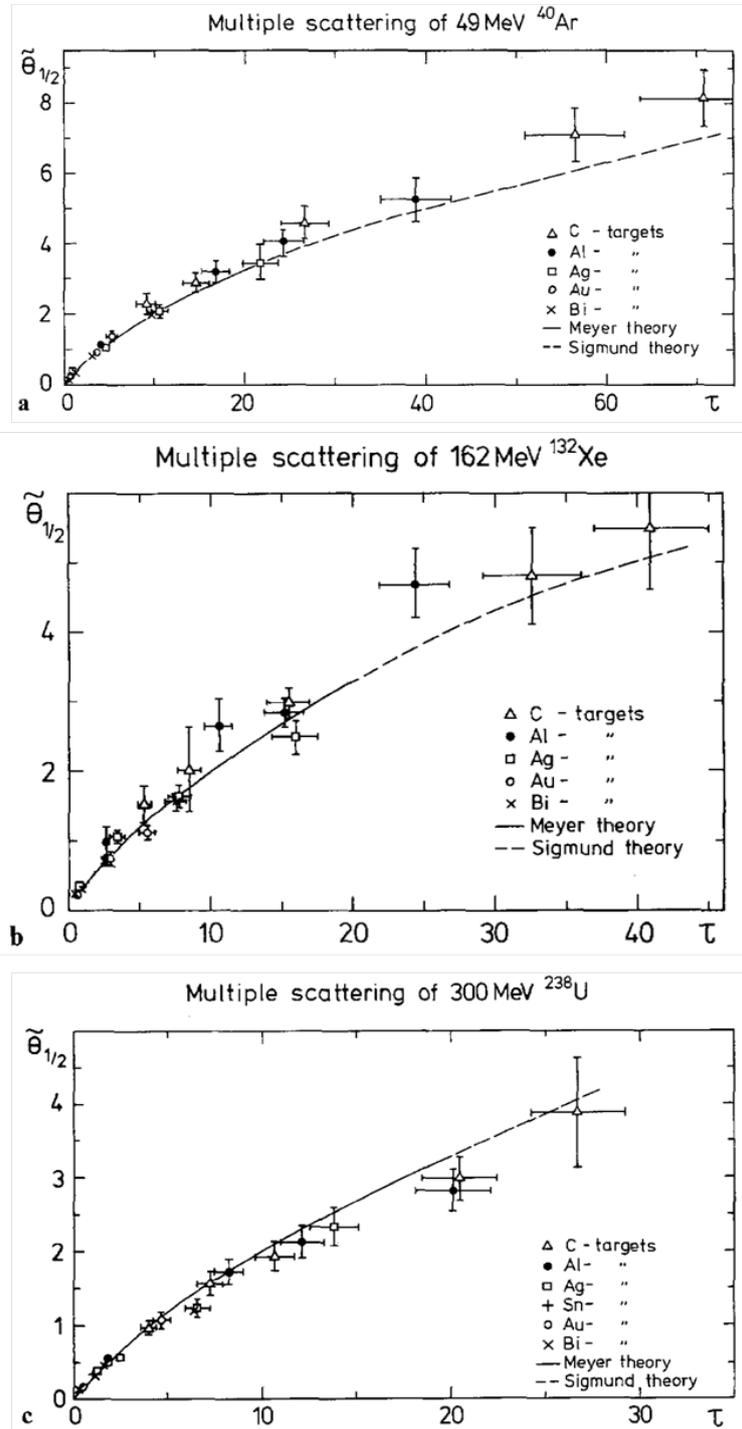


Figure 2.14: Diffusions aux petits angles pour des ions de ^{40}Ar à 49,3 MeV (a), de ^{132}Xe à 162 MeV (b) et de ^{238}U à 300 MeV (c). La demi-largeur des distributions angulaires est donnée en fonction de l'épaisseur de cible réduite. Les résultats expérimentaux sont comparés aux prédictions des théories de Meyer et de Sigmund & Winterbon. [83]

2.2.3 Ionisation et distribution d'états de charges

Les interactions survenant lors du passage d'un atome à travers une épaisseur de matière sont à l'origine d'un phénomène d'ionisation correspondant à l'échange d'un certain nombre de ses électrons avec le matériau. La maîtrise des profils de distributions d'états de charge ionique est l'un des ingrédients cinématique clef du transport des noyaux d'intérêt dans un séparateur de recul par l'utilisation de champs électromagnétiques. Elle s'opère en pratique par l'utilisation d'une fine feuille de carbone, ou "éplucheur", placée à quelques centimètres de la cible afin de laisser décroître d'éventuels états métastables. Son épaisseur est ajustée de façon à permettre à la distribution d'états de charge d'atteindre un état "d'équilibre" en sortie.

2.2.3.1 Description phénoménologique

L'état de charge d'un projectile traversant une épaisseur de matière est principalement déterminé par un équilibre entre des phénomènes de captures et de pertes d'électrons. Des processus plus complexes sont aussi possibles, comme les pertes multiples d'électrons, l'existence d'états excités méta-stables, ou encore l'existence de transitions Auger et radiatives pour les états hautement excités.

L'ampleur de l'ionisation est une conséquence de la fréquence des collisions qui est fonction de la vitesse de l'ion mais aussi de la densité du matériau traversé. Un état de charge d'équilibre est atteint en moyenne lorsque les états excités formés n'ont pas le temps de décroître vers le fondamental avant que la collision suivante ne survienne. Il en découle une convergence des différents états ioniques autour d'un état de charge moyen au-delà d'une épaisseur de matériau dite d'"équilibre". On comprend alors qu'en raison des différences de densité, la charge moyenne d'une distribution en sortie d'un solide sera supérieure à celle induite après la traversée d'un milieu gazeux. D'un point de vue microscopique, les pertes d'énergie augmentent avec l'ionisation et seront donc plus importantes dans les matériaux.

Neils Bohr fut le premier à considérer les phénomènes d'ionisation survenant lors des collisions atomiques [95] [96]. La capture d'un électron sur une orbitale du cortège électronique d'un atome peut être considérée comme se produisant lorsque la vitesse de l'électron libre est de l'ordre de la vitesse de Bohr, soit la vitesse des électrons évoluant sur les orbitales de l'atome. Ce processus résonant de capture électronique dépend de la combinaison projectile-cible et reste fortement influencé par leurs structure quantique. L'influence des effets de couche sur les états de charge d'équilibre a été découverte pour la première fois par Moak et *al.* [121] [122]. Ils deviennent particulièrement importants avec l'ionisation croissante des ions de très faible vitesse, lorsque le nombre d'électrons du cortège correspond à une fermeture de couche.

Un phénomène d'ionisation additionnelle doit être pris en compte pour les noyaux issus de réaction de fusion-évaporation [145]. Elle est due à la formation de trous intra-couches (inner-shell vacancies) résultant de la conversion interne des transitions nucléaires [150] [151]. La grande densité d'états pour les noyaux composés ayant un numéro atomique et une énergie d'excitation importante va augmenter le nombre de transitions gammas ainsi que la probabilité des formations de trous dans les couches atomiques profondément liées. Les transitions Auger jouent aussi un rôle important lors du réarrangement des couches atomiques.

2.2.3.2 Les paramétrisations standards

Les distributions d'états de charge sont décrites par une charge moyenne \bar{q} et une largeur de distribution d_q déduites à partir des fractions de distribution $F(q)$ mesurées en sortie de stripper

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

pour chaque état de charges :

$$\bar{q} = \sum_q [qF(q)] \text{ et } d_q = \sqrt{\sum_q ((q - \bar{q})^2 F(q))} \quad (2.50)$$

Notons que les sources d'erreurs sur les mesures ayant servi à construire ces paramétrisations sont nombreuses, elles résultent de la qualité de la calibration en énergie du faisceau, des incertitudes statistiques, du bruit de fond, de phénomènes de diffusions, ou encore du problème lié à la détermination d'une épaisseur d'équilibre. Sur ce point, une formulation empirique de l'épaisseur de carbone nécessaire à une équilibration de la distribution d'états de charge est donnée par l'expression : $\tau_{Eq} = 22 + 27,8 \times \frac{E}{A} \mu\text{g}/\text{cm}^2$ [127]. De part leur très faible épaisseur, de l'ordre de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour notre physique, le temps de vie de ces feuilles de carbone est très limité face aux intensités de faisceau délivrées par le LINAC et des études seront à effectuer pour maîtriser ce point. On trouvera une théorie microscopique de l'altération des feuilles de carbone par des ions proposée par Dollinger dans la référence [123].

Un important travail bibliographique nous a permis de recenser différentes paramétrisations permettant la prédiction des distributions d'états de charge après passage à travers un épilucheur de carbone. On présente les paramétrisations standards ayant été implémentées dans le programme d'interaction faisceau-cible développé durant cette thèse.

Paramétrisation de N. Bohr : La première paramétrisation de l'état de charge d'équilibre moyen a été proposé par N. Bohr [86]. Elle est donnée par l'expression $\bar{q}/Z = v/(v_0 Z^{2/3})$ où v_0 la vitesse de Bohr. Aucune expression de largeur de distribution ne lui est associée.

Paramétrisation de L. C. Northcliffe : Basé sur l'expression de Bohr, L. C. Northcliffe [124] propose la paramétrisation $\bar{q}/Z = 1 - Ae^{Bv/(v_0 Z^{2/3})}$ avec A et b des constantes d'ajustement et v_0 la vitesse de Bohr.

Paramétrisation de K. X. To et R. Drouin : Différents modèles semi-empiriques utilisent la variable de vitesse réduite $X = v/(v'Z^{0,45})$ où $v' = 3,610^8 \text{ cm/s}$. Dans cette optique, K.X. To et Drouin [125] proposent l'expression : $\bar{q}/Z = 1 - e^{-X}$;

Paramétrisation de H.D. Betz : Une paramétrisation de largeur de distribution est donnée par H.D. Betz [126] : $d_q = 1,41Z^{0,11}\bar{q}^{0,3}(1 - \bar{q}/Z)^{0,37}$

Paramétrisation de E. Baron : La paramétrisation proposée par E. Baron et al. [127] est donnée par l'expression :

$$\bar{q}/Z = [1 - Ce^{kV}]F(Z_t) \begin{cases} C = 0,9 + 0,0769(E/A) \\ k = -1/(3,6 \cdot 10^6 Z_p^{0,447}) \\ V = c\sqrt{(E/uA)^2 + 2(E/uA)}/(1 + (E/uA)) \\ F = 1 - 0,0019(Z_t - 6)\sqrt{-kE/A} + 1e^{-5} \times (Z_t - 6)^2(-kE/A) \end{cases} \quad (2.51)$$

avec $c = 299792500 \text{ m/s}$ et $u = 931,504 \text{ MeV}$. La largeur de distribution associée est donnée par :

$$d_q = [\bar{q}(0,07535 + 0,19(\bar{q}/Z) - 0,2654(\bar{q}/Z)^2)]^{1/2} \quad (2.52)$$

Paramétrisation de Popeko : A. Popeko [128] propose une expression pour l'état de charge central valide dans la gamme de vitesse réduite $0,05 < X < 0,4$ tel $Z > 50$ et $\bar{q}/Z < 0,5$. Elle s'écrit :

$$\begin{cases} \bar{q} = 3,74\sqrt{E/A}Z^{0,55} \\ d_q = \bar{q}^{0,349} - 0,234 \end{cases} \quad (2.53)$$

Le modèle de Nikolaev : La paramétrisation de V.S. Nikolaev et al. [129] a été construite pour des résidus lourds d'évaporation de faible énergie ainsi que pour les transferts quasi-cible :

$$\begin{cases} \bar{q}/Z = (1 + X^{-3/5})^{-3/5} \text{ valide dans la gamme } 0,3 < \bar{q}/Z < 0,7 \\ d_q = 0,5(\bar{q})^{1/2}(1 - \bar{q}/Z)^{5/6} \end{cases} \quad (2.54)$$

Le modèle de Shima et la correction de Sagaidak : Un recensement des données expérimentales publiées entre 1972 et 85 est fait par Shima et *al.* dans la référence [130]. Plusieurs sets de données sont utilisés [131], [132], [133], [134], [127], [135], auxquels il ajoute l'étude expérimentale de 18 sortes d'ions $Z_p = 4 - 92$ passant à travers des feuilles de carbones d'épaisseur variant entre 30 et 130 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de façon à atteindre l'équilibre. Ces données couvrent la gamme des faibles énergies $E = 1 - 6$ MeV/u pour les ions légers, et des très faibles énergies $E = 0,02 - 1$ MeV/u pour les ions les plus lourds étudiés. La fraction de charge $F(q)$ est mesurée avec une erreur statistique estimée à moins de 2,5% pour $F(q) > 0,08$, 8% si $F(q) > 0,01$, et 18% lorsque $F(q) < 0,01$. Il met en évidence une systématique [136] : $\bar{q}/Z = 1 - e^{-1,25X+0,32X^2-0,11X^3}$ pour des énergies < 5 MeV/u.

Une revue des données expérimentales entre 1985 et 1992 est donnée dans la référence [137]. Elle met en évidence une corrélation importante entre les effets de couches des ions et la variation de \bar{q} et d_q avec Z et E . Pour les ions dans la gamme d'énergie $0,02 - 2$ MeV/u, ces travaux reportent la présence d'oscillations de \bar{q}/Z quand l'équilibre à vitesse égale est atteint dans les épaisseurs de carbone [138].

Pour reproduire les données des ions les plus lourds $Z > 53$, et notamment les résidus lourds d'évaporation, R. Sagaidak et A. Yeregin [139] proposent un facteur de correction pour la formule de K. Shima et *al.* [132]. La gamme de validité du modèle couvre alors la plage d'énergie $0,001 - 10$ MeV/u, avec :

- pour $E/A > 0,1$ MeV/u :

$$\bar{q} = f(E/A)\bar{q}_{Shima} \text{ avec } f(E/A) = p_1 + \frac{p_1\Gamma}{(E/A - p_3)^2 + \Gamma^2} \text{ et } \Gamma = p_4(1 - e^{-p_5E/A}) \quad (2.55)$$

où $p_1 = 0,955$; $p_2 = 0,0134$; $p_3 = 0,354$; $p_4 = 0,273$; $p_5 = 2,81$.

- pour $0,01 < E/A < 0,1$ MeV/u :

$$\bar{q} = g(Z, E/A) \times \bar{q}_{Shima} \text{ avec } g(Z, E/A) = g_1(Z)(E/A)^{g_2(Z)} \text{ où } \begin{cases} g_1(Z) = 1,09 + 1,5310^9 h(Z) \\ g_2(Z) = 0,052 + 8,7410^8 h(Z) \\ h(Z) = \left(\frac{Z-53}{Z}\right)^{14,55} e^{-25,5\left(\frac{Z-53}{Z}\right)} \end{cases} \quad (2.56)$$

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

avec une largeur de distribution donnée par : $d_q = 2,27Z^{0,27}(\bar{q}/Z)^{0,537}e^{-1,79(\bar{q}/Z)}$ pour $Z > 53$ [139].

Le modèle de Schiwietz : Le modèle de Schiwietz [140] est le seul modèle, avec celui de Baron, à ne pas se limiter au carbone. Il est basé sur des données expérimentales de projectiles allant du proton à l'uranium dans une gamme de cibles solides $Z_t = 4 - 83$ mais aussi gazeuses. Il utilise une méthode multi-paramètres d'ajustement permettant de définir un paramètre réduit minimisant les oscillations de \bar{q}/Z .

- Dans le cas de cibles de gaz, il utilise 522 points expérimentaux de la gamme $Z_t = 1 - 54$ [141] [142] [143] pour déduire l'état de charge moyen à l'équilibre :

$$\bar{q} = Z_p \frac{376x + x^6}{1428 - 1206x^{0,5} + 690x + x^6} \quad (2.57)$$

$$\text{avec } x = [v_p/v_0 Z_p^{-0,52} Z_t^{0,03-0,017Z_p^{-0,52} v_p/v_0}]^{1+0,4/Z_p} \quad (2.58)$$

où Z_t est le numéro atomique de l'atome de cible, v_p la vitesse du projectile et $v_0 = 2,19 \times 10^6$ m/s la vitesse de Bohr. L'étude est limitée à $v > 2,8 v_0$. L'incertitude absolue pour les ions lourds dans le gaz est de $\Delta\bar{q} = 0,48$, et l'incertitude relative de $\Delta\bar{q}/Z_p = 2,6\%$.

- Dans le cas de cibles solides, il utilise 850 points expérimentaux pour aboutir à l'expression :

$$\bar{q} = Z_p \frac{12x + x^4}{0,07/x + 6 + 0,3x^{0,5} + 10,37x + x^4} \quad (2.59)$$

$$\text{avec } x = [v_p/v_0 Z_p^{-0,52} Z_t^{-0,019Z_p^{-0,52} v_p/v_0} / 1,68]^{1+1,8/Z_p} \quad (2.60)$$

L'incertitude absolue pour les ions lourds dans les cibles solides est de $\Delta\bar{q} = 0,54$, et l'incertitude relative de $\Delta\bar{q}/Z_p = 2,3\%$ comparé à $3,3\%$ pour le modèle de Nikolaev et al. [129].

La figure 2.15 trace la différence entre les prédictions du modèle et l'expérience $\bar{q}^{\text{exp}} - \bar{q}^{\text{fit}}$ par rapport au nombre moyen d'électrons liés au projectile $N_b = Z_p - \bar{q}$. On y voit des maxima prononcés autour des configurations de couches fermées, à 10 pour la couche L et 30 pour la couche M. La largeur réduite w est aussi tracée en fonction de N_b pour extraire la magnitude absolue des effets de couches :

$$w = d_q Z_p^{-0,27} Z_t^{0,035 - 0,0009Z_p} f(\bar{q}) f(Z_q - \bar{q}) \text{ avec } f(x) = \sqrt{(x + 0,37Z_p^{0,6})/x} \quad (2.61)$$

Le graphique montre que la grande majorité des données sont distribuées autour d'une valeur $w = 0,7$ qui va pouvoir être utilisée pour déduire la largeur d_q associée aux états de charge moyen calculés. Cette méthode permet globalement de réduire d'un facteur 2 les déviations aux données expérimentales comparées aux prédictions de Nikolaev [129].

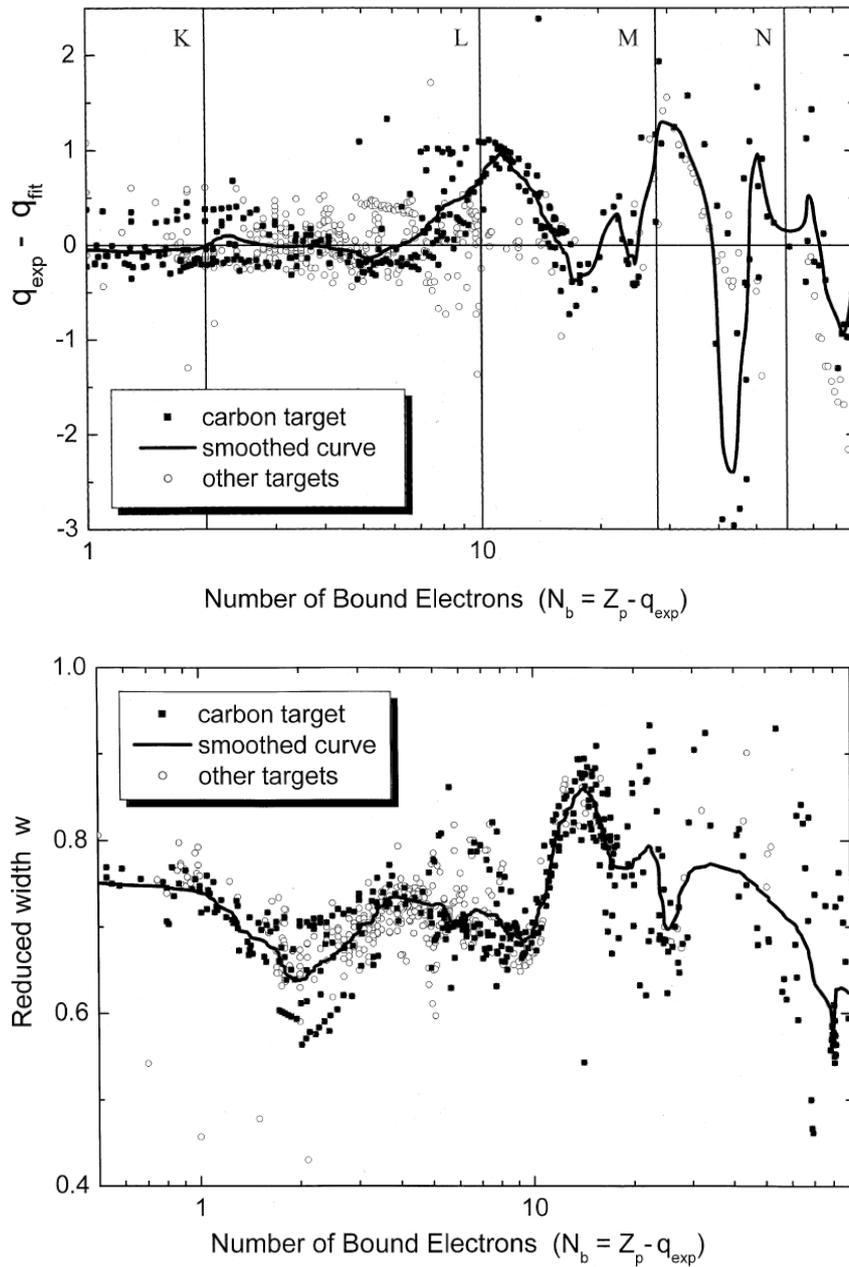


Figure 2.15: En haut : Déviation de l'état de charge moyen après une cible solide par rapport à la paramétrisation de Schiwietz en fonction du nombre d'électrons liés. En bas : largeur réduite de la distribution d'états de charge du faisceau après cible solide en fonction du nombre d'électrons liés. [140]

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

2.2.3.3 Comparaison des différents modèles :

On présente une compilation de données expérimentales pour des noyaux lourds et à basse énergie issus de réactions de fusion-évaporation. On compare dans chaque cas la charge moyenne et l'écart type associé entre parenthèse avec les prédictions de plusieurs modèles.

Réaction	E résidu	Experimental	Sagaidak	Nikolaev	Schiwietz
$^{114}\text{Cd}(^{40}\text{Ar}, 7\text{n})^{147}\text{Dy}$	$E_{\text{ER}} = 52 \text{ MeV}$	22 (2,12)	22,4 (2,12)	20,5 (2,12)	20,6 (1,95)
$^{138}\text{Ba}(^{22}\text{Ne}, 7\text{n})^{153}\text{Dy}$	$E_{\text{ER}} = 18 \text{ MeV}$	13,5 (2,34)	13,7 (2,06)	12,6 (1,70)	13,3 (1,87)
$^{182}\text{W}(^{16}\text{O}, 6\text{n})^{192}\text{Pb}$	$E_{\text{ER}} = 8 \text{ MeV}$	9 (1,7)	7,6 (1,75)	8,7 (1,4)	9,1 (1,90)
$^{158}\text{Gd}(^{40}\text{Ar}, 6\text{n})^{192}\text{Pb}$	$E_{\text{ER}} = 35 \text{ MeV}$	19 (1,7)	18,8 (2,21)	17,7 (2,02)	18,3 (2,09)
$^{164}\text{Dy}(^{40}\text{Ar}, 5\text{n})^{199}\text{Po}$	$E_{\text{ER}} = 40 \text{ MeV}$	20 (2,55)	19,9 (2,23)	18,6 (2,1)	20 (2,13)
$^{176}\text{Yb}(^{48}\text{Ca}, 4\text{n})^{220}\text{Th}$	$E_{\text{ER}} = 43,8 \text{ MeV}^*$	19-20	21,3 (2,28)	19,6 (2,12)	20,6 (2,19)
^{232}Th	$E_{\text{ER}} = 39 \text{ MeV}$	20,4 (1,7)	19,8 (2,25)	18,5 (2,3)	18,6 (2,17)
$^{204}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2\text{n})^{250}\text{No}$	$E_{\text{ER}} = 38,6 \text{ MeV}^*$	20-21	20,4 (2,30)	18,7 (2,10)	19,8 (2,29)
$^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2\text{n})^{254}\text{No}$	$E_{\text{ER}} = 36 \text{ MeV}^*$	20-21	20,0 (2,29)	18,3 (2,08)	19,4 (2,28)
$^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, \text{n})^{257}\text{Rf}$	$E_{\text{ER}} = 41,4 \text{ MeV}$	19-20	21,2 (2,32)	19,4 (2,13)	20,4 (2,31) _v

Table 2.2: Compilation de données expérimentales [144] [145] et comparaison avec les trois principales paramétrisations. On donne pour les données de la référence [147] une estimation de l'énergie du résidu E_{ER} avec la paramétrisation Northcliff à partir d'une considération de l'énergie du faisceau et des épaisseurs de cibles traversées.

A partir des quelques données du tableau 2.2 pour les résidus de fusion-évaporation, le modèle le plus prédictif semble être celui de Sagaidak. Nous nous baserons donc sur cette hypothèse pour nos simulations d'expériences et le modèle de Shima sera utilisé pour le faisceau. Précision qu'une comparaison entre la distribution d'état de charge en sortie de cible et celle en sortie de stripper a été faite pour s'assurer qu'elles ne différaient trop l'une de l'autre.

2.3 Modélisation des interactions faisceau-cible pour S^3

2.3.1 Présentation du programme S3Fusion

Le programme *S³Fusion* développé durant cette thèse est un code Monte-Carlo utilisant le langage C++ et l'environnement ROOT pour simuler la cinématique des événements associés aux expériences de fusion-évaporation. Le code permet de traiter les réactions :

- atomiques inélastiques : excitations, ionisations, et déflexions angulaires induites par les processus de diffusions multiples ;
- nucléaires élastiques : diffusions et rétrodiffusions de type Rutherford ;
- nucléaires inélastiques : produits de transferts, fusion-évaporation, et en perspective les fragments de fission ;

La physique présentée tout au long de ce chapitre permet de simuler les distributions cinématiques des principaux produits de réaction formés lors des expériences de fusion-évaporation : résidus d'évaporation, faisceau diffusé, éléments de cible rétro-diffusés, et les produits de transferts. Nous allons maintenant décrire l'algorithme de traitement des événements.

Le profil angle-énergie de chaque noyau est caractérisé par son quadri-vecteur énergie-impulsion $P_\mu(p_x, p_y, p_z, E)$. Le modèle développé permet de prendre en compte les propriétés du faisceau incident, avec pour le LINAC une dispersion considérée d'environ 0,2% autour de l'énergie centrale et une dispersion angulaire avec un écart-type d'environ 1 mrad (cf. section 3.2.1). Le quadri-vecteur associé à chaque événement est d'abord initialisé aléatoirement dans cette distribution de faisceau incident avant d'être procédé dans l'ensemble de la cible où il va subir des rotations et changements de norme induits par les interactions nucléaires et électromagnétiques. Dans le cas des cibles composées, les pertes d'énergie sont ajoutées linéairement selon la règle d'additivité de Bragg, et les déflexions angulaires ajoutées quadratiquement. Pour chaque réaction considérée, les événements sont séquencés selon les différentes épaisseurs de matière traversées. L'influence de chaque épaisseur de matière traversée peut ainsi être mise en évidence et comparée aux effets induits par la réaction nucléaire en elle même. L'influence de l'épaisseur du stripper de carbone sur la cinématique finale s'est par exemple révélée particulièrement importante dans le cas des résidus d'évaporation de très faible énergie. Son optimisation tout comme l'épaisseur de la cible reste donc un point crucial.

Dans le cas d'une réaction de fusion-évaporation, on considère d'abord les processus de diffusions multiples - pertes d'énergies (cf. section 2.2.1) et déflexions angulaires (cf. section 2.2.2) - du faisceau dans les épaisseurs de matière en amont, et dans une première partie de cible, jusqu'au point d'interaction. La distribution statistique des points d'interactions dans l'épaisseur de cible réactive dépend de la fonction d'excitation. Une approximation uniforme est aussi possible, elle n'est valable que si les pertes d'énergie dans l'épaisseur de cible mènent à des variations négligeables de la fonction d'excitation. L'énergie du faisceau au point d'interaction permet ensuite de calculer l'énergie dans le centre de masse disponible lors d'une collision avec un élément de cible. Puis, la chaleur de réaction déduite des tables de masse [20] est utilisée pour déduire l'énergie d'excitation de noyau composé et construire une température paramétrant un spectre en énergie de type Maxwellien pour l'évaporation. L'énergie cinétique des particules émises va induire un "boost" de Lorentz aux résidus d'évaporation dans la direction opposée, amenant une dispersion en angle et en énergie de la distribution des noyaux d'intérêts. Le résidu lourd de basse énergie va ensuite interagir dans la partie de cible restante avant de traverser une épaisseur de stripper à l'issue de laquelle la distribution en états de charge est calculée (cf. section 2.2.3). Le code permet ainsi de construire une distribution cinématique au point cible -

2. DESCRIPTION ET MODÉLISATION DES INTERACTIONS FAISCEAU-CIBLE POUR LES EXPÉRIENCES DE FUSION-ÉVAPORATION

énergies, vitesses, charges, rigidités électriques et magnétiques - pour les résidus d'évaporation mais aussi pour les principaux polluants. Ces distributions réalistes sont ensuite utilisées en tant que fichier d'entrée pour le code de simulation optique "TraceWin" (CEA/SACM).

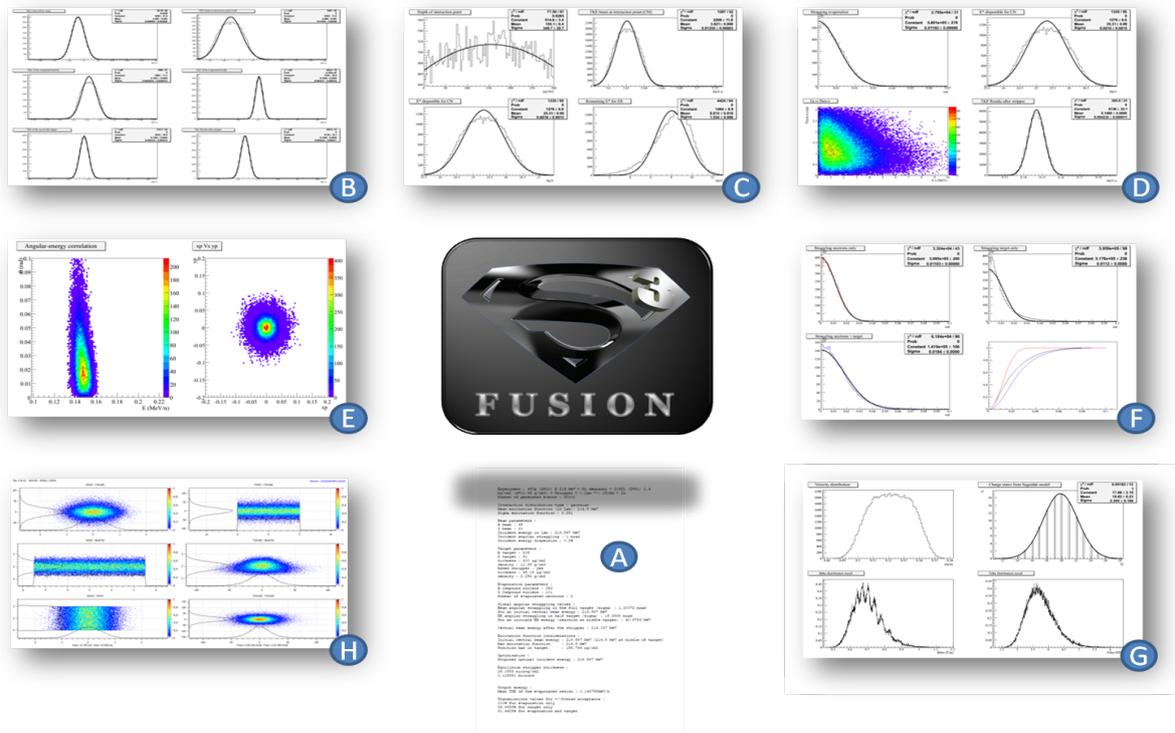


Figure 2.16: Panorama des fichiers de sortie du code S3Fusion développé durant cette thèse.

Les différentes sorties du code (cf. fig. 2.16) correspondent à :

- A) un fichier de paramètres et de diagnostic permettant l'optimisation de la configuration expérimentale ;
- B) le profilage en énergie des noyaux d'intérêts, avec les pertes d'énergie et dispersions induites par chaque épaisseur de matière traversée ;
- C) la distribution des positions d'interaction dans la cible dépendante de la fonction d'excitation
- D) le suivi du processus d'évaporation avec la distribution d'énergie d'excitation initiale, le profil angle-énergie des particules émises et l'énergie d'excitation résiduelle ;
- E) le profil de corrélation angle-énergie résultant de l'ensemble des interactions (interactions avec la cible et réaction nucléaire) ;
- F) la dispersion angulaire induite par la cible, par l'évaporation, et la variation de l'acceptance angulaire du spectromètre (l'intégrale de la distribution totale en fonction de l'angle d'acceptance).
- G) les distributions d'états de charge pour différents modèles, et les distributions de rigidités électrique et magnétique associées.
- H) un fichier d'entrée compatible avec le code TraceWin, contenant la description cinématique de chaque particule simulée, et visualisable dans différents sous-espace d'émittence avec le code PlotWin (CEA/SACM).

2.3.2 Validation

Une validation du code dans sa globalité est assez difficile à mettre en oeuvre dans la mesure où il faudrait pouvoir comparer la cinématique des réactions simulées au point cible avec une distribution cinématique expérimentale qui ne peut pas être mesurée directement. Sa mesure est indirecte, elle se base sur des mesures de transmission absolue du séparateur déduites en comparant le taux de détection au plan focal à celui mesuré au point cible. Ces taux peuvent par exemple être mesurés avec des noyaux émetteurs alpha : d'abord au plan focal avec un détecteur silicium pixélisé, et en sortie de cible en utilisant une plaque d'arrêt pour piéger les résidus d'évaporations. Cette plaque serait ensuite placée face à un détecteur silicium permettant de mesurer le taux de décroissances afin d'estimer le nombre de noyaux formés au point cible. La production de noyaux au point cible peut aussi être déduite à partir de la détection de ses transitions gammas caractéristiques. Il est nécessaire de connaître l'acceptance du séparateur par des mesures ou des simulations, de façon à pouvoir ajuster les distributions d'entrées pour reproduire la valeur de la transmission et les taux de comptages au plan focal. Cette ajustement peut se faire indifféremment sur les composantes angulaire et chromatique de la distribution et une campagne de mesures systématiques serait nécessaire pour dé-corréler les deux composantes. Concernant S^3 , une paramétrisation de l'acceptance est proposée dans cette thèse (cf. section 5.6). Elle permettra de contraindre les distributions cinématiques développées avec le code S3Fusion pour reproduire les taux de comptage dans les détecteurs du plan focal final. Plus simplement, une première validation du code de cinématique consisterait à réussir à reproduire la variation de la transmission du spectromètre en fonction de l'épaisseur de cible.

La validité de chaque ingrédient utilisé dans le code a été discuté dans les parties concernées, notamment concernant le domaine des noyaux superlourds. Les modèles de pertes d'énergies linéiques et les modèles d'états de charge ont pu être confrontés à des données expérimentales et semblent bien maîtrisés. Les données sont par contre moins importantes en ce qui concerne les distributions angulaires et le straggling en énergie, et les paramétrisations utilisées mériteraient d'être confrontées à des nouvelles données et d'être précisées. Une expérience de mesure de distribution angulaire consisterait par exemple à utiliser un faisceau stable - le plus lourd possible, à faible énergie, et de faible intensité - avec une dispersion angulaire incidente contrôlée par l'utilisation de collimateurs. Ces noyaux interagiraient avec une cible lourde, induisant une déflexion angulaire, avant d'être détectés par des détecteurs de trajectoires ou par un détecteur d'implantations situé à une distance suffisante pour que la déflexion angulaire du faisceau se traduise par une extension du profil d'implantation. Cette technique pourrait ensuite être utilisée avec les distributions de résidus d'évaporations de type transfermiums émetteurs alpha, à condition de sections efficaces suffisamment importantes et avec l'utilisation d'une plaque d'arrêt laissant passer le faisceau au centre. Le profil de distribution angulaire, convoluant les effets de cible et d'évaporation, pourra alors être déduit des décroissances radioactives du noyau de faisceau en plaçant la plaque d'arrêt face à un détecteur silicium pixélisé. Une étude systématique préalable du straggling angulaire induit par la cible nous permettrait finalement, après soustraction, d'en déduire la composante due à l'évaporation. La réciproque est aussi possible : la déduction de la composante cible après soustraction de celle due à l'évaporation en faisant l'hypothèse d'une distribution statistique de type maxwellienne.

Chapitre 3

L'accélérateur de SPIRAL2 : de la source au point cible de S^3

Une grande pensée illumine dans notre esprit un monde d'aperçus nouveaux, comme le rayon solaire, glissant au sein de l'ombre, y rend visibles mille atomes qui flottent à sa clarté.

Bluettes et boutades (1846)

3.1 Description de l'accélérateur SPIRAL2

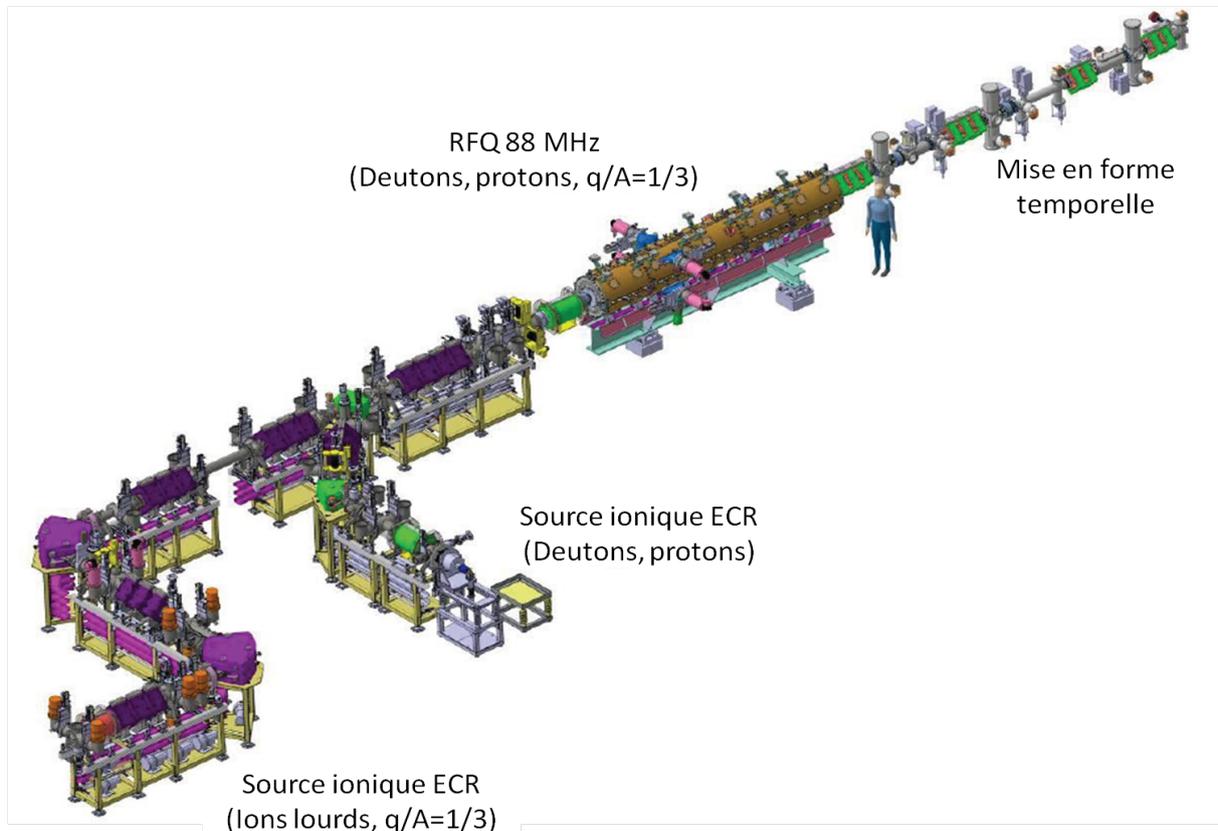


Figure 3.1: Vue d'ensemble de la ligne optique en amont du LINAC. A chacune des sources est associée une ligne basse énergie (LBE), les différentes lignes se rejoignent avant un RFQ dont le rôle est de donner une structure temporelle au faisceau et de l'accélérer jusqu'à 0,75 A.MeV. La ligne moyenne énergie (LME) permet ensuite l'injection du faisceau dans le LINAC supraconducteur. [162]

3.1.1 Description globale et documentation technique associée

L'accélérateur SPIRAL2 (cf. fig. 3.1), est une ligne de faisceau de 65 mètres de long que l'on peut diviser en plusieurs parties ayant des fonctions propres et pour lesquelles on se référera à la documentation technique associée. Le point de départ de la ligne correspond aux sources ioniques ECR (cf. fig. 3.2), suivi d'un système de pré-accelération et de conditionnement du faisceau composé d'une ligne basse énergie [152] [153] menant à une cavité accélératrice [155], puis une partie moyenne énergie [156] située avant l'accélérateur linéaire supraconducteur (LINAC) [157], et enfin une partie haute énergie [158] menant jusqu'aux salles expérimentales. On trouvera une description de l'accélérateur de SPIRAL2 dans la référence [159] ainsi que la liste des paramètres de l'accélérateur dans la référence [160]. Les documents techniques cités incluent les calculs d'optique faisceau et le détail des procédures fines de réglage des équipements. Ces réglages se font par validation successive des fonctions optiques le long de la ligne : obtention du chromatisme, optimisation de l'enveloppe faisceau, etc... On trouvera aussi une description détaillée des procédures de réglage faisceau dans la référence [161].

3.1.2 Injecteur et source ionique

Le point de départ de la ligne optique est appelé l'injecteur. Il comprend une source ionique couplée à une ligne de pré-accélération et de conditionnement du faisceau. Les atomes de faisceau initialement neutres sont injectés dans une source dont l'action consistera à les ioniser jusqu'à la formation d'un état de plasma : un mélange d'ions et d'électrons libres. Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour créer ce plasma :

- **Electromagnétique** : on crée un champ électromagnétique E à l'aide d'un ensemble d'électroaimants pour exciter et arracher les électrons des atomes. Un électron ayant une énergie de liaison B sera arraché dès lors que l'énergie fournie sera supérieure avec $E > B$.
- **Thermique** : l'état d'ionisation est obtenu par chauffage de l'échantillon. L'agitation des particules va provoquer des collisions dont l'énergie va permettre l'arrachage d'électrons du cortège atomique. Plus la température ($E \sim kT$) sera importante et plus les collisions énergétiques permettront d'atteindre un état d'ionisation avancé.

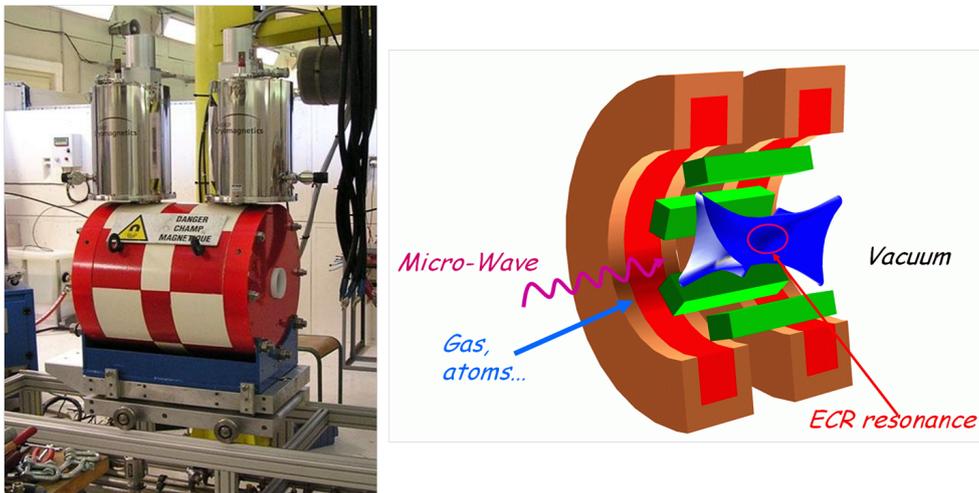


Figure 3.2: Gauche : Source ECR A-Phoenix SPIRAL2 pour les ions $A/q = 3$. Droite : Schéma de principe d'une source ECR. Les bobines (marron) et les aimants (vert) confinent le plasma (bleu). L'onde électromagnétique (rose) entraîne l'ionisation du plasma. [162]

Les sources ECR (Electron Cyclotron Resonance) permettent de confiner ce plasma avec des champs magnétiques intenses créés par deux bobines et un aimant multipolaire. L'injection d'une onde électromagnétique de plusieurs GHz permet l'ionisation des atomes de faisceau qui vont ensuite être extraits du plasma avec un potentiel électrostatique de quelques dizaines de kVolts appliqué au bornes des électrodes d'extraction.

Deux types de sources ECR ont été développés pour le SPIRAL2 (cf. fig. 3.1) :

- **une source de deutons et de protons**, prévue pour la fabrication de faisceaux exotiques par fission induite d'uranium. Elle a été développée à l'IRFU/SACM de Saclay et est déjà opérationnelle.
- **une source d'ions lourds multichargés**, de type A-PHENIX V2 (cf. fig. 3.2) de dernière génération, développée au LPSC de Grenoble à un stade bien avancé.

La source d'ions multichargés de haute intensité du LINAC est caractérisée par son rapport A/q entre le nombre de masse du noyau faisceau et son état d'ionisation. Ce rapport sera

3. L'ACCÉLÉRATEUR DE SPIRAL2 : DE LA SOURCE AU POINT CIBLE DE S³

inférieur ou égal à 3 dans la première phase du LINAC, et permettra de fournir des faisceaux d'ions stables de $A < 40 - 50$ (ex : O_{6+} , Ar_{12+} , ...) à des intensités sans précédent allant jusqu'à $100 \text{ p}\mu\text{A} - 1 \text{ pA}$. Ce choix de faisceau allié à l'utilisation de cibles d'actinides rendra déjà possible une large gamme de réactions. La source d'ion $A/q \leq 3$ est une source ECR qui fonctionnera à une fréquence de 18 GHz (type Phoenix V2) ou 28 GHz (type A-Phoenix) et permettra de produire une large gamme d'ions avec $1 < A/q < 3$. Le RFQ limite le A/q accessible, la tension $V_S \cong \frac{1}{2} \frac{m_0 c^2}{q} \beta^2$ de la source doit être ajustée pour produire un faisceau de vitesse réduite adapté à l'entrée du RFQ soit $\beta \simeq 6,553 \cdot 10^{-3}$. Elle peut varier entre 20 kV dans le cas $A/q = 1$ et 60 kV dans le cas $A/q = 3$ avec une grande stabilité.

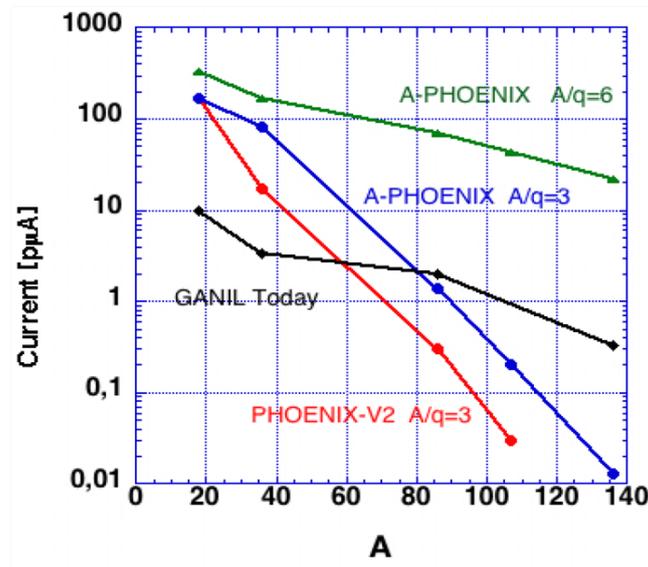


Figure 3.3: Intensités fournies par les différents injecteurs prévus pour l'accélérateur LINAC. Ces intensités sont estimées pour des faisceaux de gaz rares. [9]

Le LINAC a été conçu pour accélérer les ions de rapport $A/q \leq 7$ et permettrait de fournir des faisceaux de hautes énergies avec des masses encore plus importantes (ex : Ca_{8+} , Kr_{14+} , ...) [7]. Cette amélioration est envisagée dans une seconde phase, elle nécessiterait la construction d'un injecteur supplémentaire avec une source ionique et une structure RFQ associée. Notons que le rapport A/q limite les capacités d'accélération et donc l'énergie de sortie maximale, elle sera d'environ 14,5 MeV/u pour $A/q = 3$ et de 9 MeV/u pour $A/q = 6$.

Les intensités de faisceaux dépendent fortement des performances de la source. Les valeurs les plus prometteuses sont prévues avec le mode pleinement opérationnel de la source ionique PHOENIX 28 GHz (SSI/ISN) développée par le LPSC de Grenoble, et avec la source GTS du CEA/SBT de Grenoble. On peut aussi citer les sources VENUS (Etats-Unis) et SECRAL (Chine). Le plus haut courant produit avec la source ionique PHOENIX 28 GHz est de 0,6 pA pour le Xe_{20+} en mode pulsé. Ce faisceau correspond à un courant total de 15 mA extrait de la source et 10,4 mA transmis dans la ligne faisceau pour une émittance estimée à 150 – 200 $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Rappelons que l'émittance en sortie de source doit être inférieure à l'acceptance de la cavité RFQ d'environ 200 $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. On trouvera la liste des faisceaux et intensités disponible pour SPIRAL2 sur la page officielle du GANIL [154]

3.1.3 Section basse energie et mise en forme temporelle

Le flux continu en sortie de source doit être adapté temporellement aux conditions d'entrée de l'accélérateur supraconducteur. Une structure intermédiaire de conditionnement appelée RFQ (Radio Frequency Quadrupole [155]), permet de focaliser, de pré-accélérer et de réorganiser le faisceau en paquet afin de l'adapter aux cavités accélératrices qui ne peuvent accélérer les particules que dans certaines phases.

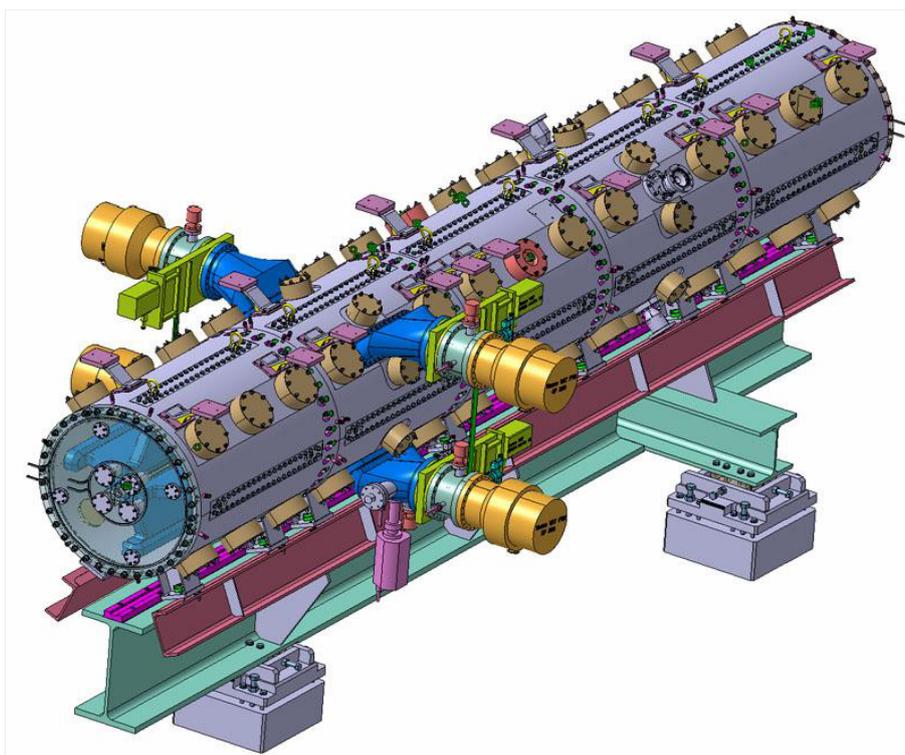


Figure 3.4: Vue générale du RFQ Spiral2 [162].

La structure RFQ correspond à un cylindre de cuivre divisé en quatre tronçons longitudinaux ondulés formant quatre pôles (cf. fig. 3.4). Leur polarisation, inversée par rapport à leurs deux voisins, permet de créer un moment transverse quadripolaire au centre, agissant comme un élément focalisant sur le faisceau. L'organisation temporelle en paquet découle de l'alimentation de la cavité accélératrice RFQ par une onde électromagnétique de fréquence 88 MHz, soit environ 1 ns entre chaque paquet de particules. Un champ électrique longitudinal alternatif va permettre aux particules de se regrouper en accélérant les particules en retard par rapport à la particule au centre de l'ondulation et en décélérant celles en avance. Trois éléments supplémentaires, appelés groupeur ("re-buncher"), sont utilisés dans la ligne moyenne énergie [156] en sortie de la RFQ pour contrôler la mise en forme temporelle jusqu'à l'accélérateur linéaire supraconducteur.

3.1.4 L'accélérateur linéaire supraconducteur LINAC

L'accélérateur linéaire supraconducteur du GANIL [157] constitue la dernière étape avant la distribution du faisceau dans les salles expérimentales (cf. fig. 3.5). D'une longueur d'environ 25 m, il est constitué d'une succession de tubes sous vide placés en ligne droite et mis à des potentiels alternativement positifs et négatifs. Deux tubes successifs seront toujours à des potentiels de signes opposés de telle sorte qu'une particule chargée sera soumise à un champ accélérateur. Cette ligne est composée de deux séries de modules :

3. L'ACCÉLÉRATEUR DE SPIRAL2 : DE LA SOURCE AU POINT CIBLE DE S³

- 12 cryomodules supraconducteurs de type A équipés de cavités supraconductrices adaptées aux basses énergies ($\beta = 0,07$).
- 7 cryomodules accélérateurs de type B équipés de deux cavités supraconductrices adaptées aux hautes énergies ($\beta = 0,12$).

Entre chaque module, un doublet de quadripôles focalisant et une boîte de diagnostics faisceau sont intercalés. Ces boîtes de diagnostics comprennent un système de pompage, et l'instrumentation nécessaire au contrôle de la position, de la forme et de l'intensité du faisceau. On trouvera une étude détaillée, ainsi que les résultats des tests des modules accélérateurs supraconducteurs, dans la thèse de doctorat de David Longuevergne [163].

A la sortie du LINAC, le faisceau empreinte des lignes hautes énergies (LHE) [158] pour être distribué à trois endroits différents. La première ligne de transport conduit à un arrêt faisceau ; la deuxième transporte le faisceau à la casemate contenant un ensemble cible-source produisant les ions radioactifs ; la troisième ligne adapte et transporte le faisceau jusqu'aux aires expérimentales pour ions stables : "Neutrons For Science" (NFS), et le "Super Separator Spectrometer" (S³).

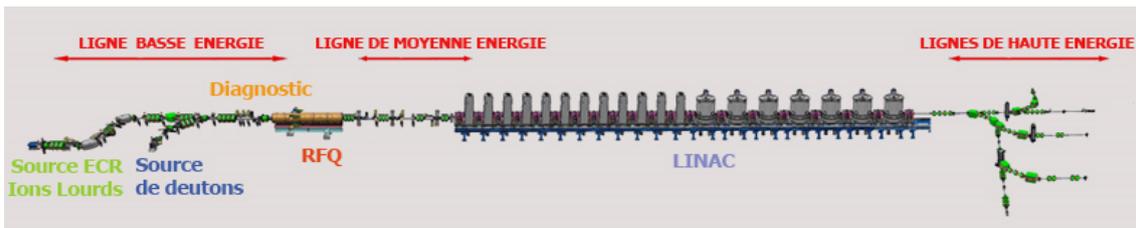


Figure 3.5: Vue d'ensemble de l'accélérateur SPIRAL2 [162].

3.2 Description du faisceau incident et de la station cible de S³

3.2.1 Distribution du faisceau au point cible S³

La Ligne Haute Energie (LHE) va transmettre le faisceau jusqu'à un point focal objet placé avant une bifurcation possible vers les entrées nord et sud de la salle S³. Le contrôle de l'émittance du faisceau au point cible de S³ implique l'utilisation d'un système de fentes et de collimateurs permettant de couper certaines parties divergentes du faisceau, principalement en direction horizontale, en limitant la dispersion angulaire et en moments. Dans cette optique, un système de collimateurs et de dégradeurs a été installé au point focal objet situé en sortie du LINAC. Le faisceau est transmis vers un point image équipé d'un "groupeur", après être passé par deux plans dispersifs magnétique équipés de systèmes de fentes (cf. 3.6). La distribution intrinsèque en énergie du faisceau au point cible est principalement issue de l'emittance en sortie de source. Celle-ci peut avoir plusieurs origines comme : les collisions avec le gaz résiduel à l'extraction de la source, un défaut de stabilité de la tension source ($\frac{\delta V}{V} \sim 10^{-4}$), ou encore la présence d'un gradient de potentiel dans la zone d'ionisation. La ligne optique ajoute aussi sa contribution, on parle de facteur de dispersion qui est une propriété intrinsèque de la ligne. Dans l'ensemble des simulations effectuées, on a considéré une dispersion angulaire de 1 mrad (RMS) ainsi qu'une dispersion de 0,2% (RMS) en énergie.

Un phénomène de halo entourant le faisceau peut se former de façon particulièrement importante dans le cas des très hautes intensités, il est directement relié à la problématique de

la qualité du vide dans la ligne optique [166]. Au contact du faisceau, le gaz résiduel joue le rôle de source d'électrons libres. Ces électrons peuvent être capturés par les ions du faisceau, et provoquer un changement de l'état de charge et de la distribution de rigidité magnétique qui se traduira par l'apparition d'un halo dans les zones dispersives.

L'extraction du gaz dans les tubes utilise un puissant système de pompage visant à atteindre un vide moyen de 5.10^{-8} mbar, soit environ 10 milliards de fois plus faible que la pression atmosphérique. Ce vide extrême permet de limiter les recombinaisons électroniques, et donc les changements d'états de charge, pour moins de 1% d'un état de charge d'un noyau donné. Cette problématique du vide est valable pour l'ensemble de la ligne optique, particulièrement au niveau de point cible de S^3 où les interactions faisceau-cible sont à l'origine d'un dégazage important dégradant la qualité du vide, mais aussi au niveau du triplet ouvert (cf. section 4.3.1) prévu pour la rejection du faisceau primaire.

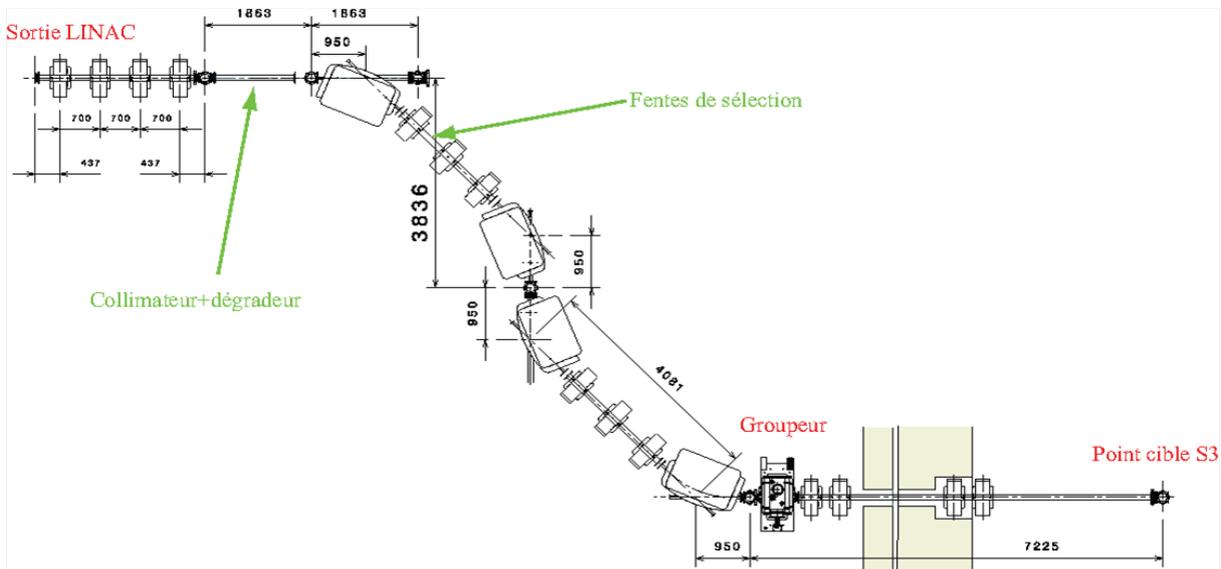


Figure 3.6: Ligne optique entre le LINAC et le point cible de S^3 [164].

3.2.2 Stations pour cibles stables ou radioactives

Les faisceaux de très hautes intensités délivrés par le LINAC nécessitent que la cible puisse supporter de très grandes puissances. Le fait que S^3 puisse supporter la totalité du faisceau primaire est un sujet important qui nécessite d'être vérifié. Il existe plusieurs contraintes limitant l'intensité maximale du faisceau incident. La principale est la limite thermique supportable par la cible. Il est parfois possible de complexer les éléments cible en molécule ayant un point de fusion situé à plus haute température (exemple complexation du Pb en PbS). L'énergie déposée peut aussi être dissipée en répartissant la puissance sur une plus grande surface via l'utilisation d'une cible rotative comme c'est le cas pour S^3 .

Afin d'étaler au maximum la puissance sur une plus grande surface et respecter la contrainte thermique imposée par les points de fusion des matériaux utilisés, la tache du faisceau incident est balayée verticalement sur une cible elle même rotative. Le balayage est rendu possible par l'utilisation conjointe de deux dipôles électriques. La vitesse de rotation de la roue sur laquelle est placée la cible permet, par dissipation de l'énergie, de réduire la température maximum atteinte et donc l'endommagement due à l'effet des radiations. Nous verrons dans la

3. L'ACCÉLÉRATEUR DE SPIRAL2 : DE LA SOURCE AU POINT CIBLE DE S³

section 5.7 que le contrôle de l'extension de la tache faisceau est crucial pour la résolution en masse du spectromètre dans la mesure où le plan focal final est l'image exacte du point cible. Cette tache peut avoir 2 géométries (cf. Section 1.5) :

- une forme gaussienne en x et en y avec des écarts types $\sigma_X = 0,5$ mm et $\sigma_Y = 2,5$ mm.
- une forme gaussienne en x avec un écart type $\sigma_X = 0,5$ mm et une extension uniforme en y de $\Delta_Y = 1$ mm ($\sigma_Y = 0,5$ mm).

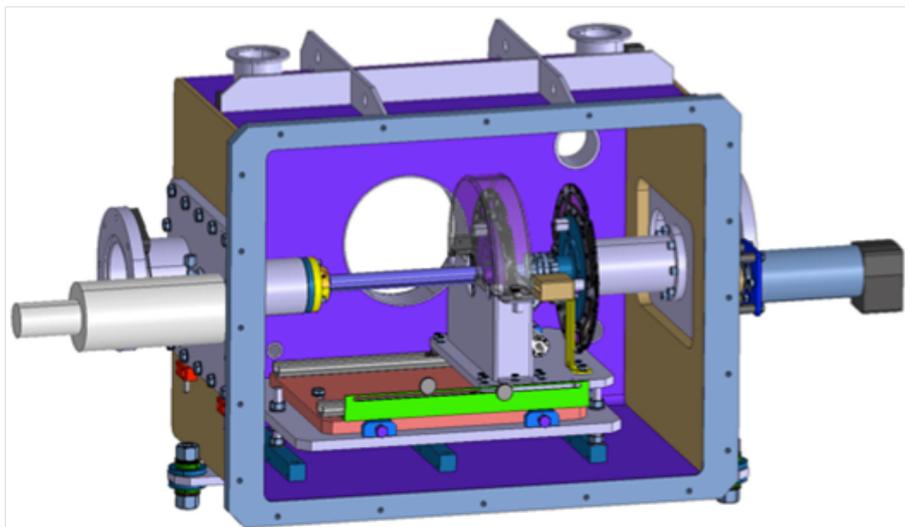


Figure 3.7: Station prototype pour cibles rotatives radioactives. [165]

La station cible peut être placée dans un espace de trois mètres séparant le dernier quadripôle de focalisation de faisceau primaire en amont de la cible et le premier multipôle de S³. Cet espace contient la boîte de la cible rotative (cf. fig. 3.7) entourée de valves rapides d'isolation à vide, mais contient aussi des détecteurs pour le diagnostic du faisceau, ainsi que les dipôles permettant le balayage vertical du faisceau sur la cible.

Deux stations sont envisagées, elles constituent des supports rotatifs pour les différents matériaux cible :

- Une station large pour les cibles stables correspondant à une roue de 36 cm de rayon permettant une vitesse de rotation supérieure à 3000 tpm.
- Une station plus petite pour les cibles radioactives d'actinides correspondant à une roue de 8 cm de rayon permettant des vitesses de rotation allant jusqu'à 5000 tpm.

Les cibles stables (ex : Pb ou Sn) ont une épaisseur d'environ $300 - 500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Elles sont produites via un processus d'évaporation sur un support, ou "backing", d'environ $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de carbone permettant la tenue thermique et/ou mécanique des cibles très fines ne pouvant pas être auto-portées. Ce backing est situé en amont de la cible.

Côté aval, on effectue un dépôt de carbone de $5 - 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, constituant une couche protectrice permettant de limiter le phénomène de "sputtering" correspondant à l'expulsion d'éléments de cible dans la direction du spectromètre. Il permet aussi d'augmenter l'émissivité de surface de la cible pour favoriser son refroidissement.

3.2 Description du faisceau incident et de la station cible de S³

Les cibles radioactives sont conçues par électro-déposition de l'actinide ($200 - 500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) sur un support de $1,5 - 2 \mu\text{m}$ de titane beaucoup plus résistant thermomécaniquement que le carbone¹. Des développements sont actuellement en cours pour permettre de déposer des couches protectrices de carbone sur les cibles d'actinides. L'idée est de réduire au maximum leur épaisseur afin de minimiser le dépôt d'énergie inutile. Un prototype pour les cibles d'actinides [167] a été testé au GANIL (cf. fig. 3.8), les premiers résultats ont validé leur faisabilité mais nécessitent des tests de résistance pour les plus hautes intensités. Un contrôle continu de l'intégrité de la cible est prévu à l'aide de différents diagnostics, notamment par le biais d'un canon à électron.

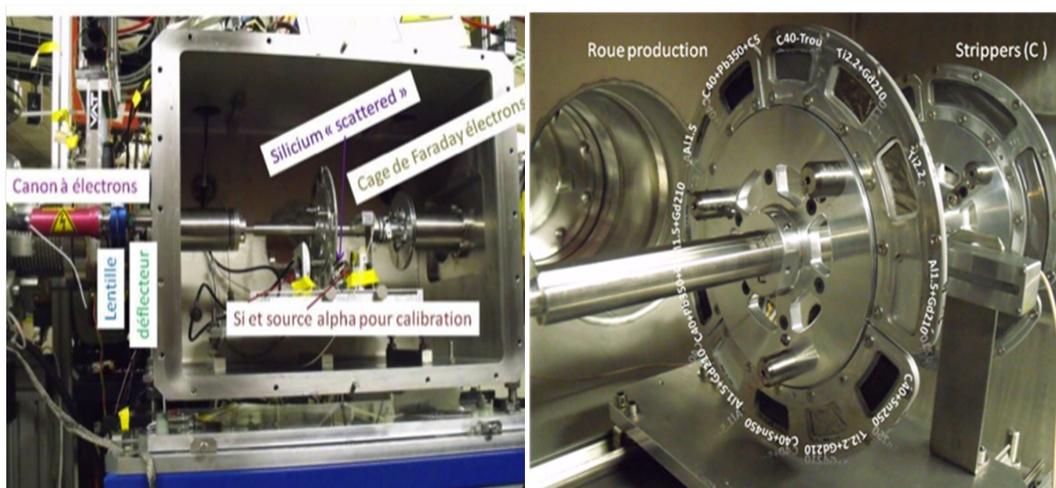


Figure 3.8: Station prototype pour les cibles d'actinides testé au GANIL. [165]

¹D'autres matériaux comme le diamant sont à l'étude pour leur propriétés thermomécaniques

Chapitre 4

Le Super Spectromètre Séparateur S^3

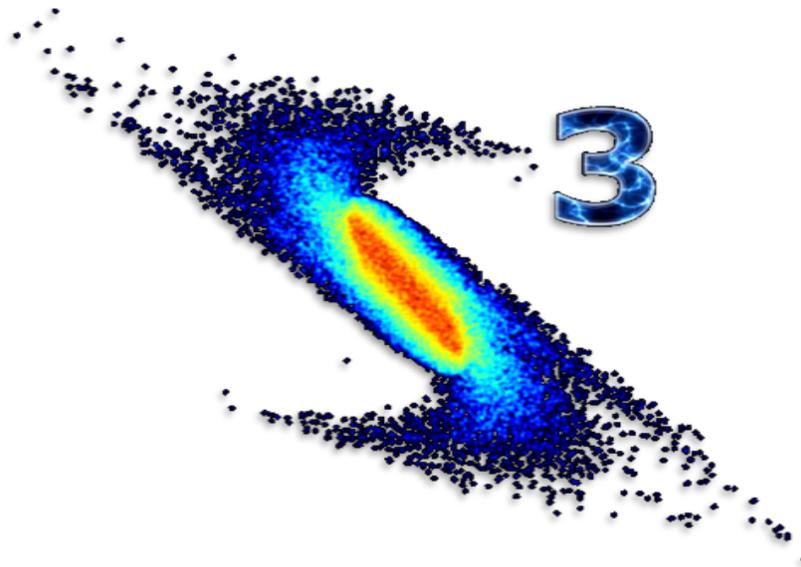


Figure 4.1: Distribution dans l'espace YY' de l'état de charge central du ^{100}Sn au plan focal final avec rotation de 45°

*Et, le prisme à la main, l'audacieux Newton
Des diverses couleurs distingua chaque ton.*

Jacques Delille, Trois règ. IV

4.1 Optique de spectromètres et séparateurs pour la physique nucléaire

4.1.1 Fonctions principales

Le développement des spectromètres et séparateurs a été poussé par la nécessité croissante d'étudier des événements physiques de plus en plus rares parmi un niveau de bruit croissant. Ces instruments présentent deux fonctions distinctes et permettent essentiellement de purifier et d'analyser les produits de réactions nucléaires [168] :

- une fonction de séparateur dite de **rejection** : primordiale dans l'étude d'événements rares, elle permet une première sélection des événements d'intérêts avec l'élimination du faisceau primaire et d'une partie des réactions parasites en assurant la séparation spatiale des différents types de noyaux ;
- une fonction de spectromètre dite de **mesure** : utilisant un système de détection comme une station d'implantation et de décroissance permettant l'identification de l'ion sélectionné. Elle mesure par exemple des grandeurs cinématiques et des trajectoires en permettant de reconstruire une résolution en charge ou en masse.

4.1.2 Séparation avec des dipôles magnétiques et/ou électrostatiques

Les différentes catégories de spectromètres utilisent des techniques de séparation basées sur la création de zones dispersives par des dipôles magnétiques ou électriques. Les dipôles permettent d'incurver la trajectoire des ions et de les séparer suivant des grandeurs appelées *rigidité magnétique et électrique*, respectivement proportionnelles au moment et à l'énergie, et inversement proportionnelles à la charge. Elles rendent possible la séparation entre les noyaux d'intérêts et les noyaux du faisceau grâce à leur cinématique très différentes.

Nous allons voir comment régler les champs électriques (E) et magnétiques (B) des dipôles afin de pouvoir sélectionner un ion selon sa "rigidité" et le maintenir sur la trajectoire de référence du spectromètre-séparateur. On trouvera une très bonne introduction aux concepts de base du transport de particules chargées dans des champs électromagnétiques dans les cours de B. Jacquot (GANIL) [169] et de W. Mittig (MSU) [170].

4.1.2.1 L'équation de Newton-Lorentz

Fondamentalement, les techniques de séparation utilisent les forces électromagnétiques pour modifier la trajectoire des ions. La dynamique d'une particule chargée dans un champ électromagnétique peut être caractérisée par un triplet de valeur (m, q, \vec{v}). Elle est donnée par l'équation de Newton-Lorentz :

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d[m\gamma\vec{v}]}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.1)$$

De façon analogue à l'optique de verre où la lumière peut être dispersée et mise en forme par des prismes et des lentilles, l'optique de particules chargées s'effectue avec des éléments électromagnétiques aux principes similaires. Les champs électriques et magnétiques homogènes permettent, tel un prisme, une courbure des particules chargées. De même les quadripôles agissent comme des lentilles pour focaliser ou de défocaliser les particules.

Les deux types de champs peuvent être utilisés pour guider les particules le long de la ligne optique d'un séparateur. Pour donner une idée générale de l'optique des particules

chargées, on pourrait dire que les forces électriques sont utilisées pour accélérer et dévier les particules chargées (protons, électrons, ions ...) de faibles énergies, et que les forces magnétiques permettent de dévier les particules chargées de hautes énergies. Nous allons voir comment ces champs sont utilisés pour incurver la trajectoire des ions en agissant comme des éléments dispersifs, de façon analogue à un prisme dispersant la lumière pour former un spectre.

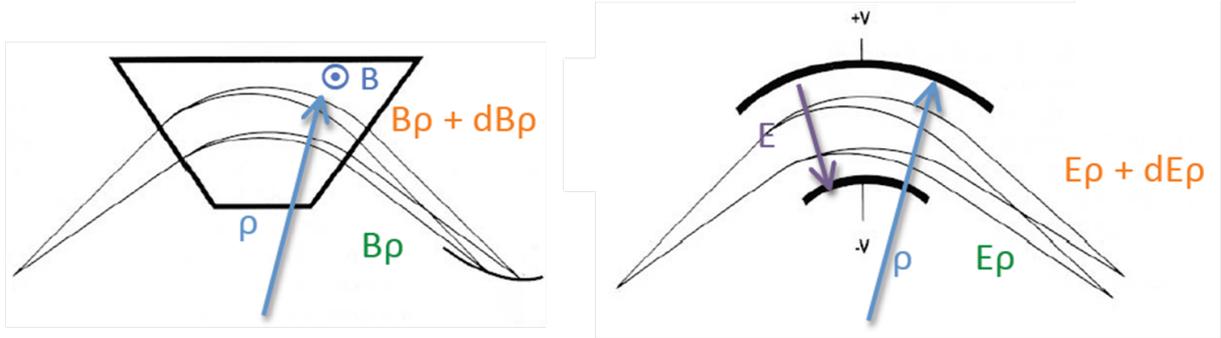


Figure 4.2: Schémas décrivant le principe d'un dipôle magnétique (à gauche) et électrostatique (à droite) pour 2 charges et 2 énergies différentes.

4.1.2.2 Dispersion magnétique

Une particule évoluant dans un champ magnétique \vec{B} uniforme et transversal ($\vec{v} \perp \vec{B}$), se déplace selon une trajectoire circulaire et uniforme dont le rayon de courbure est déterminé par l'équilibre entre la force centrifuge et la force de Lorentz :

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \text{ avec } \vec{p} = \gamma m \vec{v} \text{ et } \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{|\vec{v}|^2}{R} e_r \quad (4.2)$$

$$\frac{\gamma m v^2}{R} = q |\vec{v}| \cdot |\vec{B}| \text{ soit } R = \frac{\gamma m v}{q B} \quad (4.3)$$

On définit la **rigidité magnétique** $B\rho = \frac{\gamma M v}{q} = \frac{p}{q}$ (en Tesla.mètre),

associée au rayon de courbure ρ d'un ion (m, v, q) dans un champ magnétique B donné. Concrètement, pour un dipôle de rayon de courbure (mécanique) R_m donné, on pourra sélectionner les particules ayant une rigidité magnétique $B\rho$ en ajustant le champ magnétique à la valeur $B_M = B\rho/R_m$ (cf. fig. 4.2). Ainsi, une distribution de particules ayant une dispersion en moment δ_p et donc une distribution en rigidité magnétique $B\rho = \frac{p}{q}$ va subir l'effet dispersif du champ en traversant le dipôle magnétique.

Cette technique est utilisée dans les **spectromètres magnétiques** (Ex : [FRS \[171\]](#), [BigRIPS \[172\]](#), [LISE](#), [A1900 \[174\]](#)).

4.1.2.3 Dispersion électrique

Le même raisonnement peut être appliqué à une particule évoluant dans un champ électrique \vec{E} , de norme constante et transversale ($\vec{v} \perp \vec{E}$). Le mouvement suit une trajectoire circulaire et uniforme dont le rayon de courbure est déterminé par :

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E}) \text{ avec } \vec{p} = \gamma m \vec{v} \text{ et } \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{|\vec{v}|^2}{R} e_r \quad (4.4)$$

$$\frac{\gamma mv^2}{R} = q |\vec{E}| \text{ soit } R = \frac{\gamma mv^2}{qE} \quad (4.5)$$

On définit la **rigidité électrique** $E\rho = \frac{\gamma mv^2}{q} = \frac{pv}{q}$ (en Volt.mètre),

associée au rayon de courbure ρ d'un ion (m, v, q) dans un champ électrostatique E donné. Concrètement, pour un dipôle de rayon de courbure (mécanique) R_E donné, on pourra sélectionner les particules ayant une rigidité électrique $E\rho$ en ajustant le champ électrique à la valeur $E_m = E\rho/R_E$ (cf. fig. 4.2). Ainsi, une distribution de particules ayant une dispersion en vitesse et donc une distribution en rigidité électrique $E\rho = \frac{pv}{q}$ va subir l'effet dispersif du champ en traversant le dipôle électrique. On parle aussi de dispersion en énergie dans la mesure où $E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}pv$. Cette technique est utilisée dans les **spectromètres électrostatiques**.

4.1.2.4 Filtre de vitesse

Un filtre de vitesse, ou filtre de Wien [173], permet une sélection en vitesse des noyaux par l'utilisation simultanée de champs électriques et magnétiques perpendiculaires entre eux et par rapport à la direction du faisceau. Le bilan des forces, électrique $\vec{F}_E = q\vec{E}$ et magnétique $\vec{F}_B = q(\vec{v} \times \vec{B})$ s'écrit :

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_B = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.6)$$

L'action des forces s'annule pour $v = \frac{E}{B}$ et seule la trajectoire des ions ayant cette vitesse ne sera pas défléchiée par le filtre. En pratique on ajuste les champs \vec{E} et \vec{B} pour sélectionner la vitesse de l'ion d'intérêt. Notons que la vitesse d'un noyau ne dépend pas de son état de charge, ce qui implique une transmission similaire pour tous les états de charge contrairement aux techniques de séparation précédentes.

4.1.2.5 Spectromètre en masse

Une séparation en masse sur charge m/q est possible [175] [176] en utilisant deux des trois éléments que nous venons de présenter : dipôle magnétique, dipôle électrique et filtre de Wien. Un filtre de Wien peut être utilisé pour créer une dispersion en vitesse que l'on peut compenser avec un dipôle magnétique en mv/q pour obtenir une dispersion en m/q au plan focal. Le même effet peut être obtenu en créant une dispersion en énergie $E\rho = \frac{mv^2}{q}$ avec un dipôle électrique, puis en utilisant dipôle magnétique pour une compensation en $B\rho = \frac{mv}{q}$ ne laissant que la dispersion en m/q pour une vitesse donnée. Les deux techniques sont possibles mais diffèrent largement en terme de résolution en masse. Le filtre de Wien permet une sélection en vitesse indépendante de la charge, il permet une transmission importante ainsi qu'une très bonne réjection. Cependant, la très faible dispersion induite par les champs du filtre ne permet pas d'avoir une résolution en masse importante. Elle reste inférieure à celle obtenue avec 2 dipôles, et le contrôle des aberrations est mécaniquement difficile à mettre en oeuvre. La prise en compte de cette différence est l'un des arguments ayant permis de définir la structure optique du spectromètre de masse de S^3 (cf. Section 4.3.2).

4.2 Inscription de S^3 dans le contexte des instruments existants

4.2.1 Les différentes catégories de spectromètres

Les spectromètres sont des instruments de détection utilisant les techniques de séparation que nous venons de présenter. Ces éléments dispersifs que sont les dipôles peuvent être utilisés

de façon individuelle mais la plupart des systèmes utilisent conjointement plusieurs dipôles, électrique et/ou magnétique, afin d'amplifier ou de compenser les effets dispersifs. On peut par exemple associer deux dipôles pour additionner les dispersions en moment à condition de les placer dans le même sens avec un nombre pair de plans focaux (incluant zéro). A l'opposé, on peut annuler la dispersion en moment en un point dit "achromatique" en associant deux dipôles dans le même sens avec un nombre impair de plans focaux, ou deux dipôles en sens opposés avec un nombre pair de plans focaux.

Les spectromètres ne permettent pas en pratique d'effectuer une mesure directe de A , Z , q ou E , mais plutôt une mesure des $B\rho$, $E\rho$ et m/q via la distribution en position des ions au plan focal :

- spectromètre magnétique : permet de mesurer la rigidité magnétique $B\rho$ via la distribution en position des ions au plan focal ;
- spectromètre électrostatique : permet de mesurer la rigidité électrique $E\rho$ via la distribution en position des ions au plan focal ;
- spectromètre électromagnétique : permet de mesurer le rapport m/q via la distribution en position horizontale des ions au plan focal ;
- spectromètre magnétique isochrone : permet de mesurer le rapport m/q via une mesure de temps de vol relative ;
- filtre de Wien : permet une mesure par sélection de la vitesse via la distribution en position des ions au plan focal.

Les distributions de positions d'ions au plan focal doivent être suffisamment séparées pour pouvoir leur assigner sans ambiguïtés des valeurs de $B\rho$, $E\rho$, m/q . La qualité de cette séparation est quantifiée par la notion de *résolution*.

4.2.2 Caractérisation des performances d'un ensemble spectromètre-séparateur

La nécessité d'une fonction de séparateur est directement liée aux limitations techniques de la détection dans la mesure où il est techniquement impossible de traiter l'ensemble des particules produites. Les performances d'un séparateur et du système de détection peuvent être décrites à partir de quelques grandeurs expérimentales : N et n étant respectivement les nombres de particules incidentes sur la cible et de particules détectées, mais aussi N_i et n_i étant respectivement les nombres de noyaux d'intérêts produits au point cible et détectés. Ces grandeurs nous permettent de définir l'efficacité, la sélectivité et la sensibilité d'un spectromètre-séparateur :

- L'**efficacité** $\epsilon = n_i/N_i$ est une grandeur associant la qualité de la transmission $T_{spectro}$ des noyaux d'intérêts à travers le séparateur ainsi que l'efficacité $\epsilon_{detector}$ de la détection tel que : $\epsilon = \epsilon_{detector} \times T_{spectro}$. Lors d'une expérience, cette grandeur est déduite à partir du nombre de noyaux effectivement détectés avec une estimation du nombre de noyaux produits se basant sur une hypothèse de section efficace. De même, les sections efficaces expérimentales mesurées sont souvent données à une hypothèse de transmission près lorsque la transmission absolue du séparateur n'est pas connue. Lorsque l'efficacité d'un spectromètre est mesuré, une déduction de la transmission absolue nécessite de connaître au préalable l'efficacité absolue du système de détection ;
- La **sélectivité** $\Sigma = N/n$ est une grandeur décrivant la qualité de la rejection du faisceau par le séparateur ainsi que la sélection supplémentaire donnée par les techniques

d'identifications tel que : $\Sigma = \text{Rejection}_{\text{Spectro}} \times \text{Supression}_{\text{Detecteur}}$. On parle de haute sélectivité lorsque le nombre de noyaux n détectés est très petit devant le nombre N de noyaux incidents sur la cible. Par exemple, pour une intensité de faisceau incidente de l'ordre de 10^{14} part/s pour le LINAC, une réjection du faisceau primaire de l'ordre de 10^{13} part/s (cf. spécifications section 1.5) entrainera la transmission de 10 part/s soit une sélectivité de $\Sigma = 10^{14}/10 = 10^{13}$. Mais la notion de sélectivité englobe aussi l'élimination d'une partie des noyaux restant par le biais des techniques usuelles d'identifications et de mesures en coïncidences (utilisation conjointes de techniques de coïncidence $\gamma - \gamma$, $\gamma - e^-$, $\gamma - e^- - \alpha$, et d'identification dE/E, ToF/E, ...) (cf. Chapitre 7) ;

La *transmission* du séparateur est déterminée par le pourcentage de la distribution de noyaux d'intérêt donné en sortie de cible transmis jusqu'au plan focal de détection. Au premier ordre, la transmission est liée à son *acceptance*, quantifiant l'impact des limites géométriques du séparateur sur la transmission de particules ayant une dispersion angulaire et en moment importante. Cette acceptance dépend de l'angle solide d'ouverture en entrée du spectromètre séparateur et de la géométrie des éléments optiques

On parle d'acceptance en angle et en moment pour designer la plage des angles et des moments transmise par le séparateur. De plus, les noyaux n'ont pas nécessairement les mêmes états de charge et donc les mêmes rigidités électrique et magnétique : on parle acceptance en états de charge (cf. section 4.2.3) qui, alliée à l'acceptance en moment, prend la forme *d'acceptance en rigidité électrique et magnétique*. Cette lecture de l'acceptance est plus pertinente dans la mesure où ce sont principalement les dispersions créées par les dipôles qui sont à l'origine de ces coupures d'acceptances.

La transmission dépend de la cinématique de réaction que l'on dit *symétrique* ou *asymétrique* selon la différence de masse entre le projectile et la cible. Les réactions asymétriques utilisant un faisceau léger sur une cible lourde induisent des distributions de noyaux de reculs ayant une grande dispersion en angle et en énergie limitant leur transmission. Les réactions en cinématique *inverse* utilisant un faisceau d'ions lourds sur une cible légère ont par contre l'avantage d'être mieux focalisées. Les produits sont émis en avant dans un cône angulaire réduit et à haute énergie, permettant ainsi une meilleure transmission. Mais hormis le problème des faibles intensités actuellement disponibles pour les faisceaux d'ions lourds, la difficulté est d'assurer la rejection du faisceau et des éléments de quasi-faisceau par rapport aux résidus d'évaporation. Les résidus sont produits à haute énergie et cette séparation devient d'autant plus difficile que les énergies de ces noyaux, et donc les rigidités, sont proches. Le développement de sources permettant d'obtenir des faisceaux d'ions lourds de hautes intensités, alliée à des séparateurs assurant une haute réjection ainsi qu'une sélection en masse, devrait permettre un regain d'intérêt pour les réactions en cinématique inverse produisant des reculs de hautes énergies. Ces hautes énergies ont l'avantage de faciliter leur transmission des noyaux d'intérêt jusqu'aux détecteurs d'implantations, à travers les détecteurs de trajectoires (cf. Chapitre 7), ou permettrait d'effectuer leur étude par excitation coulombienne après passage à travers une feuille de matière.

4.2.3 Séparateurs à gaz et à vide

On présente les deux types de séparateurs à gaz et à vide utilisés pour les expériences de fusion-évaporation.

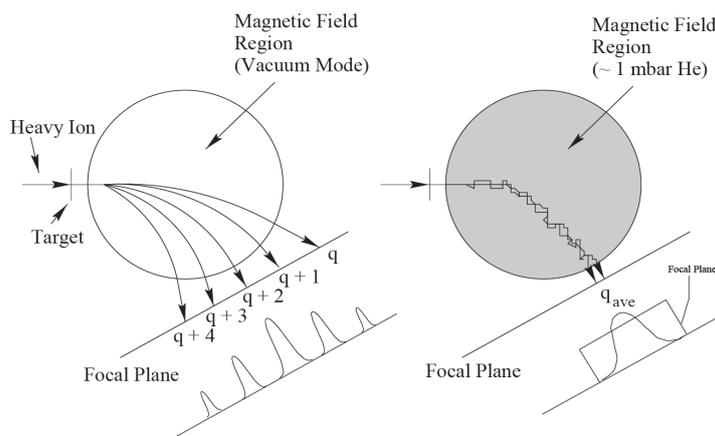


Figure 4.3: Comparaison des trajectoires de différents états de charge d'une même espèce d'ion dans une zone de champs magnétique pour un séparateur à vide et un séparateur à gaz. [177]

4.2.3.1 Séparateur à gaz

Dans un séparateur remplie avec un gaz [178] (cf. tableau 4.4), les noyaux d'intérêt vont subir des processus d'échange de charge lors des collisions avec un gaz¹. La distribution d'états de charge en sortie de cible va progressivement se réduire en un seul état d'équilibre de tel sorte que les noyaux vont évoluer dans le séparateur avec la même rigidité magnétique et donc suivre la même trajectoire à la dispersion en moment près. L'état de charge moyen est donné par l'expression :

$$\bar{q} = \frac{v}{v_0} eZ^{1/3} \quad (4.7)$$

valable dans le régime de vitesse $1 < v/v_0 < Z^{2/3}$ avec $v_0 = 1/137 c \simeq 2,19 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1}$ la vitesse de Bohr. La trajectoire résultante est définie par la rigidité magnétique telle que :

$$B\rho = \frac{mv}{\bar{q}} = \frac{mv}{[(v/v_0)eZ^{1/3}]} \simeq 0,0227 \times A.Z^{-1/3} [T.m] \quad (4.8)$$

La séparation en rigidité magnétique des séparateurs à gaz s'apparente donc une dispersion en A et en Z, qui est donc indépendante de la charge initiale et de la vitesse au premier ordre. Due aux diffusions multiples sur les atomes de gaz, la trajectoire des ions est fortement perturbée et la résolution en masse est limitée tel que $\frac{\delta M}{M} > 1\%$. Le pouvoir de séparation en masse est alors insuffisant pour séparer différents résidus d'évaporation lorsque différentes voies sont ouvertes et l'identification des noyaux ne peut se faire que par leur cinématique et via leur décroissance radioactive. L'avantage principal de ce type de séparateur est l'extension spatiale réduite des distributions qui permettent une excellente transmission ainsi que l'utilisation de détecteurs de plus petites tailles. Leur utilisation est une réussite pour la synthèse et la spectroscopie de noyaux très lourds et superlourds dans la mesure où les grandeurs de transmission et de réjection sont optimales.

Les séparateurs à gaz ne sont pas adaptés aux réactions de fusion évaporation symétriques ou en cinématique inverse car la différence de rigidité magnétique entre le noyau d'intérêt et le faisceau primaire est généralement trop faible pour pouvoir assurer une rejection suffisante (type de réactions utilisées pour les noyaux déficients en neutrons $Z \leq 60$). L'un des avantages à avoir

¹Par exemple : Hélium à 0,6 mbar dans le cas du spectromètre RITU, (cf. Section. 8.4), ou encore gaz di-hydrogène pour les spectromètres TASCA et DGFRS.

4. LE SUPER SPECTROMÈTRE SÉPARATEUR S^3

un gaz (l'hélium étant le plus adapté) à basse pression dans le séparateur est de permettre un refroidissement continu de la cible. Ce refroidissement rend possible une augmentation de la puissance de faisceau déposée allant jusqu'à un ordre de magnitude par rapport aux séparateurs à vide [185].

4.2.3.2 Exemple de séparateurs à gaz

- TASCAs "The TransActinide Separator and Chemistry Apparatus", à GSI (Darmstadt, Allemagne) [186] [187] ;
- GARIS "GAs-filled Recoil Isotope Separator", à Riken (Japon) [188] [189] [190] ;
- BGS "Berkeley Gas-filled Separator", à Berkeley (Etats-Unis) [191] [192] ;
- RITU "Recoil Ions Transport Unit", à JYFL (Jyväskylä, Finlande) [193] [194] ;
- DGFRS "Dubna Gas-Filled Recoil Separator", (Dubna, Russie) [195] [196] [197] ;
- VAMOS "VARIABLE MOde Spectrometer", en mode gaz au GANIL (Caen, France) [198].

séparateurs à gaz	TASCAs Darmstadt	GARIS Tokyo(Riken)	BGS Berkeley	RITU Jyväskylä	DGFRS Dubna
géométrie*	B q _v q _h	B q _h q _v	q _v B B	q _v B q _h q _v	B q _h q _v
Bromax	3.0 T.m	1.85 T.m	2.5 T.m	2.2 T.m	3.1 T.m
Acceptance Angulaire	5-10 mstrd	22 mstrd	40 mstrd	10 mstrd	10 mstrd
Longueur	4.0m	4.8m	4.7m	4.7m	4.3m
Angle du dipôle magnétique	23°	45°	70°	25°	23°
dispersion (en $M/Z^{1/3}$)	0.6 cm/%	0.78cm/%	1.80 cm/%	1.0 cm/%	0.63 cm/%
Domaine	chimie des superlourds	superlourds	superlourds	très lourds et superlourds	superlourd

* B=dipôle magnétique// q_h= q_h pôle magnétique focalisant en horizontal // q_v= q_v pôle focalisant en vertical

Figure 4.4: Résumé des configurations et performances de différents séparateurs à gaz [169].

4.2.3.3 Séparateur à vide

Comme les séparateurs à gaz, les séparateurs à vide (cf. tableau 4.6) permettent le transport et la séparation des distributions d'états de charge fixés en sortis de cibles. Toutefois, ils ne permettent que le transport d'un nombre limité d'états de charges ce qui limite la transmission, les états de charge extrêmes étant coupés par les limites d'acceptance du séparateur. Comme dans le cas des séparateurs à gaz, les rigidités magnétiques des différents états de charge de faisceau et les noyaux d'intérêt peuvent être superposés, mais leurs rigidités électriques sont alors souvent très différentes ce qui permet une sélection additionnelle par l'utilisation d'un dipôle électrique. Le point fort de ce type de séparateur est de permettre une nette séparation en $B\rho$, $E\rho$ et en m/q , la qualité de cette séparation étant donnée par la notion de **résolution** (ou de pouvoir de résolution).

La séparation de deux distributions gaussiennes voisines au plan focal peut être caractérisée par l'écart

$rmDeltax = | \bar{x}(A \pm 1) - \bar{x}(A) |$ entre leur centroïde et par la largeur totale à mi-hauteur

4.2 InSCRIPTION de S^3 dans le contexte des instruments existants

(LTMH) des distributions reliées à l'écart type σ_x . Dans le cas d'une séparation en masse, les centroïdes des distributions seront distribués au plan focal telle que $\Delta x_A \propto 1/A$ (cf. équation 5.11) et l'écart type ne dépendra pas de la masse en première approximation. Deux masses sont séparées, ou "résolues", dès lors que la séparation des centroïdes est supérieure à la largeur totale à mi-hauteur des distributions soit $\Delta x_A > 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma_x(A)$ (cf. fig. 4.5). En pratique on calcule le pouvoir de résolution pour un isotope de masse A et ses deux voisins $A \pm 1$, puis on fait la moyenne de ces résultats. On définit une masse résoluble limite A_{max} , ou pouvoir de résolution en masse, tel que $\Delta_x(A_{max}) = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma_x(A)$, soit :

$$A_{max} = \frac{|\bar{x}(A \pm 1) - \bar{x}(A)| \times A}{2\sqrt{2\ln(2)} \times \bar{\sigma}_x(A \pm 1, A)} \text{ avec } \bar{\sigma}_x(A \pm 1, A) = \frac{\sigma_x(A \pm 1) + \sigma_x(A)}{2} \quad (4.9)$$

où on utilise la moyenne des largeurs à mi-hauteur des distributions voisines A et $A \pm 1$.

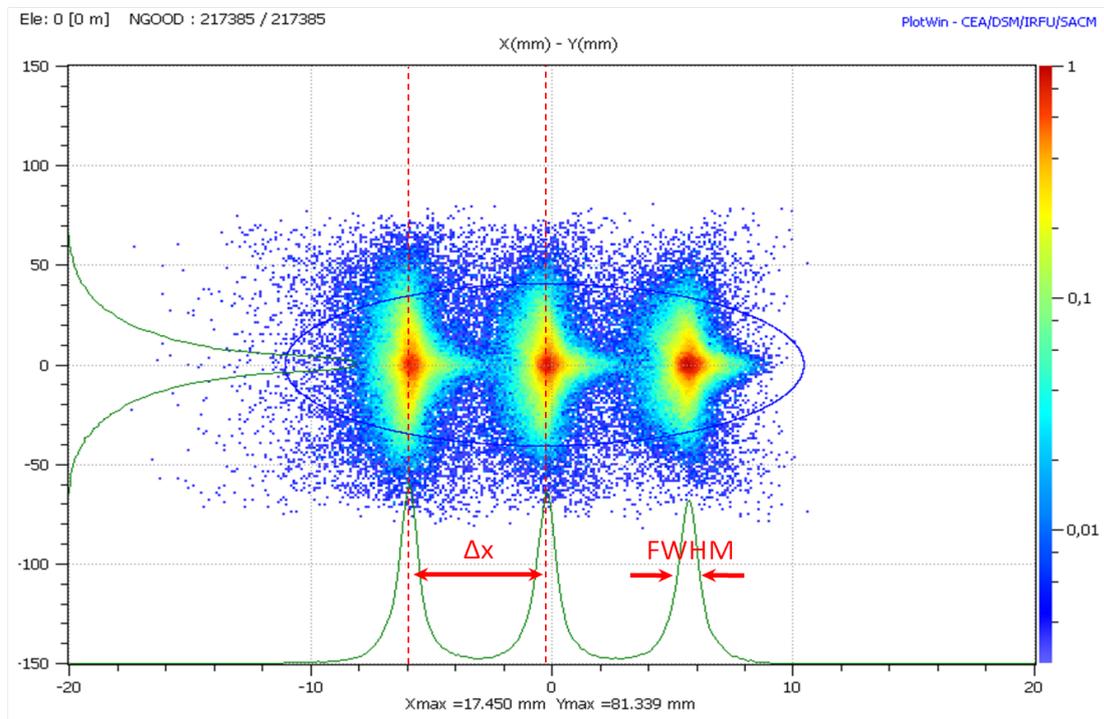


Figure 4.5: Séparation de deux distributions au plan focal d'un séparateur.

Une séparation en m/q au plan focal final permet une séparation isotopique et offre une étape de sélection supplémentaire. La séparation en masse est indispensable lorsque plusieurs voies d'évaporation sont ouvertes à la même énergie de réaction (superposition des fonctions d'excitation de différents isotopes). Cette grandeur est très dépendante de la cinématique de la réaction, via l'émission des produits de réaction, dont l'estimation nécessite au préalable une simulation réaliste des interactions faisceau-cible (cf. Chapitre 2).

4.2.3.4 Exemple de séparateurs à vide

- FMA "Fragment Mass Analyzer", au Argonne National Laboratory [202] [203] [204] [205] [206] ;
- CAMEL, du Laboratoire National de Legnaro (Italie) [240] [207] [208] ;
- HIRA "Heavy-Ion Reaction Analyzer", à NSC (New Delhi) [209] ;

4. LE SUPER SPECTROMÈTRE SÉPARATEUR S^3

- RMS for JAERI "Recoil Mass Separator for Japan Atomic Energy Research Institute" (Tokai-Japan) [210] [211] [212] ;
- Séparateur de masse de recul (RMS), à Oak Ridge National Laboratory [214] [215] ;
- Séparateur électrostatique Vassilissa, au Flerov Laboratory of Nuclear Reactions (FLNR, Dubna, Russie) [181] [182] [183] [184];
- SHIP à GSI (Darmstadt, Allemagne) [179] [180] ;
- CARP "Charge/mass Analyzer for Reaction Products", au Research Center for Nuclear Physics (RCNP, Osaka University) [213] ;
- DRAGON "Detector of Recoils And Gammas Of Nuclear reactions", à TRIUMF (Vancouver) [199] [200] ;
- MARA "Mass Analysing Recoil Apparatus", à l'Université de Jyväskylä (Finland) [201] ;

Spectromètre de masse	FMA Argonne	CAMEL Legnaro	HIRA New Delhi	JAERI RMS Tokai-Japan	RMS Oak Ridge
géométries*	q _n q _v EBE q _n q _v				qq B qq B qq + EBE q _n q _v
Rotation	-5° à +45°	?	?	-5° à +40°	non
Bromax	1.1	1.2	1.4 T.m	1.0 Tm	1.4 T.m
Eromax	10 MV	10 MV	15 MV	20 MV	15 MV
Acceptance Angulaire	5mstrd	5-10mstrd	11 mstrd pour δ=0%	5-15mstrd	#10mstrd
Acceptance en v				±6%	5%
Accept. en M/Q	±4.0%	±4.0%	±4.0%	±4%	4.9%
longueur	8.2m	8.0m	8.6m	9.4m	25m
Angles dipôles	20°(-40°)20°	16° (-36°)16°	16° (-36°)16°	25° (50°)25°	50° 50° 20°(-50°)20°
dispersion (en M/Q)	#1cm/%	#1cm/%	#1cm/%	de 0.5cm/% à 1.5cm/%	#1cm/%
résolution max	1/350	1/250	1/350 pour 1mstrd	1/300	1/450

* B=dipôle magnétique ; E =dipôle électrostatique// qh=qpole focalisant en horizontal// qv= " vertical

Figure 4.6: Résumé des configurations et performances de différents séparateurs à vide [169].

4.2.4 Le projet dans le contexte des instruments existants

L'ambition du projet S^3 est de mener une physique de premier plan en dépassant les performances, en terme d'**efficacité** et de **selectivité** des instruments existants pour les expériences de synthèse et de spectroscopie d'événements rares, qu'ils soient superlourds ou exotiques. Les très faibles sections efficaces propres à ce domaine d'étude nécessitent des faisceaux de très grandes intensités tels que ceux qui pourront être délivrés par le LINAC de SPIRAL2 allant jusqu'à 10^{14} part/s. S^3 est une structure à deux étages permettant la réjection du faisceau, elle allie un achromate en moment de haute acceptance à un spectromètre de masse de haute résolution pour une sélectivité atteignant 10^{13} [216]. La sélection des états de charges les plus peuplés devra permettre d'assurer une transmission de 50% des noyaux d'intérêts produits. La synthèse des noyaux rares par fusion évaporation est souvent en concurrence avec différentes voies parasites et la sélection des noyaux d'intérêt implique de pouvoir effectuer une identification de la masse en séparant géométriquement des isotopes dans un plan focal dispersif en $\frac{m}{q}$. L'objectif de S^3 est permettre de séparer des noyaux de masses voisines allant jusqu'à $A \sim 300$ en rendant possible une sélection des noyaux de masse donnée ainsi qu'une élimination physique des contaminants.

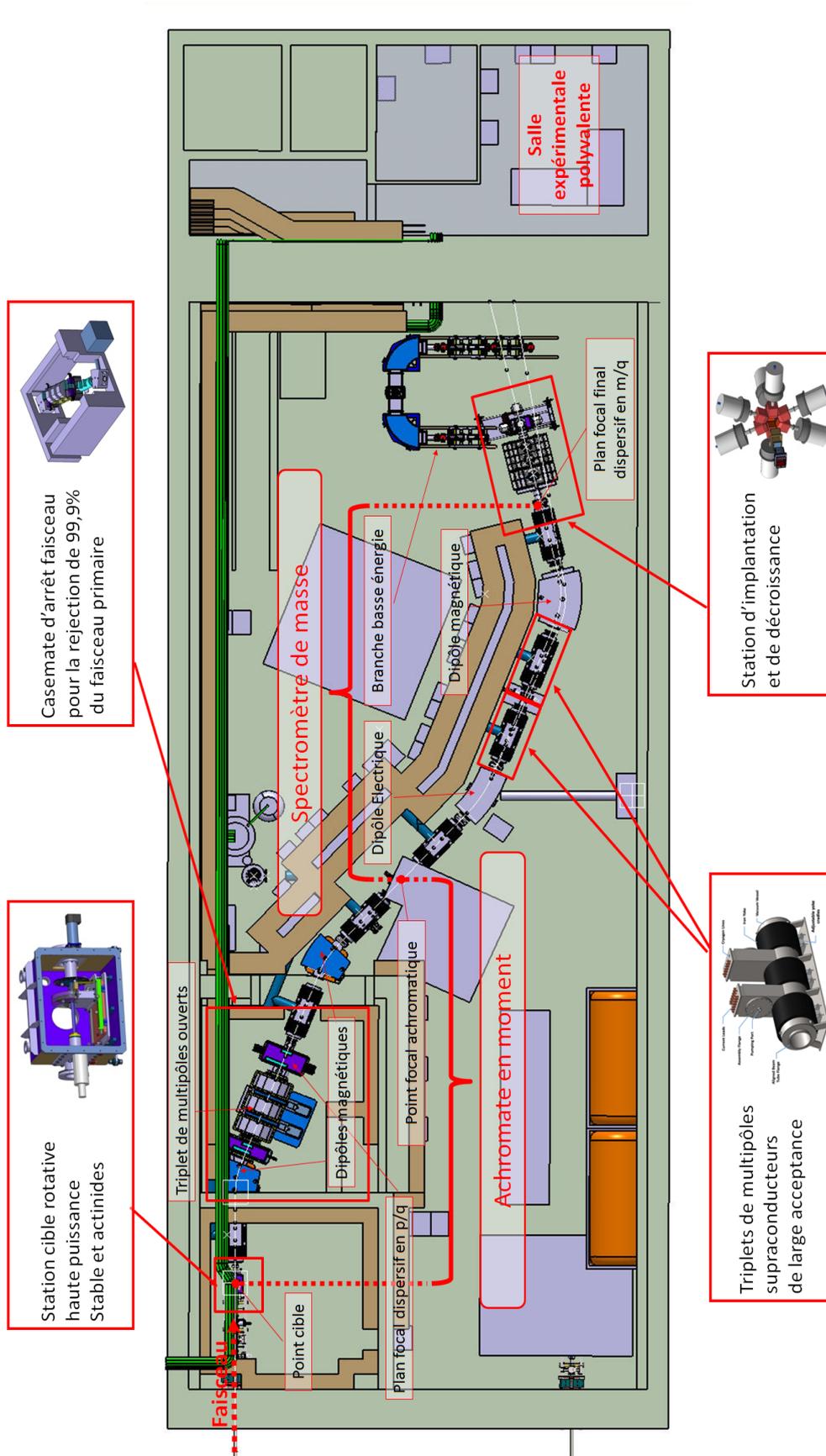


Figure 4.7: Intégration du spectromètre S^3 dans la salle expérimentale, illustrée par l'ensemble des éléments clés.

4.3 Structure optique du super spectromètre séparateur S^3

Le Super Spectromètre Séparateur S^3 [219] [220] doit permettre la sélection d'évènements rares, parmi un ensemble de produits de réactions formés au point cible, et leur transport jusqu'à un point focal final équipé d'un système de détection. Pour remplir cette fonction de sélection, S^3 est conçu en deux étages : un **achromate en moment** (cf. Section 4.3.1) permettant une grande sélectivité et la rejection du faisceau primaire, puis un **spectromètre de masse** (cf. Section 4.3.2) permettant une sélection physique supplémentaire. La symétrie de ces deux parties a été un argument structurant du développement de la structure optique de S^3 en permettant de réduire naturellement les aberrations (cf. Section 5.5.1). Les ions transmis sont finalement implantés dans un système de détection situé au plan focal final (cf. Section 4.6.1).

On présente sur la figure 4.7 l'intégration de spectromètre S^3 dans la salle expérimentale, illustrée par l'ensemble des éléments clés : station cible (cf. Section 3.2.2), triplet de multipôles (cf. Section 4.5), salle d'arrêt faisceau, et les deux systèmes de détection du plan focal final, soit la station d'implantation et de décroissance (cf. Chapitre 7), et la branche basse énergie (cf. Section 4.6.1). On trouvera en annexe 9.5.3 les dessins techniques de S^3 avec l'ensemble des angles et dimensions avec le positionnement de chaque élément de la ligne optique. Notons que toutes les distances prennent en compte l'encombrement des équipements de diagnostic nécessaires (steerers, profileurs de faisceau, valves, ...).

Dans cette section, on décrira la structure du spectromètre d'un point de vue optique, du point cible (objet) jusqu'au plan focal final (image). Afin de guider la lecture, on présente sur la figure 4.8 les trajectoires projetées dans le plan horizontal des différents états de charge d'une distribution de noyaux $^{292}116$ associés à l'expérience clef de synthèse d'élément superlourds.

4.3.1 1er étage : l'achromate en moment

Principe optique :

L'**achromate en moment** est rendu possible par utilisation de deux dipôles magnétiques, déviant dans le même sens et avec un seul point focal intermédiaire, permettant une compensation de la dispersion en moment en un point "achromatique" situé en sortie de ce premier étage (cf. section 4.2.1). La structure optique de l'achromate en moment se décompose en 2 cellules contenant chacune un dipôle magnétique et 2 triplets de multipôles (cf. section 4.5) situés de par et d'autre du dipôle, les deux cellules étant séparées par un point focal dispersif en rigidité magnétique.

Les noyaux d'intérêts synthétisés au **point cible** F_0 (cf. chapitre 2) vont être focalisés par un premier triplet fermé supraconducteur afin d'adapter le profil d'émittence à l'acceptance du premier dipôle magnétique. L'action dispersive en rigidité magnétique du dipôle (cf. section 4.1.2) va ensuite permettre une séparation cinématique entre les noyaux d'intérêts et les autres éléments transmis, en assurant la rejection du faisceau primaire et l'élimination d'une partie des autres produits de réaction. La dispersion est contrôlée par un triplet de multipôles non supraconducteur, conçu ouvert pour rendre possible le transport des états de charge du faisceau vers une zone d'arrêt située hors acceptation (cf. fig. 4.9), en permettant aussi la refocalisation des différents états de charge de noyaux d'intérêts en un plan focal intermédiaire dispersif, ou **point dispersif magnétique** F_1 . Les distributions d'états de charge sont alors spatialement réparties selon leur rapport p/q , et possèdent une extension géométrique minimale.

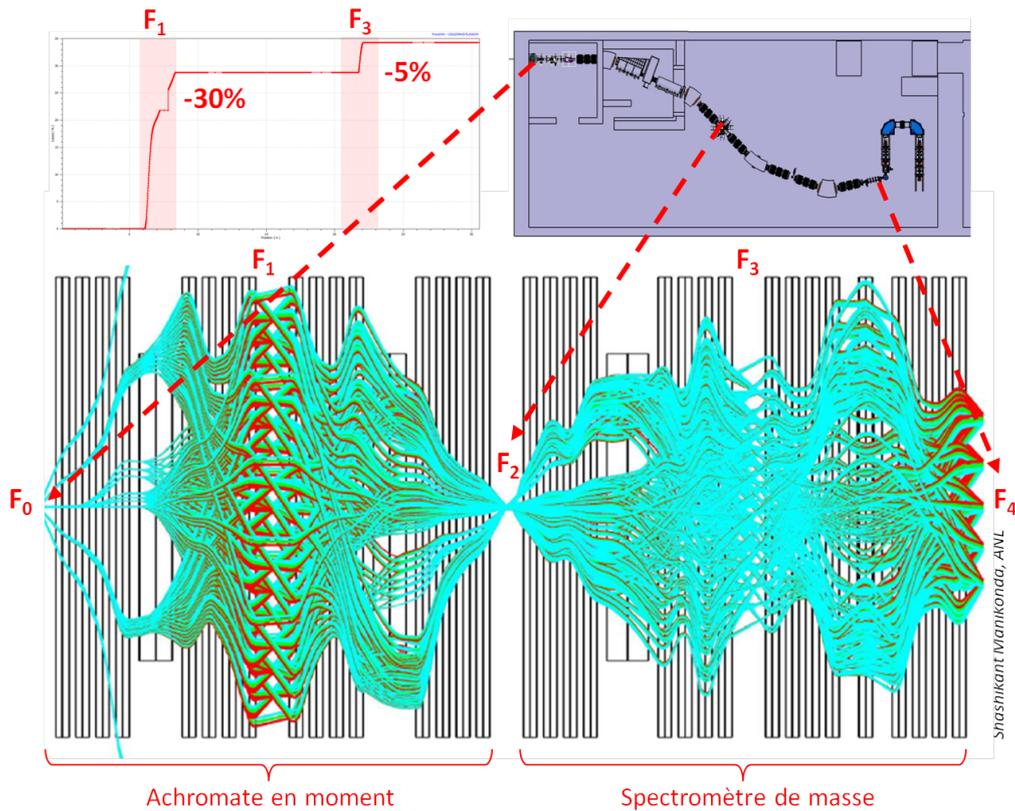


Figure 4.8: Description au 2^{ème} ordre des trajectoires d'une distribution de $^{292}\text{116}$ pour différents états de charge. Les différents point focaux sont reliés à leur position dans le spectromètre. Haut-gauche : exemple d'un profil de perte de transmission obtenu avec TraceWin pour l'état de charge central, on constate que les pertes surviennent majoritairement aux plans focaux dispersifs F_1 et F_3 .

La deuxième cellule est symétrique à la première à la différence près que les deux triplets de multipôles supraconducteurs sont fermés. L'extension géométrique des distributions passe par un minimum en F_1 avant de re-diverger. Cette divergence est contrôlée par le premier triplet permettant d'adapter l'émittance de la distribution de noyaux d'intérêt à l'acceptance du deuxième dipôle magnétique. La dispersion en rigidité magnétique induite par le dipôle de la première cellule va ensuite être compensée par l'action du second dipôle magnétique. Un dernier triplet va finalement permettre la re-focalisation les ions d'intérêts en un **plan focal achromatique** F_2 situé à la fin de ce première étage, en milieu de spectromètre.

La notion d'achromatisme est ici analogue à celle utilisée en optique des lentilles pour les fréquences à la différence qu'elle implique d'annuler des dispersions en moment, en masse et en charge. Après la sélection en rigidité magnétique permise par cet étage, les ions transmis sont donc focalisés en un seul point F_2 pleinement achromatique, image du point cible, mais aussi point objet du second étage, le spectromètre de masse. Les distributions en F_2 sont les reproductions exacte du point objet F_0 au premier ordre, on parle d'une magnification unitaire pour une même extension spatiale. La qualité de la focalisation au plan focal achromatique est contrôlée avec une instrumentation des "profileurs" permettant une mesure des profils d'émittance.

Réjection du faisceau primaire :

Les très hautes intensités de faisceau délivrées par le LINAC nécessitent une importante réjection d'au moins 10^{-3} , soit 99,9% du faisceau dans l'achromate en moment. Les puissances associées peuvent atteindre 50 kW et peuvent causer des dommages importants à tout équipement non protégé². De part leur cinématique très différente des noyaux d'intérêts, les états de charge de faisceau primaire suivent différentes trajectoires en sortie du premier dipôle magnétique. Un triplet de multipôles ouvert a été conçu pour permettre l'extraction de ces états de charge hors de l'acceptance du spectromètre vers des modules d'arrêt faisceau, ou "Beam Dump", situés en amont et au plan focal dispersif magnétique F_1 (cf. fig. 4.9). Cependant, certains états de charge du faisceau primaire possèdent des rigidités magnétiques recouvrant celles des états de charge des noyaux d'intérêts et se retrouvent localisés dans la zone d'acceptance en F_1 . Ces distributions doivent être stoppées par l'utilisation de blocs d'arrêts mobiles, aussi appelés "doigts". La problématique de la réjection du faisceau primaire est la plus critique du projet S^3 , d'un point de vue thermique et d'activation.

Les très hautes intensités en jeux induisent aussi un important phénomène de diffusion sur chaque bloc d'arrêt, notamment sur les blocs d'arrêt mobiles, se propageant dans l'ensemble du spectromètre. Contrairement aux noyaux d'intérêts focalisés en F_2 , les ions de faisceau diffusés sont distribués aléatoirement et peuvent donc être stoppés par l'utilisation d'une ouverture, ou diaphragme, limitant la transmission à une zone de la dimension de l'image achromatique. Cette étape de sélection permet une suppression du faisceau et des polluants diffusés aléatoirement selon le rapport entre les surfaces $(S_{\text{Spectro}} - S_{\text{Diaphragme}})/S_{\text{Spectro}}$.

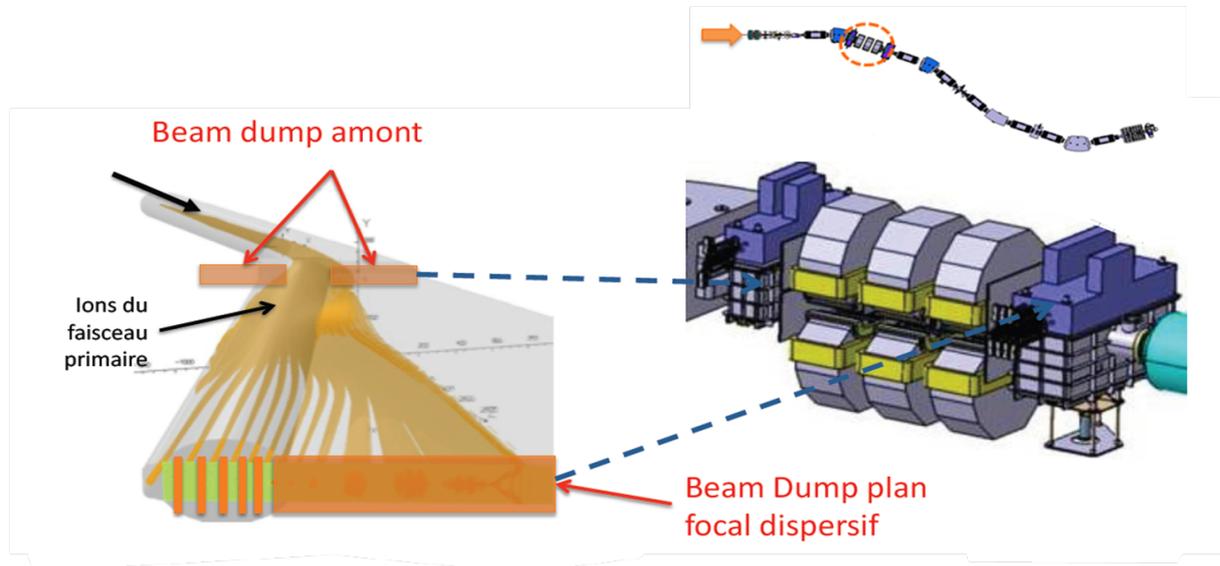


Figure 4.9: Illustration de la réjection du faisceau primaire dans le triplet de multipôles ouvert.

4.3.2 2nd étage : spectromètre de masse

Principe optique :

La seconde moitié du spectromètre est assez semblable à la première à la différence

²C'est notamment le cas du dipôle électrique dont les électrodes sont très sensibles à l'impacte de particules.

qu'elle utilise conjointement un dipôle électrique et un dipôle magnétique pour créer une dispersion en m/q au **plan focal final de détection** F_4 . Sa structure optique se décompose en 2 cellules contenant chacune un dipôle - électrique pour la première et magnétique pour la seconde -, situés entre 2 triplets de multipôles (cf. section 4.5), les deux cellules étant séparées par un point focal intermédiaire. Cette configuration de dipôle, dans le même sens et avec un seul point focal intermédiaire, permet de créer un **séparateur en masse** (cf. Section 4.1.2). La dispersion en énergie engendrée par le dipôle électrique va permettre une séparation en rigidité électrique, dont le maximum sera atteint en un point focal intermédiaire dispersif en pv/q , aussi appelé **point dispersif électrique** F_3 . Cette dispersion en moment est ensuite compensée par l'utilisation d'un dipôle magnétique, laissant un plan focal final pleinement achromatique avec une dispersion en m/q . Notons que la position du plan focal est ajustable avec les champs quadripolaires du dernier triplet.

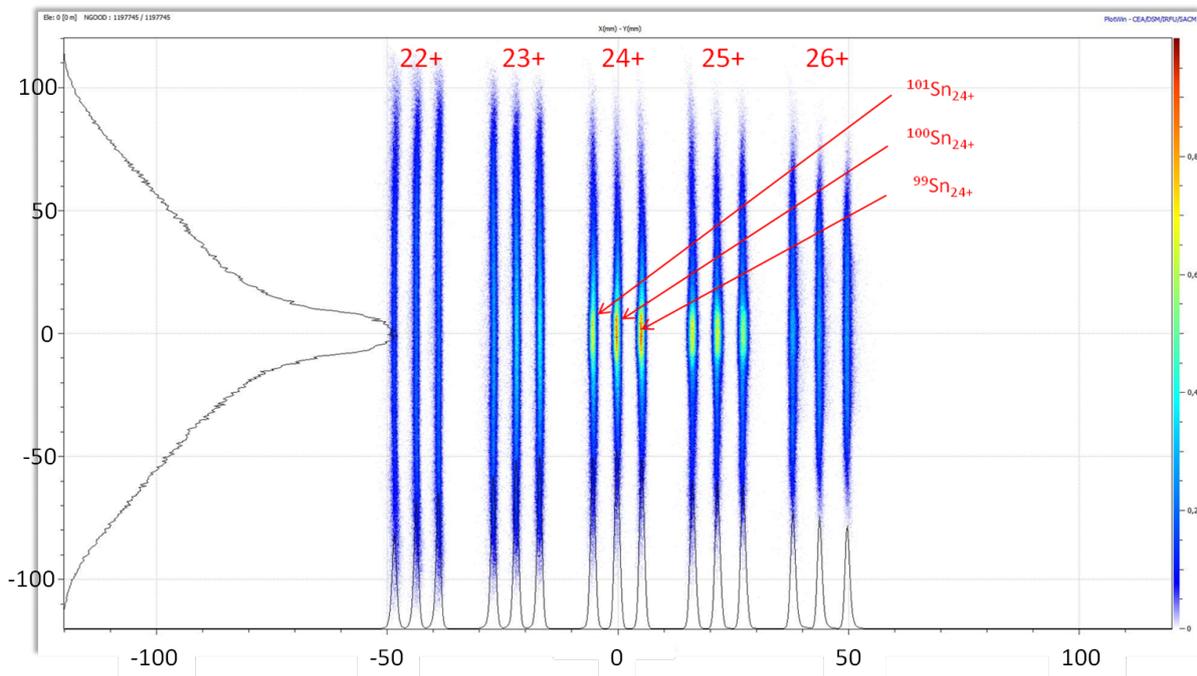


Figure 4.10: Dispersion en m/q au plan focal final, d'environ 6 mm/‰, pour l'isotope ^{100}Sn de l'expérience de référence (cf. section 1.5) produit par la réaction $^{58}\text{Ni}(^{46}\text{Ti}, 4n)^{100}\text{Sn}$ et les isotopes voisins ^{99}Sn (virtuel) et ^{101}Sn . Les variations de populations entre les différentes distributions ne traduisent que l'effet de la transmission, les sections efficaces des 3 voies d'évaporation et les populations d'états de charge n'ayant arbitrairement pas été prises en compte de façon à n'avoir que l'effet de l'optique.

Séparation en masse :

L'optique pleinement achromatique de ce deuxième étage permet d'obtenir un plan focal dispersif en m/q (cf. fig. 4.10), avec un pouvoir de résolution théorique en masse atteignant 544 au premier ordre pour la distribution de référence ayant permis le développement de la structure optique (cf. Section 5.5.4). La transmission d'un spectromètre de masse est principalement contrainte par les limites de rigidité et d'acceptance du dipôle électrique, c'est pourquoi il a été conçu avec une large ouverture géométrique et une rigidité maximale permettant d'atteindre des hautes transmissions pour les réactions en cinématique direct et les réactions de fusion symétrique. L'acceptance totale du spectromètre-séparateur permet

4. LE SUPER SPECTROMÈTRE SÉPARATEUR S^3

la transmission de 5 états de charge (ici centrée sur le 24^+) jusqu'à un système de détection modulable permettant d'effectuer différents types de physiques (cf. Section 4.6.1).

Cette séparation optique en m/q permet la sélection physique d'une voie de masse via leur transmission à travers un jeu de fentes indépendamment amovibles, ou bien d'effectuer une mesure du rapport m/q avec l'utilisation de détecteurs de trajectoires. Notons dès lors que les noyaux isobares possédant un rapport m/q similaire seront superposés aux noyaux d'intérêts et ne pourront donc être filtrés par les fentes. Cet étage correspond à une véritable étape de purification des produits de réactions, en permettant l'élimination des noyaux transmis au plan focal ayant une cinématique et des masses très proches : les isotopes de masse voisine dont les voies seraient ouvertes à l'énergie choisie (cf. section 2.1.1.3), ou encore les polluants résiduels (faisceau diffusé ou transferts) éventuellement transmis par diffusions sur les parois du spectromètre. Les taux de comptage dans les détecteurs du plan focal final pourront ainsi être considérablement réduits. Finalement, et c'est là la principale performance de l'optique de S^3 , la combinaison des deux étages permet d'allier un très haut degré de réjection faisceau primaire à une excellente sélectivité des voies de réaction.

Sur le point critique des contaminants, les simulations effectuées ont montré qu'une transmission directe des polluants était en théorie impossible. En effet, une superposition des gammes de rigidités magnétiques entre polluants et noyaux d'intérêts est possible, mais les rigidités électriques sont alors radicalement différentes et les polluants ne sont jamais transmis - *par voie directe* - jusqu'au plan focal final. Cette différence de rigidité magnétique rend le dipôle électrique particulièrement exposé à ce flux de polluants ayant passé le premier étage, et de même qu'avec les blocs d'arrêt, les risques de diffusions sur les plaques du dipôle sont conséquents (cf. Section 4.4.2). La réjection assurée au première étage permet d'affirmer que ce flux résiduel sera tolérable d'un point de vue thermique, mais d'autres spectromètres existants ont déjà montré que la composante faisceau diffusée pouvait effectivement être à l'origine d'une pollution importante du plan focal.

4.4 Dipôles magnétique et électrostatique

4.4.1 Dipôles magnétiques

Le spectromètre utilise 2 dipôles magnétiques³ dans l'achromate en moment avec des angles de déviation de 22° , et un dipôle dans le séparateur en masse avec un angle de 36° (cf. fig. 4.11). Leurs spécifications avec les angles de déviation ont été fixées avec la définition de la structure optique (cf. annexe 9.5.3), on les résume dans le tableau 4.12. Les études montrent une bonne homogénéité transversale du champ magnétique maximal pour chaque type de dipôle (environ 10^{-4} dans la zone centrale). Leur saturation à champ maximal reste inférieure à 4% pour chaque type de dipôle, ce qui permet de limiter les variations de champs au delà de la gamme de fonctionnement.

4.4.2 Dipôle électrostatique

Le spectromètre utilise un dipôle électrostatique⁴ dans le séparateur en masse. Une pré-étude mécanique du dipôle électrique a été effectuée afin d'avoir une première estimation du système dans sa globalité et de mettre en évidence les points techniques nécessitant une étude plus détaillée. Des simulations OPERA3D basées sur ce modèle ont été menées (cf. fig. 4.13).

³Responsables techniques : M.-H. Stodel (Ganil)

⁴Responsables techniques : B. Launé, H. M. Gassot, G. Olivier, O. Pochon (IPNO)

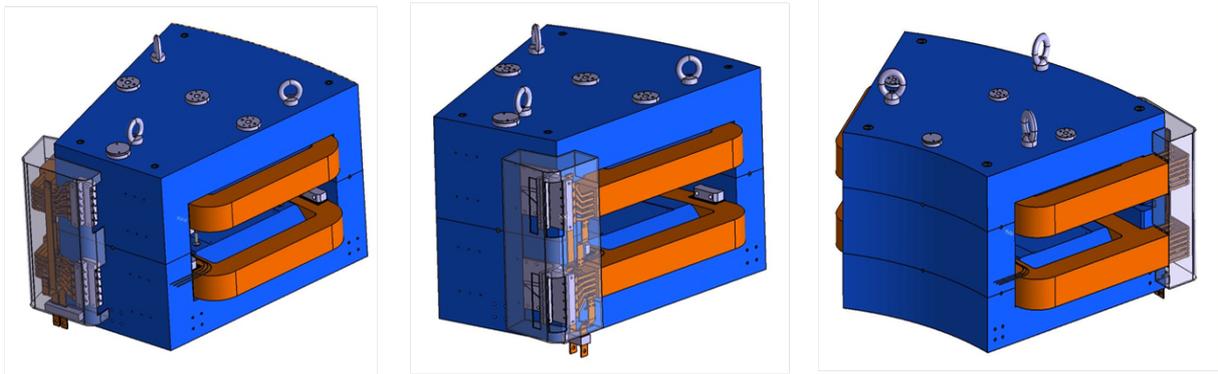


Figure 4.11: Dessin mécanique des 3 dipôles magnétiques. De gauche à droite : dipôle S3N-D11 $\theta = 22^\circ$; dipôle S3N-D21 $\theta = 22^\circ$; dipôle S3N-D41 $\theta = 36^\circ$.

	Type 1: 22° déviation	Type 2: 36° déviation
B max (Gauss)	7200	7200
Rayon de courbure (mm)	2500	2500
Gap (mm)	230	230
Bonne région de champ (mm)	+/-150	+/-150
Type de conducteur (mm)	trou 12*12 diamètre 6	trou 13*13 diamètre 6
Intensité (A)	760	635
Puissance (kW)	72	66
Mass (tones de fer + cuivre)	8	14

Figure 4.12: Spécifications des 2 types de dipôles magnétiques.

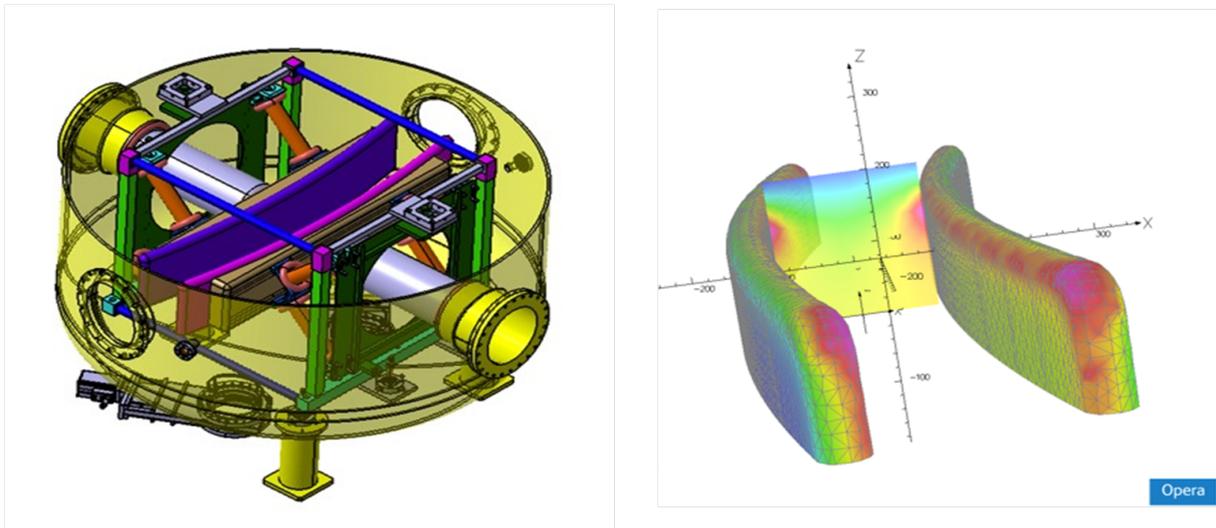


Figure 4.13: Gauche : dessin mécanique du dipôle électrostatique S3N-DE (22°) et de sa chambre. Droite : simulation des niveaux de champs sur les deux électrodes du dipôle électrostatique.

Les très hauts potentiels électriques utilisés⁵ nécessitent une étude attentive de sa conception mécanique et électrique. Elle devrait permettre de valider la forme des électrodes et la nature des matériaux utilisés. L'angle de déviation du dipôle a été fixé à 22° et les largeurs et hauteurs utiles de ± 100 mm. La forme des électrodes intègre les recommandations des études consacrées

⁵ $E\rho_{\max} = 10 - 12$ MV pour un rayon de courbure de 4 m et gap de 200 mm entre les électrodes.

au problème des diffusions multiples dans le spectromètre. Elles préconisent qu'une importante réduction du bruit au plan focal est possible en divisant horizontalement l'anode du dipôle électrique pour y placer un bloc d'arrêt⁶. Notons que les expériences de transfert produisant des noyaux de haute rigidité électrique nécessiteraient un dipôle électrique dédié : on aurait alors 2 dipôles interchangeables, l'un avec un gap large pour les réactions de fusion évaporation, et un à petit gap pour les réactions de transferts et profondément inélastiques.

4.5 Triplet de multipôles supraconducteur

4.5.1 Description optique

La dispersion induite par chaque dipôle est contrôlée par des triplets de quadripôles permettant de maximiser la transmission des ions d'intérêts. Ils agissent de façon analogue à des lentilles classiques en refocalisant les ions vers la trajectoire de référence. Mais comme les dipôles, ces éléments génèrent des composantes de champs d'ordres supérieurs qui induisent des *aberrations optiques*, qui peuvent être corrigées en associant à chaque quadripôle des bobines permettant de générer des composantes de champ du même ordre et de les compenser (cf. section 5.2.2). Chaque quadripôle inclut un sextupôle et un octupôle, cet ensemble étant appelé multipôle. Ces multipôles sont associés par triplets et leur rôle est déterminant pour les performances de S^3 (cf. Section 4.5).

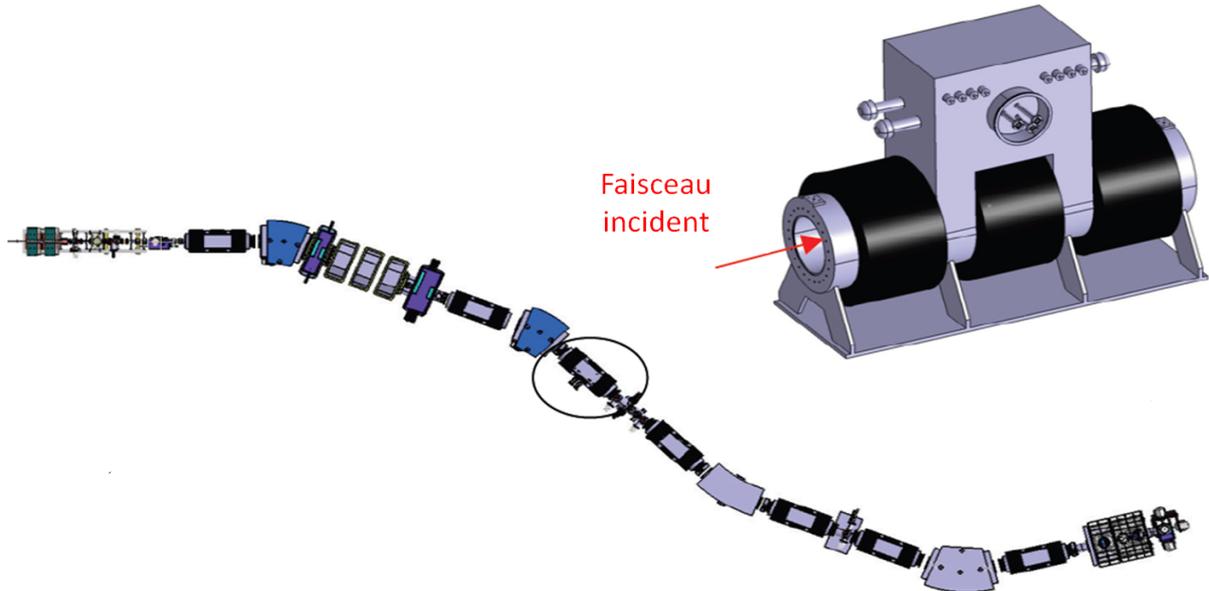


Figure 4.14: Vue schématique de l'agencement de S^3 avec les 7 triplets de multipôles supraconducteurs et le triplet ouvert. [218]

L'ensemble du spectromètre-séparateur S^3 est construit avec des triplets de multipôles supraconducteurs (SMT) permettant de générer des champs quadripolaires, sextupolaires et octupolaires. La focalisation des ions et le respect des conditions d'achromaticité est rendu possible par l'utilisation des quadripôles, et la correction des aberrations (cf. Section 5.5) par l'utilisation des multipôles d'ordre supérieurs sextupolaires et octupolaires. On présente dans ce qui suit

⁶Cette technique est utilisée dans les séparateur HIRA, JAERI-RMS et FMA. L'installation d'une nouvelle anode incluant une fente de 1 cm pour le premier dipôle électrique de FMA a par exemple permis la réduction du flux de faisceau diffusé au plan focal d'un facteur 8 (réaction $^{58}\text{Ni} + ^{92}\text{Mo}$). [217]

la description technique des triplets SMT en réservant les détails optiques de la procédure d'optimisation des champs multipôlaire à la section 5.4.

4.5.2 Description technique

Chaque triplet de multipôles supraconducteurs est composé de trois multipôles indépendants incluant chacun des bobines supraconductrices concentriques fournissant des champs magnétiques quadripolaire, sextupolaire et octupolaire. On compte 7 triplets supraconducteurs fermés et un triplet ouvert à température ambiante, soit 21 multipôles fermés et 3 ouverts (cf. fig. 4.14). Leur caractérisation a été faite par simulations magnétiques et optiques, et à partir des spécifications physiques (cf. section 1.5). La spécification de transmission implique de développer des SMT de longueur minimale et de grande acceptation avec un diamètre de gorge de 300 mm, les dimensions des multipôles et des triplets sont détaillées dans l'annexe 9.5.3. Les matériaux utilisés permettent de fournir des champs magnétiques quadripolaires maximal correspondant à une rigidité magnétique $B\rho_{\max} = 1,8 \text{ Tm}$ avant saturation.

Champ quadripolaire : Un quadripôle est un type d'électroaimant utilisé pour contrôler l'enveloppe du faisceau et assurer la qualité optique du spectromètre, c'est à dire la résolution, l'achromatisme et la focalisation. Il peut s'utiliser de façon assez variée, comme par exemple pour ajuster l'extension spatiale du faisceau sur la zone cible afin d'améliorer la qualité optique des ions produits, mais aussi pour éviter les pertes de particules sur les parois des chambres à vide de la ligne faisceau, ou encore pour optimiser la résolution en sortie d'un spectromètre.

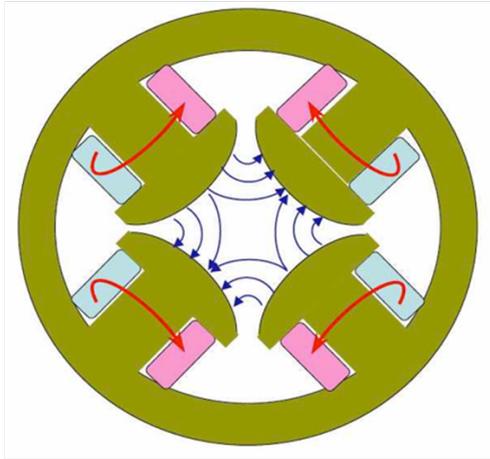


Figure 4.15: Vue en coupe transverse d'un quadripôle standard (à gauche) et exemple d'une association de quadripôles sous forme de triplet (à droite). La figure est issue de [169]

Un quadripôle est composé de quatre bobines traversées par un courant I créant un champ d'induction B dans 4 pôles en fer tel qu'on ait au premier ordre $(B_x, B_y, B_z) = (G.y, G.x, 0)$ avec G le gradient de champ (cf. fig. 4.15). Dans un quadripôle de longueur L_q , les particules de rigidité magnétique $B\rho$ subissent des forces proportionnelles à leur position (x, y) que l'on peut décrire au premier ordre par :

$$\begin{cases} F_x = q(\vec{v} \times \vec{B})_x = -q.v_z.B_y = -q.v_z.G.x \sim -\frac{L_q}{B\rho}.G.x \\ F_y = q(\vec{v} \times \vec{B})_y = q.v_z.B_x = q.v_z.G.y \sim \frac{L_q}{B\rho}.G.y \end{cases} \quad (4.10)$$

4. LE SUPER SPECTROMÈTRE SÉPARATEUR S^3

L'action d'un quadripôle sur une particule chargée est focalisante sur un axe et défocalisante sur un autre (horizontal ou vertical). Cependant, une focalisation des particules dans les deux plans peut être réalisée avec l'utilisation d'une séquence de quadripôles de polarités alternées, généralement au nombre de trois, on parle alors de triplets de quadripôles. Les triplets de S^3 ont tous la même séquence de polarités et suivent un schéma "focalisation-défocalisation-focalisation" en horizontal. Notons enfin que la qualité d'un quadripôle est donnée par l'homogénéité du gradient de champ G dans l'espace. L'intégrale du gradient de champ est proportionnelle à B/r^2 , r étant la distance par rapport au centre de l'élément (cf. section 5.2).

Champs multipôlaire : Ayant atteint les limites de la technologie classique après maintes optimisations sans pour autant parvenir aux spécifications de performance de résolution en masse (cf. Section 5.5.4), la collaboration a finalement opté pour une structure totalement supraconductrice permettant une meilleure qualité et des niveaux de champs plus élevés avant saturation. Contrairement à la technologie classique, la technologie supraconductrice rend aussi possible l'ajout de bobines de correction permettant de générer des champs allant jusqu'à l'ordre octupolaire. Cette ajout permet une meilleure correction des aberrations sur une large zone du plan focal.

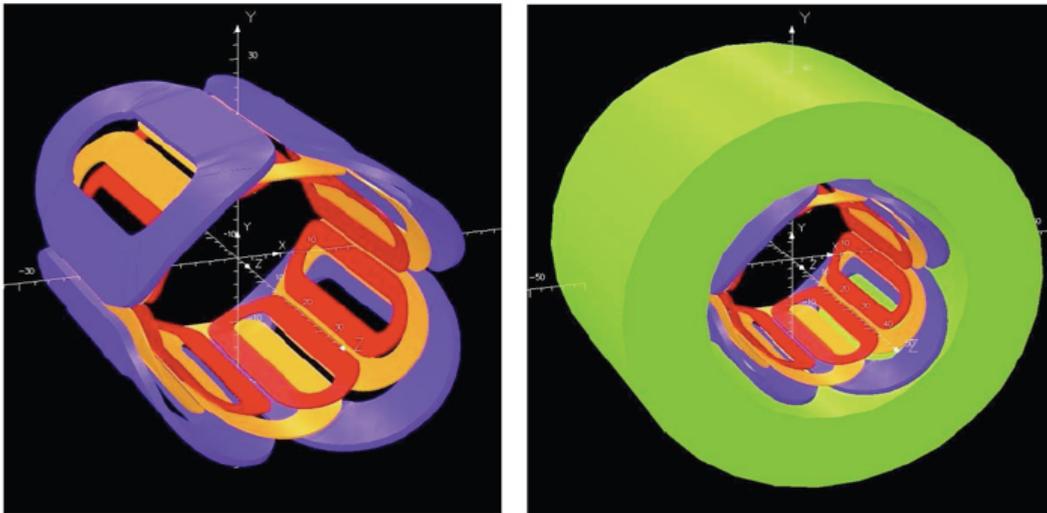


Figure 4.16: Gauche : Schema des bobines seules. Droite : avec le cylindre magnétique métallique extérieur (formes des bobines non figées) [218]

Les bobines permettant de générer le champ quadripolaire sont complétées par des bobines permettant de générer des champs d'ordre sextupolaire et octupolaire. L'organisation géométrique d'un multipôle correspond à des bobines concentriques entourées d'un cylindre métallique magnétique (cf. fig. 4.16). La multipolarité du champ magnétique dépend de sa distribution spatiale et donc de l'agencement des bobines supraconductrices. Le cylindre de métal permet quant à lui d'augmenter la force du champ tout en réduisant l'influence des champs externes. Le multipôle central comprend également deux paires de bobines dipolaires permettant de fournir des corrections horizontales ou verticales à la position du faisceau.

4.6 Les différentes configurations de S^3

4.6.1 Versatilité de la détection

Les très hautes intensités arrivant sur la cible entraînent un flux gamma bien trop important pour que des détecteurs gamma placés au point cible F_0 permettent d'effectuer une spectroscopie prompte. Il est par contre prévu que le séparateur-spectromètre permette d'effectuer des études promptes pour des réactions secondaires à F_2 , et des études de spectroscopie retardée dans une station d'implantation et de décroissance à F_4 . Alternativement, les noyaux pourront aussi être envoyés vers une branche basse énergie via un piège à gaz situé à F_4 . Ces deux systèmes de détection envisagés à F_4 permettent d'accéder à différentes observables et sont donc complémentaires.

Détection au plan focal intermédiaire : L'utilisation d'une cible secondaire placée au plan focal intermédiaire F_2 doit permettre d'effectuer un nombre important d'expériences avec des faisceaux secondaires exotiques : des expériences d'excitations coulombiennes, des réactions de transferts profondément inélastiques, ou encore l'étude des mécanismes de réaction. Plusieurs réseaux de détecteurs γ ont déjà été proposés [221] pour équiper ce point cible secondaire : PARIS [222], EXOGAM2 [223], ou encore une partie de AGATA [224] [225].

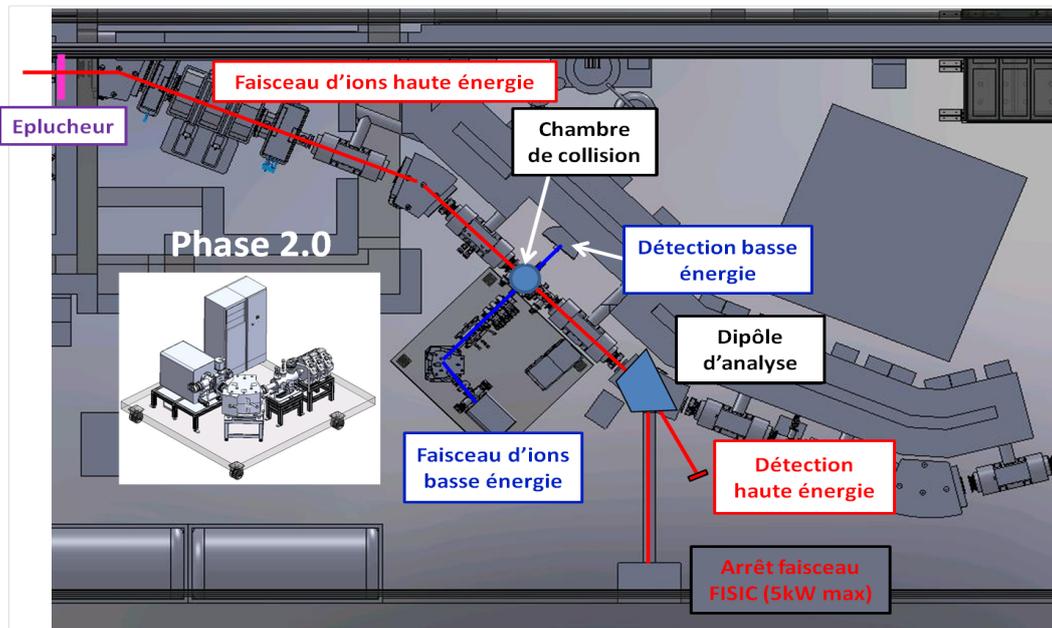


Figure 4.17: Configuration de S^3 pour la phase 2 du projet FISIC [218]

Un autre projet financé dans le cadre de l'EQUIPEX S^3 doit se placer au niveau de F_2 : le projet FISIC pour "Fast-Ion Slow-Ion Collision". Ce projet de physique fondamentale vise à réaliser un collisionneur afin d'étendre notre description microscopique des mécanismes électroniques intervenant lorsque 2 ions lourds interagissent. Le régime de collision étudié correspond au régime de vitesse intermédiaire pour lesquelles la perte d'énergie des ions dans la matière est maximale (cf. section 2.2.1.1). Ces connaissances sont cruciales, notamment en physique des plasmas et pour la compréhension de la fusion inertielle. Deux lignes de faisceaux sont utilisées : la première de haute énergie (\sim MeV/u) utilisant le premier étage de S^3 , et la seconde de basse énergie (\sim keV/u) utilisant une ligne optique dédiée en sortie d'une source d'ions de type ECR. L'interaction s'effectue dans la chambre de collision situé au plan focal achromatique F_2 , après sélection et transport d'un état de charge unique, et

4. LE SUPER SPECTROMÈTRE SÉPARATEUR S^3

pour des énergies du régime intermédiaire où le transfert d'énergie est à son maximum. Les ions du faisceau de haute énergie ayant subi une collision et changés d'état de charge (par capture électronique ou ionisation) sont séparés du faisceau primaire à l'aide d'un dipôle magnétique d'analyse (remplaçant le dipôle électrostatique de S^3) et détectés en coïncidence avec les ions correspondant sur la ligne basse énergie (cf. fig. 4.17). Un vide poussé de 5.10^{-8} mbar est nécessaire entre le 2^{ème} dipôle magnétique et le point focal achromatique F_2 . La connaissance et le contrôle des états de charge (cf. section 2.2.3) est un point crucial du projet.

Le projet prévoit des développements théoriques et expérimentaux portés par 2 équipes de recherche et coordonnés par l'INSP. D'abord le laboratoire LCPMR (UPMC/CNRS) est impliqué dans l'étude des interactions atomiques du régime de vitesse intermédiaire : diffusion à haute vitesse, états avec un grand nombre de liaisons covalentes, états de pseudo continuum d'énergies positives peuplés lors des interactions ion-ion. Ces développements permettront notamment une extension du code "ETACHA" d'ETats de CHarge développé par l'INSP [97], notamment pour les systèmes d'ions utiles à la production d'éléments superlourds. Ensuite, l'université de Kiel (Allemagne) est impliquée dans des développements expérimentaux, notamment une cage de Faraday de dernière génération qui permettra d'effectuer des profilages faisceaux de haute précision en terme de position et d'intensité, ainsi que l'étude de la résistance mécanique des strippers aux hautes intensités de faisceau.

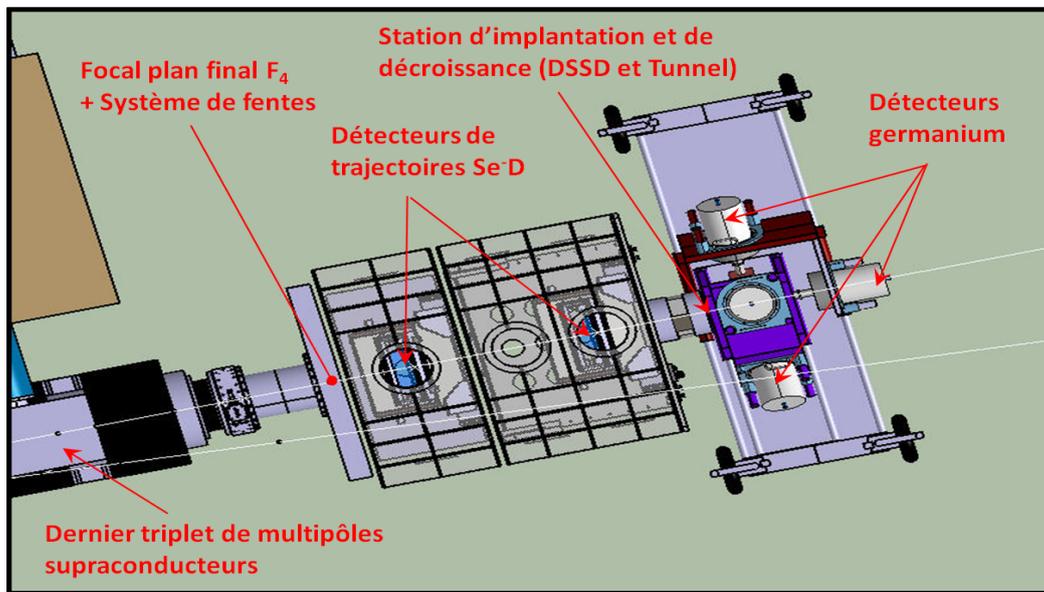


Figure 4.18: Intégration du système de détection au plan focal final de S^3 .

Station d'implantation et de décroissance : Le système de détection entourant le plan focal final F_4 (cf. fig. 4.18) est essentiellement constitué de détecteurs de trajectoires et de temps de vol, ainsi que d'une station d'implantation et de décroissance entourée d'une couronne de détecteurs germanium permettant la spectroscopie du noyau étudié via ses décroissances α , β et γ . Cette station est décrite dans le chapitre 7 où on présente les simulations effectuées. Nous verrons notamment comment le système de détecteurs de trajectoires permet de reconstruire le plan focal et doit être adapté aux différents cas physiques (cf. section 7.4).

Branche basse énergie et connexion à DESIR : S^3 doit aussi pouvoir être connecté à une branche basse énergie développée dans le cadre d'une collaboration avec une forte implication de l'Université de Louvain-la-Neuve. Ce système inclut un piège à gaz, ou "gas catcher", permettant d'arrêter les ions en sortie de spectromètre jusqu'à un taux de comptage de 10^9 particules par seconde et une efficacité d'environ 10%. Les isotopes piégés sont ensuite ionisés par laser pour une purification en Z, avant d'être ré-accélérés jusqu'à 40 keV avec une ligne faisceau de basse énergie comprenant un RFQ, et transportés jusqu'à l'installation [DESIR \(Désintégration, Excitation et Stockage d'Ions Radioactifs\)](#) [226]. Cette installation a récemment été sélectionnée comme équipement d'excellence par l'Agence National de la Recherche (ANR). Elle est équipée de différents systèmes de détection :

- Un piège à ions pour une spectroscopie laser collinéaire ;
- Un piège de Penning pour des mesures de masses ;
- Une station de décroissance β -RMN ;
- Une station de chimie.

Ces systèmes sont prévus pour effectuer un grand nombre d'études, notamment : spectroscopie laser résonante (ex : ^{94}Ag , ^{100}Sn), mesure de masse des noyaux déficitaires en neutrons intervenant dans les processus- rp astrophysique, chimie des noyaux superlourds, ... Cette connexion entre S^3 et la salle de basse énergie DESIR offre des possibilités exceptionnelles pour l'étude des propriétés de l'état fondamental des ions radioactifs difficiles à produire par méthode ISOL tels que les noyaux lourds et superlourds.

4.6.2 Les différents modes opératoires

Le mode standard (MS) : L'ensemble du spectromètre a été conçu selon les spécifications de résolution en masse afin de rendre possible des expériences nécessitant une sélection en masse : spectroscopie des noyaux $N=Z$, synthèse des éléments superlourds, ... Le mode standard est le premier mode optique de S^3 et correspond au mode de résolution en masse maximale. Le premier ordre avec les quadripôles, et les ordres supérieurs avec les sextupôles et octupôles, sont tous optimisés pour maximiser la résolution en masse.

Le mode haute réjection (HR) : Ce mode est identique au mode standard au premier ordre. Il ne diffère du mode MS qu'aux ordres supérieurs où les sextupôles et octupôles des triplets T1 et T2 sont utilisés pour minimiser la taille des taches faisceau en F_1 pour maximiser leur arrêt sur les doigts, et ceux des triplets T3 et T4 pour minimiser la taille du faisceau au point focal achromatique F_2 . Cette optimisation permet d'ajuster le diaphragme et de maximiser la réjection des contaminants. Comme pour le mode MS, les sextupôles et octupôles du séparateur en masse sont utilisés pour maximiser la résolution en masse en F_4 .

Le mode large acceptation (LA) : Ce mode permet de réduire les contraintes pour l'obtention d'une résolution en masse optimale lorsqu'elle n'est pas nécessaire au profit d'une meilleure transmission. La différence essentielle dans la structure optique par rapport au mode MS correspond au rapprochement de la cible du premier triplet (à 300 mm) pour augmenter l'acceptation angulaire en Y. L'ensemble du premier ordre, avec les champs quadripôles, est modifié pour maximiser la transmission horizontale. Notons qu'il est important d'avoir une bonne acceptation horizontale dans la 2^e partie du spectromètre, notamment au niveau du dipôle électrique, afin de tirer pleinement partie de ce mode. Les champs sextupôles et octupôles sont utilisés comme pour le mode MS pour maximiser la résolution en masse.

4. LE SUPER SPECTROMÈTRE SÉPARATEUR S^3

Le mode convergent (MC) : Avec un premier étage identique au mode MS, ce mode ne concerne que le 2^{ième} étage de S^3 dont les quadripôles sont utilisés pour ajuster la focalisation des différents états de charge dans une fenêtre d'acceptance réduite en F_4 . Les multipôles d'ordre supérieur sont utilisés pour optimiser la taille du faisceau en F_4 . Cet ajustement permet d'optimiser la transmission des états de charge dans la cellule à gaz en entrée de la branche basse énergie lorsqu'elle est utilisée. La cellule est placée après le plan focal où on fait une sélection en masse avec un système de fentes (cf. section 7.5.2).

Chapitre 5

Simulations des performances optiques de S^3

*Quelle merveilleuse harmonie règne dans l'univers.
Bien que pris dans le détail ça fasse un fameux merdier.*

René Barjavel

5.1 Les différentes stratégies de simulation optique

Il existe deux stratégies permettant de simuler un système optique comme un spectromètre séparateur. La première, **la méthode matricielle**, est la plus connue et la plus simple dans son principe. La seconde, la méthode dite de "**Ray tracing**", est plus réaliste mais beaucoup plus lourde en temps de calcul. Ces deux stratégies sont présentées dans cette section afin de justifier l'approche choisie pour nos simulations optiques. La méthode matricielle, plus pédagogique, nous permettra notamment d'illustrer le fonctionnement optique d'un séparateur en masse comme S^3 .

5.1.1 La méthode matricielle

Chaque élément optique peut être décrit par une matrice de transfert, la matrice de transfert totale d'un système optique étant alors le produit ordonné des matrices individuelles de chaque élément. Elle dépend de la géométrie du système optique et des champs électromagnétiques utilisés. La dynamique d'une particule évoluant dans un spectromètre peut être décrite à l'aide de 7 paramètres : les positions x et y dans le plan perpendiculaire à l'axe optique, les angles $x' = \frac{dx}{ds}$ et $y' = \frac{dy}{ds}$, la différence de position longitudinale $l = (s - s_0) = v_0(t - t_0)$ par rapport à la particule de référence, et enfin les dispersions en masse $\delta = \frac{m - m_0}{m_0}$ et en énergie $\gamma = \frac{E - E_0}{E_0}$ relatives à la particule évoluant sur la trajectoire de référence. ¹

L'état initial d'un ion en entrée du spectromètre sera décrit par un vecteur $X_i = (x, x', y, y', l, \delta, \gamma)_i$, relié à l'état final $X_f = (x, x', y, y', l, \delta, \gamma)_f$ en sortie par une matrice R de transfert tel que $X_f = R \cdot X_i$, soit :

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \\ \gamma \end{pmatrix}_f = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} & R_{14} & R_{15} & R_{16} & R_{17} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} & R_{24} & R_{25} & R_{26} & R_{27} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} & R_{34} & R_{35} & R_{36} & R_{37} \\ R_{41} & R_{42} & R_{43} & R_{44} & R_{45} & R_{46} & R_{47} \\ R_{51} & R_{52} & R_{53} & R_{54} & R_{55} & R_{56} & R_{57} \\ R_{61} & R_{62} & R_{63} & R_{64} & R_{65} & R_{66} & R_{67} \\ R_{71} & R_{72} & R_{73} & R_{74} & R_{75} & R_{76} & R_{77} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \\ \gamma \end{pmatrix}_i \quad (5.1)$$

Les éléments de matrice couplent les coordonnées a et b des deux états tels que $R_{ab} = \left(\frac{\partial X[a]_i}{\partial X[b]_f} \right)$, aussi couramment notés $R_{ab} = (X[a] | X[b])$. Par exemple l'élément de matrice $R_{17} = \left(\frac{\partial x_i}{\partial \gamma_f} \right)$ s'écrira $(x | \gamma)$. La position horizontale d'une particule au plan focal final est donnée au premier ordre par l'expression :

$$x_f = R_{11}x_i + R_{12}x'_i + R_{13}y_i + R_{14}y'_i + R_{15}l_i + R_{16}\delta_i + R_{17}\gamma_i \quad (5.2)$$

Soit pour une coordonnée a quelconque d'un vecteur X :

$$X[a]_f = \sum_{b=1}^7 (X[a] | X[b]) X[b]_i = \sum_{b=1}^7 R_{ab} X[b]_i \quad (5.3)$$

¹Notons que la description se fait classiquement avec 6 paramètres (δ correspond normalement à la dispersion en moment), mais la présence de champs électriques rend nécessaire l'introduction d'un paramètre supplémentaire.

La méthode de l'optique matricielle est utilisée dans son approximation linéaire, aussi appelée "optique 1er ordre", pour la conception de systèmes optiques, leur réglage avec le calcul des gradients de champs, et pour pouvoir effectuer des simulations rapides de trajectoires. Le premier ordre est un minimum et n'est valable que dans l'approximation des petits angles ($\sigma_\theta < 30\text{mrad}$) et des faibles dispersions en rigidité magnétique ($\frac{\delta B_\rho}{B_\rho} < 1\%$) [169]. La dynamique exacte des ions dans le spectromètre est donnée en incluant les non-linéarités avec un développement de Taylor sur les coordonnées initiales X_i , soit :

$$X[a]_i = \sum_{b=1}^7 R_{a,b} X[b]_i + \sum_{b,c=1}^7 R_{a,bc} X[b]_i X[c]_i + \sum_{b,c,d=1}^7 R_{a,bcd} X[b]_i X[c]_i X[d]_i + \dots \quad (5.4)$$

pour les 3 premiers ordres, avec $R_{a,bc} = (X[a] | X[b]X[c])$ et $R_{a,bcd} = (X[a] | X[b]X[c]X[d])$. Les effets d'ordres supérieurs sont appelés aberrations et se manifestent de plusieurs manières : une inclinaison du plan focal (cf. Section 5.5.5), la surfocalisation des particules de grands angles par les quadripôles, ou encore une mauvaise focalisation des particules ayant une grande dispersion en rigidité électrique et magnétique par rapport à la trajectoire de référence. Des aberrations apparaissent naturellement dans S^3 du fait de sa grande acceptance (cf. Section 1.5) et des inhomogénéités des champs.

Il existe de nombreux codes permettant ce type de calcul matriciel, notamment : Beta (au premier ordre), Transport (du premier au troisième ordre), ou encore Cosy infinity (à tout les ordres). Le plus utilisé est COSY infinity, il permet le développement de prototypes avec un traitement des champs magnétiques restant acceptable dans une phase d'étude préliminaire, lorsque la conception des aimants est encore dans un état d'avancement limité. Des matrices "idéales" existent pour chaque élément et peuvent être utilisées, mais des simulations plus réalistes sont possibles en générant des matrices à partir de transports effectués avec des codes de type "Ray tracing" dans les différents éléments optiques.

5.1.2 La méthode de "Ray tracing"

Dans un système de coordonnées en mouvement, dit "curviligne" et noté (x, y, s) , les positions sont données par rapport à une trajectoire de référence décrite par une particule idéale se déplaçant au centre du spectromètre. Localement, on peut réécrire l'équation de Newton-Lorentz (cf. équation 4.1) sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{d}{ds}[m\gamma\dot{x}] = m\gamma\dot{s}(1 + \frac{x}{\rho}) + q(t'E_x + y'B_s - \dot{s}(1 + \frac{x}{\rho})B_y) \\ \frac{d}{ds}[m\gamma\dot{y}] = q(t'E_y - x'B_s + (1 + \frac{x}{\rho})B_x) \\ \frac{d}{ds}[m\gamma\dot{s}(1 + \frac{x}{\rho})] = -\frac{m\gamma\dot{x}}{\rho} + q(t'E_s + x'B_y - y'B_x) \end{cases} \quad (5.5)$$

avec :

$$\begin{cases} \frac{dx}{ds} = x' \\ \frac{dy}{ds} = y' \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \frac{d}{dt} = \dot{s} \frac{d}{ds} \\ \dot{x} = \frac{dx}{dt} = \frac{ds}{dt} \frac{dx}{ds} = \dot{s} x' \end{cases} \quad (5.6)$$

Ces équations du mouvement peuvent être intégrées numériquement avec un algorithme de type *Runge-Kutta* dès lors que les champs $B(x, y, s)$ et $E(x, y, s)$ sont connus en tous points.

Cette approche, dite de "Ray tracing", est celle choisie pour nos simulations optiques. La méthode est réaliste dans la mesure où les cartes de champs peuvent être décomposées en

5. SIMULATIONS DES PERFORMANCES OPTIQUES DE S^3

ordres multipolaires, elle n'a pour limitation que la précision numérique du maillage des cartes - simulées ou mesurées - et le pas d'intégration. Elle est particulièrement adaptée pour l'inclusion de certains effets - charge d'espace, diffusions, pertes d'énergie dans un élément - nécessitant une connaissance détaillée des champs électromagnétiques. La méthode est néanmoins extrêmement lourde en temps de calcul car l'intégration des équations du mouvement dans les cartes de champs 3D est faite pas à pas et pour chaque particule.

Les codes les plus connus basés sur cette approche sont TraceWin [227] [228], ZGOUBI [230], ou encore TURTLE [231]. L'approche choisie pour nos simulations optiques s'est basée sur le code TraceWin (CEA/SACM) qui permet d'effectuer des calculs de transport et d'optimisation, à tous les ordres, dans des cartes de champs réalistes en 3 dimensions simulées à partir d'une modélisation Opera-3D [229] de chaque élément multipolaire (cf. Section 5.2). Il est à noter que Opera-3D peut aussi réaliser du Ray tracing mais qu'il n'est pas prévu pour de l'optimisation.

Les critères décisifs dans ce choix ont été : la possibilité d'intégrer des cartes de champs 3D de façon illimitée, la modularité des éléments de la structure optique et des cartes et des nombreuses fonctionnalités (calculs de pertes, d'erreurs, résonance, RFQ, charges d'espace, ...). Ce code donne aussi la possibilité d'effectuer l'optimisation de l'ensemble des champs multipolaires de la structure optique pour une maximisation des performances du spectromètre en terme de transmission et/ou de résolution en masse. La parallélisation du code, allée à l'utilisation d'ordinateurs multi-coeurs de haute performance, nous a permis de rendre la méthode effective avec des temps de calculs raisonnables (de l'ordre de quelques jours pour une optimisation complète et de la minute pour un transport).

5.1.3 La notion optique d'émittance

Une notion optique générale utile pour décrire la dynamique globale et la qualité de l'optique d'un faisceau est celle d'émittance, notée ε . L'émittance est une constante mesurant le volume de l'espace des phases à 7 dimensions occupé par un ensemble de particules décrites par leur vecteur $X = (x, x', y, y', l, \delta, \gamma)$, où toutes les grandeurs intervenantes sont des quantités mesurables. On décrit habituellement la dynamique dans différents sous-espaces de phase à 2 dimensions (cf. fig. 5.5) :

- L'émittance horizontale dans le plan (x, x') (en mm.mrad) ;
- L'émittance verticale dans le plan (y, y') (en mm.mrad) ;
- L'émittance angle-énergie dans les plans (x', γ) et (y', γ) (en mrad) ;
- L'émittance géométrique dans le plan (x, y) (en mm^2) ;

L'enveloppe d'une distribution englobe l'ensemble des particules. Elle est maximale dans les zones dispersives, minimale ("waist") aux points de focalisation, avec une aire possédant un signe qui change à chaque plan focal. Notons que les effets non-linéaires des aberrations se manifestent par une distorsion de l'ellipse dans l'espace de phase, avec par exemple l'apparition "d'ailes" dans le profil d'émittance (x, x') .

5.2 Simulation des multipôles et génération de cartes de champs

5.2.1 Principes et limites de la simulation

Les cartes de champs électromagnétiques 3D utilisées dans TraceWin ont été générées avec le logiciel Opera-3D permettant la modélisation et la simulation du fonctionnement des éléments

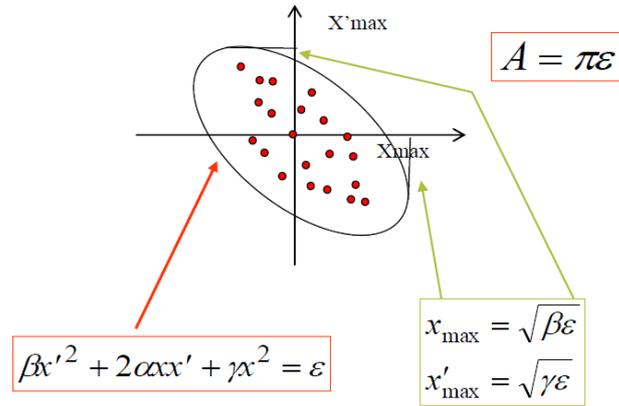


Figure 5.1: Émittance horizontale d'une distribution de particules. L'aire A (en π .mm.mrad) est conservée selon le théorème de Liouville lorsque l'énergie est conservée (pas d'éléments interceptifs, accélérateurs ou décélérateurs). La surface de l'ellipse, donnée par $\varepsilon_{\text{RMS}} = \sqrt{\sigma_x^2 \sigma_{x'}^2 - \sigma_{xx'}^2}$, est paramétrisée par l'équation $\beta x'^2 + 2\alpha x x' + \gamma x^2 = \varepsilon$ avec la relation $\beta\gamma - \alpha^2 = 1$ reliant les 3 paramètres dits de "Twiss" où α est l'angle de rotation du profil d'émittance, tel que $\alpha = 0$ implique un minimum de taille en x avec β maximum ou minimum.

optiques. Une collaboration SACM/GANIL/ANL a permis une modélisation de chaque élément multipolaire, incluant l'ensemble de la mécanique et les bobines supraconductrices génératrices de champs. Le logiciel permet une description de la géométrie de la mécanique, en prenant en compte la nature de chaque matériau, avec un maillage très fin et une précision allant jusqu'à une possible optimisation de la géométrie des champs par le chanfreinage des pôles de fer.

La précision des champs (avec un paramètre de maille de l'ordre de 5 mm) et le nombre de cartes utilisées pour des calculs de transport ou d'optimisation avec TraceWin n'ont à priori de limitations qu'en terme de capacités de calculs. L'un des inconvénients est néanmoins que les calculs ne permettent pas de prendre en compte le phénomène de champs de fuite persistant aux extrémités des dipôles, adoptant des "bords francs" qui peuvent induire des biais dans les simulations de transport des particules. A ce stade d'avancement du projet, seules les dipôles sont encore traités de façon analytique. La prochaine étape sera donc d'inclure des cartes de champ pour traiter les dipôles, et pour les simulations futures, d'inclure des cartes de champs issues de mesures sur les vrais aimants.

5.2.2 Décomposition des cartes de champs en harmoniques

Opera-3D permet de modéliser les éléments optiques et de générer des cartes de champs. Ces cartes peuvent ensuite être décomposées en harmoniques multipolaires. Tout élément multipolaire d'ordre n engendre m harmoniques supérieures d'ordre $N = n(2m + 1)$ avec $m = 1, 2, \dots$ qui sont appelées des harmoniques naturelles :

- Un dipôle d'ordre $n = 2$ engendre des harmoniques d'ordre $N = 6$ (sextupolaire) pour $m = 1$, $N = 10$ (décapolaire) pour $m = 2$, $N = 14$ pour $m = 3$, ... ;
- Un quadripôle d'ordre $n = 4$ engendre des harmoniques d'ordre $N = 12$ (dodecapolaire) pour $m = 1$, $N = 20$ pour $m = 2$, $N = 28$ pour $m = 3$, ... ;
- Un sextupôle d'ordre $n = 6$ engendre des harmoniques d'ordre $N = 18, 30, 42, \dots$;
- Un octupôle d'ordre $n = 8$ engendre des harmoniques d'ordre $N = 24, 40, 56, \dots$.

5. SIMULATIONS DES PERFORMANCES OPTIQUES DE S^3

On peut tracer l'homogénéité relative du gradient de champ et la décomposer en fonction des différentes harmoniques N telle que :

$$B_r(r) = \sum_k a_k r^{k-1} \cos(k\theta) \text{ et } B_\phi(r) = \sum_k a_k r^{k-1} \sin(k\theta) \text{ avec } k = N/2. \quad (5.7)$$

Les harmoniques ont un comportement en $B(r) \sim r^{N/2-1}$, soit $B(r) \sim r^2$ pour la composante sextupolaire, $B(r) \sim r^3$ pour l'octupolaire, $B(r) \sim r^4$ pour la décupolaire, $B(r) \sim r^5$ pour la dodécapolaire, ... Dans le cas d'un quadripôle ($n = 4$), on aura donc une homogénéité relative de gradient de la forme :

$$\frac{\Delta G(r)}{G_0} = \sum_m a_{n(2m+1)} r^{n(m+1/2)-1} = a_6 r^5 + a_{10} r^9 + \dots \quad (5.8)$$

où G_0 est la valeur maximale au centre de l'élément, et les coefficients a_k sont associés à l'ordre N tel que $k = N/2$. Le premier défaut est donc d'ordre dodécapolaire ($N = 12$) avec une variation en r^5 . On présente (cf. fig. 5.2) le profil horizontal des intégrales de gradients de champs, et leur décomposition en harmonique, pour les quadripôles, sextupôles, et octupôles, des triplets SMT développés pour S^3 [232].

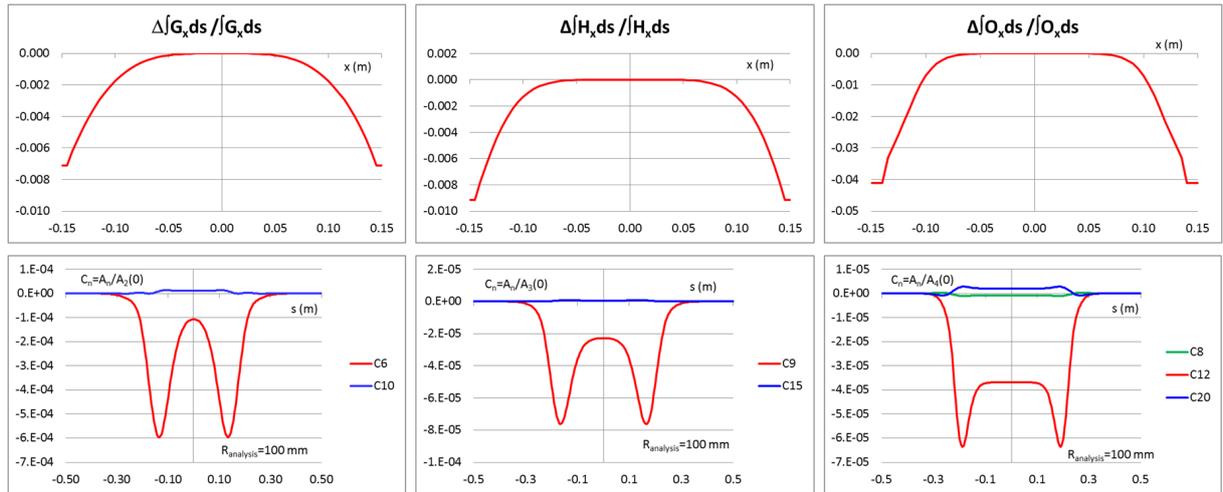


Figure 5.2: Homogénéité relative de l'intégrale du gradient de champs entre $x = -150$ mm et $x = 150$ mm (haut) et son analyse en harmoniques (bas), pour un quadripôle (G_x à gauche), sextupôle (H_x au milieu) et octupôle (O_x à droite). Les coefficients C_k sont associés à l'ordre N tel que $k = N/2$. L'axe x est donné en mètres. [232]

5.2.3 Analyse de sensibilité : stabilité et homogénéité des champs

Les multipôles ont été choisis pour leur grande stabilité de telle sorte qu'un éventuel bruit dans leur alimentation ou des fluctuations de champs issues d'erreurs de fabrication n'entraînent des variations des champs que dans une plage très limitée, autour de $10^{-4}\%$. Des simulations de performance ont été effectuées en générant un bruit aléatoire autour des valeurs idéales de champs quadripolaires. Des bruits de 0,1 ; 0,5 et 1% n'ont pas montré d'impact significatif sur les performances optiques de résolution en masse. Une investigation plus poussée pourrait être effectuée avec les codes TraceWin et COSY qui permettent une modélisation de l'effet de petits déplacements et de déformations des éléments optiques, entraînant des altérations de la qualité de champ. Cette étude pourrait notamment être faite avec les cartes de champs mesurées.

5.2.4 Correspondance entre Opera-3D et TraceWin

Dans le code Opera-3D, les champs multipolaires sont induits par les courants circulant dans les bobines supraconductrices. Un point évident mais non trivial est de s'assurer de l'adéquation entre les champs Opera-3D et TraceWin : les valeurs de courants doivent être ajustées de telle sorte que les champs de la simulation Opera-3D correspondent bien à ceux utilisés dans le code TraceWin. L'optimisation des champs sur TraceWin repose sur un principe simple :

- En régime linéaire, l'intégrale du gradient de champs $\int G(I)dl$ est proportionnelle à l'intensité du courant dans les bobines tel que $\int G(I)dl = k_{Lin} \times I$ (en T.m) avec le coefficient $k_{Lin} = \frac{1,45445 \text{ T.m}}{62733 \text{ A}}$ correspondant à un point de fonctionnement maximal où un champ de 1,45445 T.m a été obtenu à partir d'une intensité maximale $I_{max} = 62733 \text{ A}$;
- Des cartes des champs 3D réalistes sont alors générées pour chaque élément multipolaire au point de fonctionnement maximal pour un courant I_{max} ;
- L'optimisation des valeurs de champs se fait ensuite par normalisation de ces cartes, via un coefficient TraceWin k_{TW} . L'intensité des bobines s'exprime alors par $I = k_{TW} \times I_{max}$.

Par exemple, un coefficient TraceWin $k_{TW}(Q1) = 0,31819$ associé au champ du premier quadripôle, ajusté à partir d'une carte de champs construite pour un courant $I_{max} = 62733 \text{ A}$, nous permet de déduire une valeur de courant de fonctionnement $I = 19961 \text{ A}$ et une valeur d'intégrale de gradient de champs $\int G(I)dl = 0,46279 \text{ T.m}$.

5.2.5 Comportement non-linéaire des quadripôles

Une étude du comportement des quadripôles à des points de fonctionnement inférieurs au point maximal pris comme référence a révélé un comportement non-linéaire (cf. fig. 5.3). Ce point de référence se situait en fait hors du régime linéaire, dans le régime de saturation du fer du quadripôle. Pour fournir un même gradient de champs la prise en compte de la saturation donne une intensité de courant moindre. Une inversion de la courbe ci-dessous avec un ajustement par un polynôme d'ordre 3 passant par une condition initiale de champs nul à courant nul nous donne une fonction permettant de corriger cette intensité à partir de la valeur de l'intégrale de gradient de champs issue de l'optimisation TraceWin :

$$I(\Sigma) = 13214 \times \Sigma^3 - 21631 \times \Sigma^2 + 46185 \times \Sigma \text{ avec } \Sigma = \int G(I)dl. \quad (5.9)$$

La mise en évidence et l'intégration de ce comportement non-linéaire des champs quadripolaires ont été faites dans le cadre d'une étude du triplet ouvert, un point particulièrement sensible sur le plan physique mais aussi pour des questions de sureté. Des simulations systématiques de réjection du faisceau primaire ont été faites en incluant cette correction [233].

5.3 Modélisation de la cinématique des produits de réactions

La cinématique de chaque produit de réaction au point cible est modélisée avec le code S3Fusion développé dans le cadre de cette thèse (cf. Section 2.3.1). La physique implémentée permet de générer des distributions cinématiques réalistes adaptées aux expériences de fusion-évaporation, notamment pour les noyaux de masses extrêmes. Elle inclut les réactions atomiques inélastiques (excitations, ionisations, déflexions angulaires), les réactions nucléaires élastiques (diffusions et rétrodiffusions Rutherford), et les réactions nucléaires inélastiques (transfert, fusion-évaporation). On trouvera une description détaillée des différents modèles utilisés dans le chapitre 2.

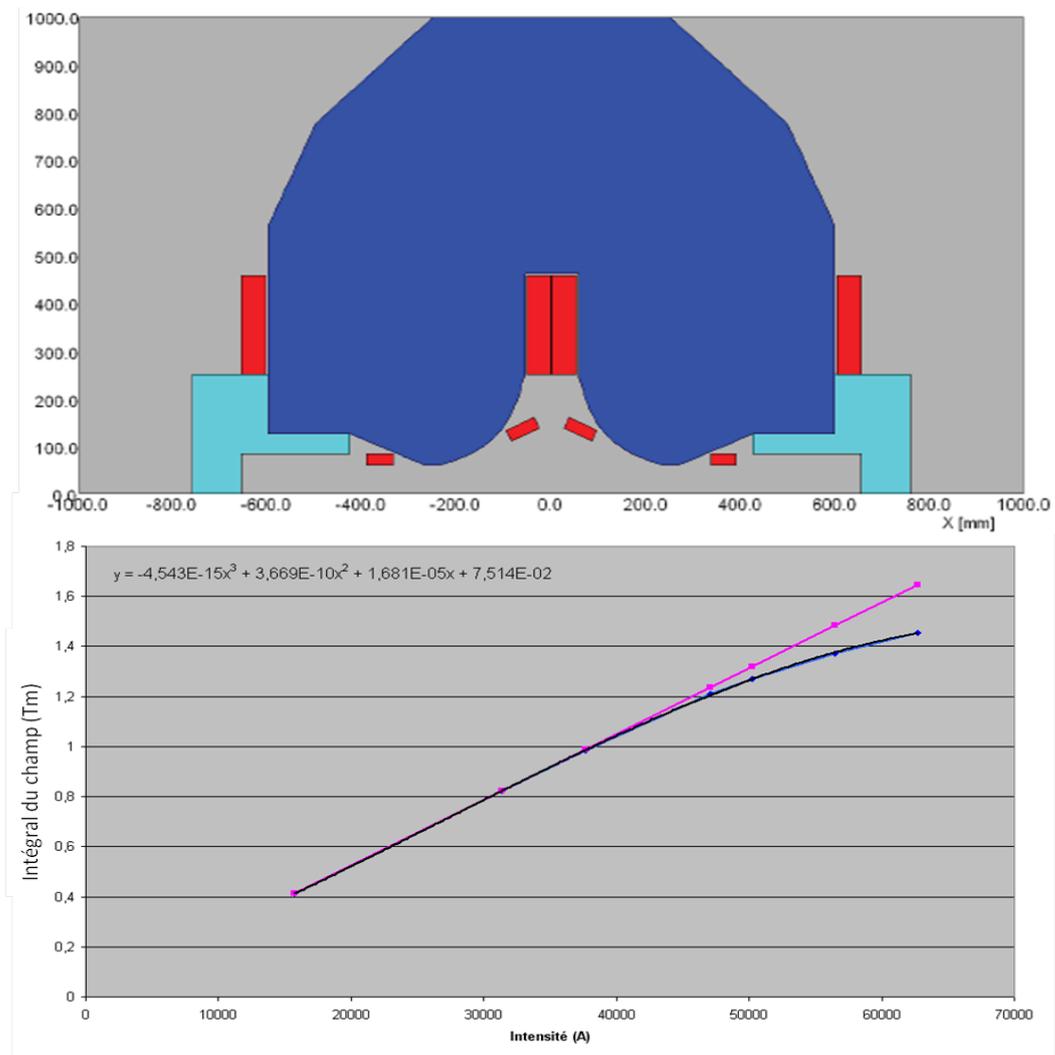


Figure 5.3: (Haut) Coupe transverse de la géométrie d'un quadripôle (partie haute du demi-aimant) simulé avec Opera-3D. (Bas) Mise en évidence de la saturation des quadripôles. L'intégrale du champs est en noir et la droite ajustée sur le régime linéaire en rose [234]. L'approximation initiale considérait le régime linéaire comme étant la droite passant par le dernier point de la courbe bleu.

5.3.1 Méthodes d'analyses pour les simulations d'expériences

On présente la procédure d'analyse utilisée pour simuler les différents produits de réaction formés lors d'une expérience donnée :

1. Définition des conditions expérimentales : nature faisceau et cible, énergie, épaisseurs de cible, support mécanique et éplucheur.
2. Recherche ou calcul des fonctions d'excitation pour les noyaux d'intérêts et déduction des valeurs de sections efficaces à l'énergie donnée (cf. fig. 5.4) ;
3. Génération des distributions cinématiques des résidus d'évaporations et déduction des taux d'évènements produits au point cible ;
4. Génération des distributions cinématiques du faisceau diffusé et des éléments de cible rétrodiffusés ;

5. Calcul des sections efficaces des autres voies d'évaporations ouvertes et des produits de transferts ;
6. Génération des distributions cinématiques des polluants et déduction des taux d'évènement produits au point cible ;
7. Calcul des distributions d'états de charge d'équilibre et des rigidités électriques et magnétiques pour les différents produits de réaction.

Cette procédure est dite *complète* dans la mesure où elle permet de générer les fichiers d'entrée permettant d'étudier le comportement dans le spectromètre et la rejection d'une grande partie des polluants. Mais dans la mesure où le réglage optique doit toujours être optimisé pour maximiser la réjection du faisceau primaire, une procédure dite *standard* se limitera alors à l'étude du comportement des résidus d'évaporations et des éléments de faisceau, en considérant la simulation des autres polluants comme de "second ordre".

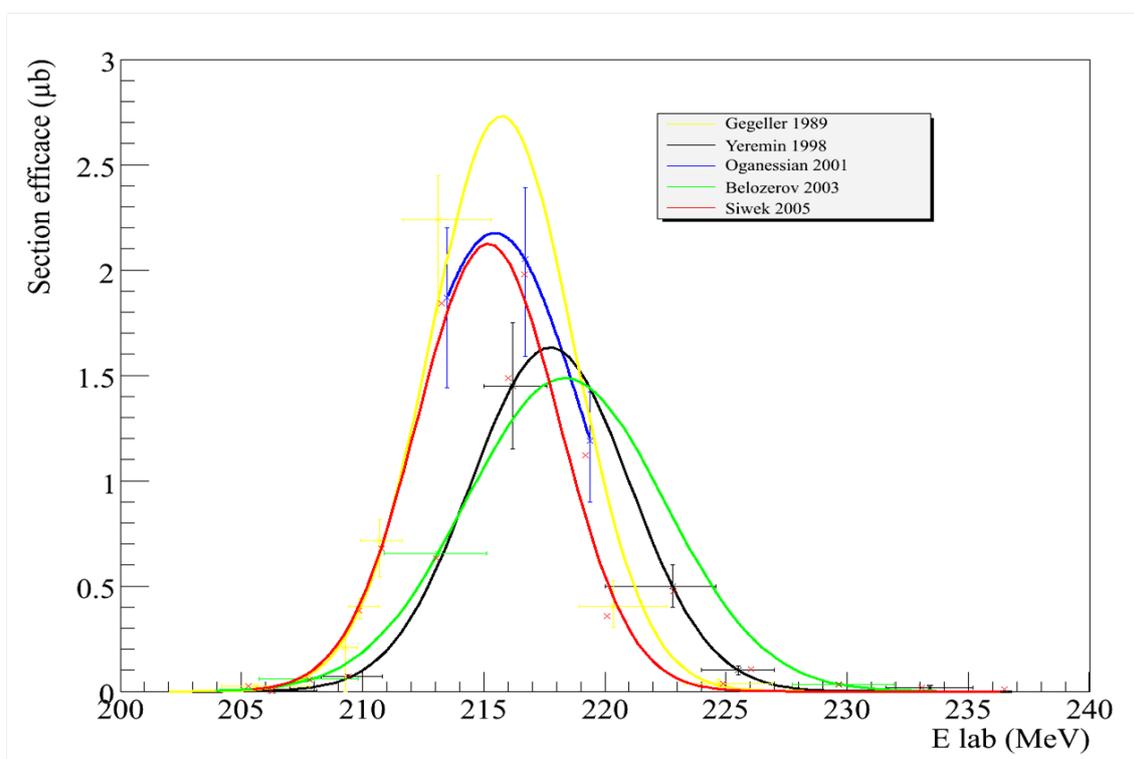


Figure 5.4: Différentes fonctions d'excitation de la réaction $^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$ trouvées dans la littérature.

5.3.2 Profils d'émission des noyaux d'intérêts

Le code S3Fusion permet de générer des distributions cinématiques dans un format compatible pour le code TraceWin. On présente sur la figure 5.5 différents profils d'émission visualisés avec le code PlotWin (cf. Section 5.1.2) d'une distribution de ^{254}No produits par la réaction de fusion-évaporation $^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$ générée à partir d'une fonction d'excitation tirée de la littérature (cf. fig. 5.4). On souligne sur la figure 5.5 (en haut à droite) la corrélation angle-énergie où les pertes d'énergie dans la cible sont d'autant plus importantes que la trajectoire du noyau est défléchi, une corrélation qui est en compétition avec l'isotropie de l'évaporation des

5. SIMULATIONS DES PERFORMANCES OPTIQUES DE S^3

neutrons. Le profil d'émittance (x, x') en sortie de cible est donné par $\epsilon = \pi \Delta x_0 \times \Delta x'_0$ où Δx_0 est l'extension du faisceau primaire, et $\Delta x'_0$ est donné par la cinématique de la réaction nucléaire.

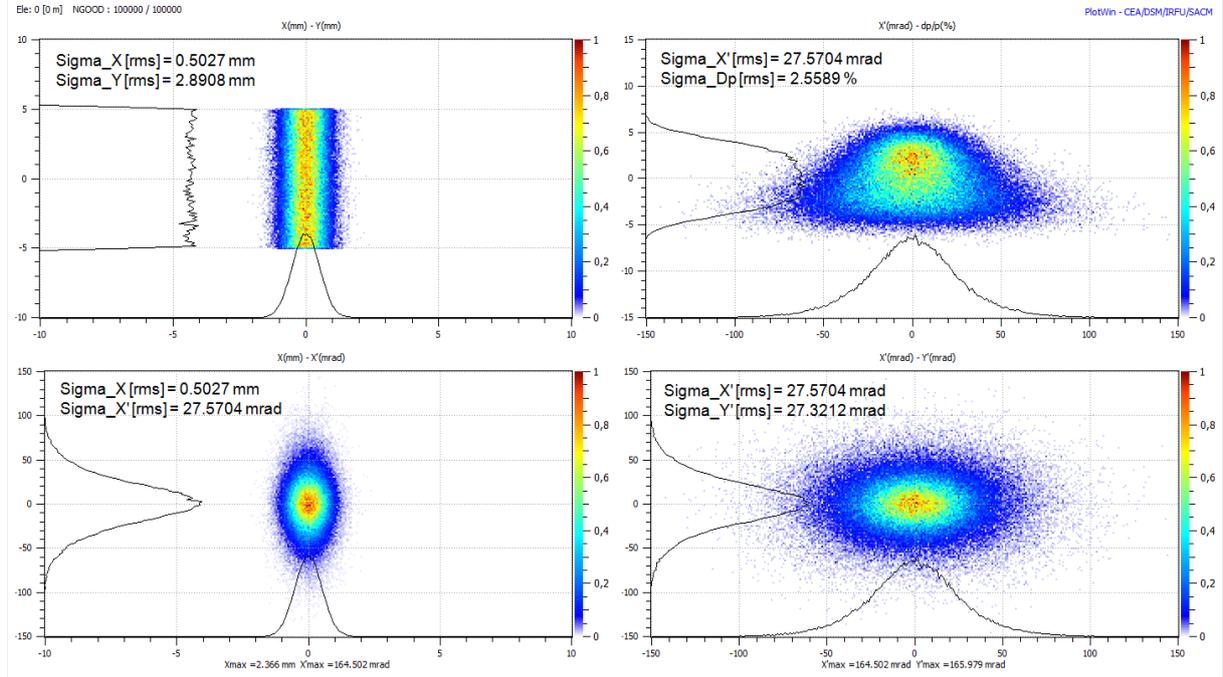


Figure 5.5: Différents profils d'émittance des noyaux d'intérêts de la réaction $^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$, générés avec le code S3Fusion et visualisés avec le programme PlotWin (CEA/DSM/IRFU/SACM). Haut-gauche : tache faisceau gaussienne balayée verticalement sur la cible rotative ; Bas-gauche : profil d'émittance horizontale (x, x') ; Haut-droite : profil d'émittance angle-énergie (x', γ) ; Bas-droite : profil d'émittance angle-angle.

5.3.3 Distributions de rigidités électriques et magnétiques

Le réglage et l'optimisation des champs électromagnétiques de S^3 pour le transport des résidus d'évaporation jusqu'au plan focal de détection nécessite une connaissance précise de leurs distributions en rigidités. Le calcul des pertes d'énergie et des distributions d'états de charge en sortie de cible nous permettent de calculer les distributions de rigidités électriques et magnétiques pour les noyaux d'intérêts ^{254}No et de faisceau ^{48}Ca (cf. fig. 5.6). Notons que les états de charges sont dissociés dans la cas du faisceau, contrairement au cas du résidu où ils sont superposés en raison de la plus grande dispersion en moment.

5.4 Procédure d'optimisation du premier ordre

Le réglage des champs quadripôlaire permet d'assurer les conditions optiques du premier ordre, et les champs sextupôlaire et octupôlaire sont ajustés afin de corriger les aberrations des ordres supérieurs. La première étape de la procédure de réglage consiste à l'obtention des propriétés du spectromètre au premier ordre avec les champs quadripôlaire des triplets SMT et ouvert. Deux conditions majeures doivent être atteintes : la **focalisation**, assurant que la position au plan focal soit indépendante de la dispersion angulaire initiale, et l'**achromaticité**, de telle sorte que la position au plan focal soit aussi indépendante du moment. Cette première étape doit être effectuée pour différents états de charge du noyau d'intérêt afin de trouver la configuration maximisant la transmission du recul et la réjection du faisceau primaire. La deuxième étape consiste

en l'optimisation des champs sextupolaires et octupolaires des triplets SMT afin d'éliminer les aberrations d'ordre supérieur et maximiser les performances en transmission mais surtout en résolution en masse [235] (cf. Section 5.5).

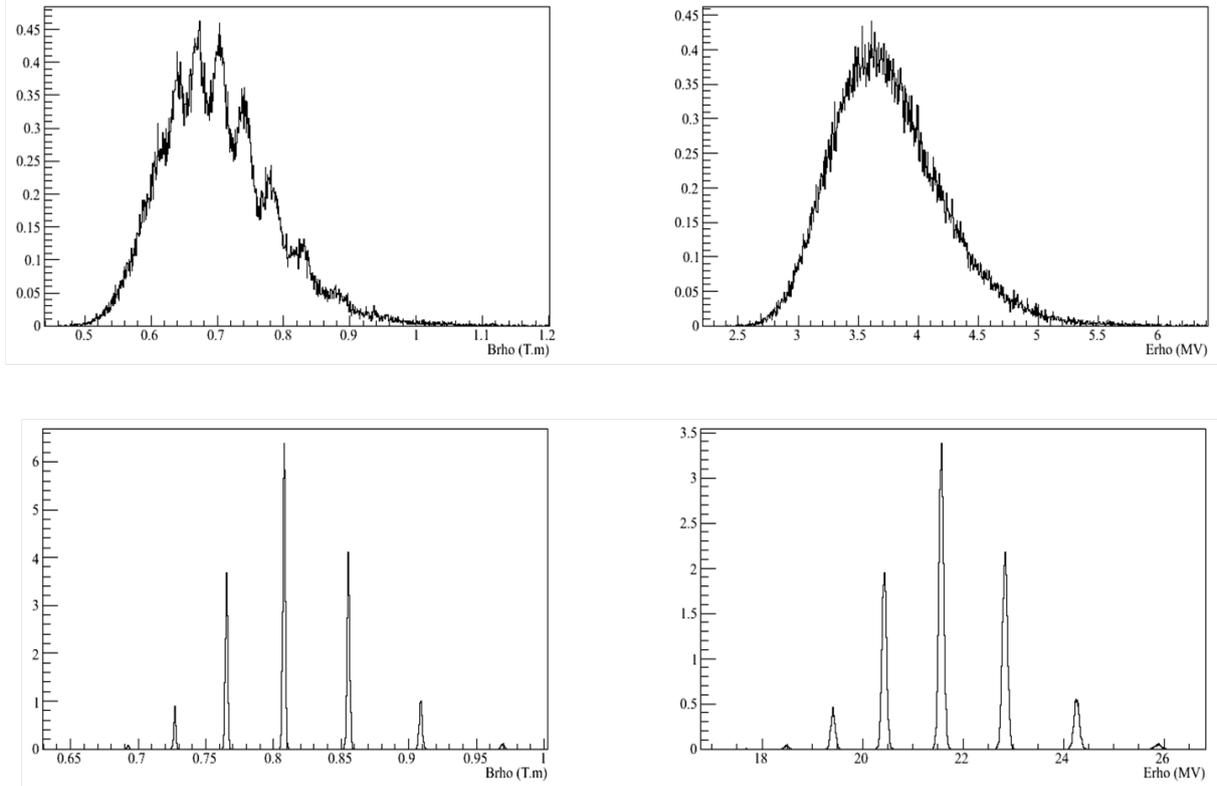


Figure 5.6: Distribution en rigidité magnétique (gauche) et électrique (droite), pour le résidu d'évaporation (haut) et le faisceau (bas), issus de la réaction $^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$.

5.4.1 Description matricielle des conditions optiques du premier ordre

Les conditions optiques de premier ordre d'un séparateur en masse comme S^3 permettent d'éliminer un certain nombre d'éléments de la matrice de transfert générale (cf. équation 5.1). Les conditions déterminent la qualité des plans focaux et doivent être assurées par le réglage fin des champs quadripolaires.

La conception mécanique des éléments optiques s'est basée sur une géométrie symétrique par rapport au plan xz . Cette géométrie entraîne une symétrie des champs magnétiques $B_x(x, y, z) = -B_x(x, -y, z)$ et électriques $E_y(x, y, z) = -E_y(x, -y, z)$ qui sont alors perpendiculaires au plan xz . Cet argument permet d'annuler les coefficients $(x | y^m y^n)$ et $(x | x^m x^n)$ pour tout $n + m$ impaire, soit $R_{13} = R_{14} = R_{31} = R_{32} = 0$ pour le premier ordre. L'une des conséquences de cette symétrie est une séparation possible des matrices de transfert de telle sorte que les sous-espaces d'émittances horizontales et verticales soient indépendamment conservés [236] (cf. Section 5.1.2). D'autres conditions permettent de contraindre la matrice générale :

- La condition de double focalisation : l'état initial au point cible et l'état final au plan focal de détection sont deux points de focalisation impliquant que la position (x, y) des particules ne dépende pas de leur angle initial (x', y') , soit $R_{12} = R_{34} = 0$;

5. SIMULATIONS DES PERFORMANCES OPTIQUES DE S^3

- La condition d'achromaticité implique que la position (x, y) et l'angle (x', y') des particules aux points de focalisation ne dépende pas de leur énergie, soit $R_{17} = R_{27} = R_{37} = R_{47} = 0$;
- La focalisation des quadripôles entraîne au premier ordre un découplage entre les plans horizontal et vertical. La focalisation en x est par exemple proportionnelle à $G \cdot x$ et donc indépendante de y (cf. éq. 4.10). On en déduit que x est indépendant de y et y' soit $R_{13} = R_{14} = 0$ et $R_{41} = R_{42} = 0$, tout comme y est indépendant de x et x' soit $R_{31} = R_{32} = 0$ et $R_{23} = R_{24} = 0$;
- Les champs étant statiques et idéalement homogènes, les positions, angles et énergies au plan focal sont indépendants de l , soit $R_{15} = R_{25} = R_{35} = R_{45} = R_{75} = 0$, l ne dépend alors que de l'énergie initiale de la particule, soit $R_{51} = R_{52} = R_{53} = R_{54} = R_{57} = 0$ avec $R_{55} = 1$;
- La dispersion en masse donnée au point cible est conservée et ne dépend d'aucune autre variable, soit $R_{61} = R_{62} = R_{63} = R_{64} = R_{65} = R_{67} = 0$ avec $R_{66} = 1$.
- L'énergie est conservée dans le système optique et ne dépend d'aucun autre paramètre, soit $R_{71} = R_{72} = R_{73} = R_{74} = R_{75} = R_{76} = 0$ avec $R_{77} = 1$.
- Les dipôles permettent de créer des zones dispersives horizontalement selon les rigidités électrique et magnétique. Le plan focal final est alors dispersif selon l'axe horizontal et seul x dépendra de δ tel que $R_{36} = R_{46} = 0$.

L'application de l'ensemble de ces conditions permet de réécrire la matrice de transfert 5.1 telle que :

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \\ \gamma \end{pmatrix}_f = \begin{pmatrix} R_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & R_{16} & 0 \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} & 0 \\ 0 & 0 & R_{33} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \\ \gamma \end{pmatrix}_i \quad (5.10)$$

L'application de l'ensemble des contraintes optiques que nous avons listées permet d'effectuer un réglage au premier ordre et de créer un plan dispersif en masse au plan focal final tel que :

$$x_f = R_{11}x_i + R_{16}\delta_i \quad (5.11)$$

Cette expression montre que la distribution des particules au plan focal final, et donc la résolution en masse, dépend au premier ordre de leur distribution au point cible x_i et de la dispersion en masse initiale δ_i . Les spécifications 1.5 impliquent que la tache faisceau soit focalisée au point cible avec une extension telle que $\sigma_{x_i} \sim 0,5$ mm. Les différentes masses au plan focal auront une extension $R_{11}\sigma_{x_i}$ et seront séparées par le terme $R_{16}\delta_i$. La résolution correspond alors au rapport entre le terme de dispersion en masse $R_{16} = (x | \delta)$ et l'extension de la tache en F_4 telle que :

$$R_m = \frac{(x | \delta)}{|(x | x) | \sigma_{x_0}} = \frac{R_{16}}{|R_{11} | \sigma_{x_0}} \quad (5.12)$$

La maximisation de la séparation en masse se fait en augmentant le terme de dispersion R_{16} tout en réduisant l'extension de la tache faisceau $R_{11}\sigma_{x_0}$. Une séparation de même type mais en moment est aussi effectuée en F_1 .

Les quadripôles du dernier triplet SMT permettent d'ajuster la magnification R_{11} de façon à respecter la contrainte $x_{TOT} = \pm 50$ mm. Le respect de la spécification $\sigma_{x_0} \sim 0,5$ mm est donc primordial pour l'atteinte des performances de résolution en masse. Une étude de sensibilité de la résolution en masse par rapport à l'extension de la tache au point cible est présentée figure 5.7.

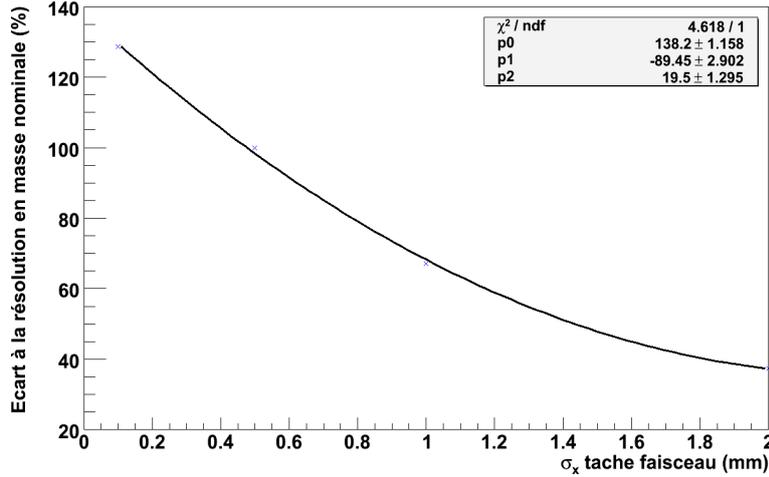


Figure 5.7: Variation du pouvoir de résolution en masse relative en fonction de l'extension de la tache faisceau (σ_x). La variation est donnée relativement à la spécification $\sigma_x = 0,5$ mm.

La dispersion en masse peut être améliorée en augmentant l'angle de courbure des dipôles mais au prix d'une réduction de la distance focale entraînant une augmentation de la magnification et une perte de transmission en raison de la largeur plus importante des plans focaux et des enveloppes. En effet, dans un système focalisation "point-point", la magnification $M_x = (x | x) = (x' | x')^{-1}$, de telle sorte que la magnification augmente si la distance focale diminue. On peut aussi maximiser l'enveloppe de la distribution de noyaux d'intérêts dans le plan xz des zones dispersives, en utilisant des dipôles de large acceptation entourés d'éléments focalisant [237].

L'optimisation de la structure au 1er ordre est effectuée avec TraceWin en ne considérant que l'enveloppe des distributions de 3 masses adjacentes. L'optique est développée en ajustant les champs quadripôlaire de façon à minimiser la taille des enveloppes aux différents plans focaux, en les maximisant dans les zones dispersives, tout en minimisant les pertes de transmission. Au premier ordre, le mode "enveloppe" ne considère pas la dynamique individuelle des particules et les non-linéarités n'apparaissent pas, de telle sorte que le réglage des quadripôles du spectromètre en masse soit optimisé pour retrouver une tache faisceau en F_4 image du point cible avec une extension de $\sigma_x = 0,5$ mm.

Le développement de la structure a été fait en ajustant progressivement ces paramètres d'angles de courbures de dipôles et d'acceptation, mais aussi la configuration des éléments focalisant et des longueurs de tube à vide ("drift") séparant chaque élément. Le suivi de l'évolution de la structure optique s'est basé sur les performances au premier ordre de l'expérience de référence $^{58}\text{Ni}(^{46}\text{Ti}, 4n)^{100}\text{Sn}$ et a montré aux ordres supérieures une convergence vers les spécifications optiques de $dM/M = 1/300$ et même au-delà, allant jusqu'à $dM/M = 1/400$.

5. SIMULATIONS DES PERFORMANCES OPTIQUES DE S^3

5.4.2 Génération de points d'entrées pour un réglage 1er ordre

Le développement de la structure optique de S^3 s'est fait par modifications successives, en comparant l'évolution des performances obtenues pour une expérience de référence : la réaction symétrique $^{58}\text{Ni}(^{46}\text{Ti}, 4n)^{100}\text{Sn}$. L'optimisation est maximale pour ce cas expérimental et les valeurs de champs peuvent être utilisées, après une transformation linéaire, comme point de départ de premier ordre pour d'autres expériences.

Les coefficients TraceWin de l'expérience de référence, notés $k_{\text{TW}}^{\text{ref}}$, sont proportionnels aux champs multipolaires et optimisés pour une rigidité de référence $B\rho_{\text{Ref}}$. L'ajustement linéaire des champs à une expérience de rigidité $B\rho$ donné (cf. section 5.3.3) se fait simplement en appliquant le facteur $\alpha = \frac{B\rho}{B\rho_{\text{Ref}}}$ tel que $k_{\text{TW}} = \alpha \times k_{\text{TW}}^{\text{ref}}$ où k_{TW} sont les coefficients associés à un réglage au 1^{er} ordre des champs pour la nouvelle expérience. Cette transformation linéaire a souvent permis de générer un point de départ particulièrement proche du point d'arrivée obtenue lors d'une ré-optimisation des ordres supérieurs, permettant ainsi de gagner un temps de calcul considérable. Cette proximité est d'autant plus importante que la distribution cinématique initiale possède une dispersion en angle et en énergie inférieure ou égale à la distribution de référence, les aberrations optiques étant alors correctement corrigées.

Un point intéressant est de pouvoir allier cette transformation basée sur le réglage de référence, avec le lien établi entre les coefficients TraceWin et les champs réels (cf. section 5.2.4), pour pouvoir calculer des valeurs de champs utilisables comme point de départ pour un réglage en situation réelle. L'inclusion de cette fonction au code S3Fusion est en cours mais l'idéal serait de bénéficier de cartes de champs mesurées à partir des véritables éléments optiques de S^3 et d'utiliser le résultat d'une optimisation à tous les ordres en tant que point de départ pour une optimisation de la structure en condition réelle.

5.4.3 Configurations alternatives pour la réjection du faisceau primaire

En condition réelle, le réglage (ou "Comissionning") du spectromètre, se fera toujours par une augmentation progressive de l'intensité faisceau pour une optimisation de la rejection du faisceau primaire. Cette montée en puissance se fait en assurant le réglage optique des deux étages du spectromètre en maximisant la réjection via les différents ensembles de blocs d'arrêts et les systèmes de fentes : les doigts et volets mobiles au plan dispersif F_1 pour stopper les états de charge du faisceau situés dans l'acceptance ; les fentes réglables au plan focal intermédiaire F_2 pour limiter la transmission des produits de diffusion ; les fentes au plan focal final F_4 réglables pour la sélection des ions d'intérêts ; et des volets mobiles en F_3 .

Cependant, les doigts mobiles en F_1 entraînent une perte de transmission des noyaux d'intérêts qui est d'autant plus importante que les états de charges à stopper (d'extension $\sigma_x \simeq 1$ mm) sont nombreux (cf. fig. 5.8). Des configurations alternatives sont possibles pour minimiser leur nombre en adoptant un réglage optique basé sur un état de charge du noyau d'intérêt autre que le plus peuplé, lorsque le recouvrement entre les gammes de rigidités magnétiques recul/faisceau permet l'élimination hors acceptance de certains états de charge du faisceau. Cette optimisation est particulièrement importante si on considère les phénomènes de diffusions du faisceau sur les bords des doigts comme source importante de bruit aléatoire. En guise d'illustration, on compare sur la figure 5.9 l'évolution de la transmission physique totale au plan focal final - transmission optique du spectromètre pondérée par les populations d'états de charges (cf. section 2.2.3) -, en fonction de la largeur des blocs d'arrêts amovibles (doigts).

On constate que le réglage optique sur état de charge majoritaire $^{254}\text{No}^{20+}$ entraîne la

5.5 Procédure d'optimisation des ordres supérieurs

présence de 3 états de charge dans l'acceptance, contrairement à 2 dans le cas d'un réglage sur $^{254}\text{No}^{21+}$. Les pertes de transmission occasionnées par des doigts de 15 mm (selon les spécifications) et les problématiques de diffusion rendent plus intéressant le second réglage. Ces simulations peuvent fournir un support important dans le choix de la configuration optimale lors d'un réglage en conditions réelles, et avant une optimisation des ordres supérieurs.

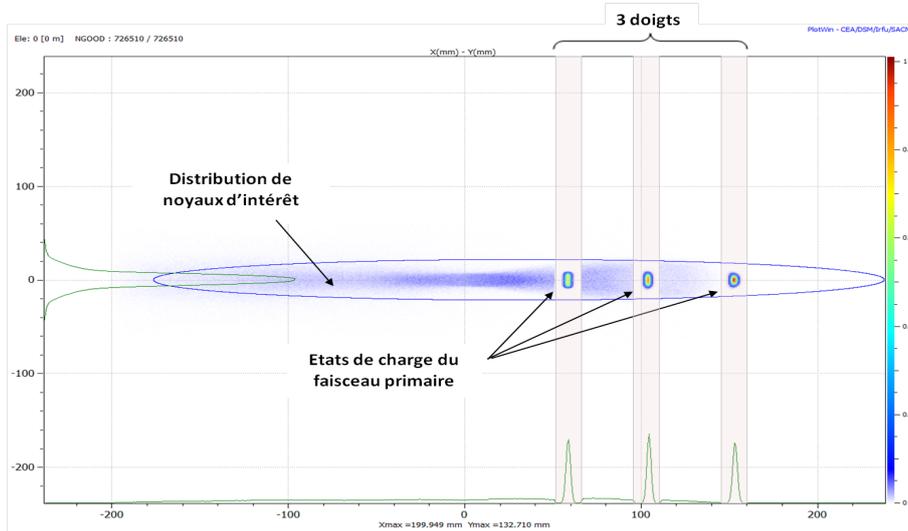


Figure 5.8: Distributions faisceau/recul au point F_2 non pondérés par leur population. Le nombre d'états de charge du faisceau primaire dans l'acceptance peut être réduit à trois si on optimise les champs du spectromètre sur l'état de charge $^{254}\text{No}^{20+}$ le plus peuplé.

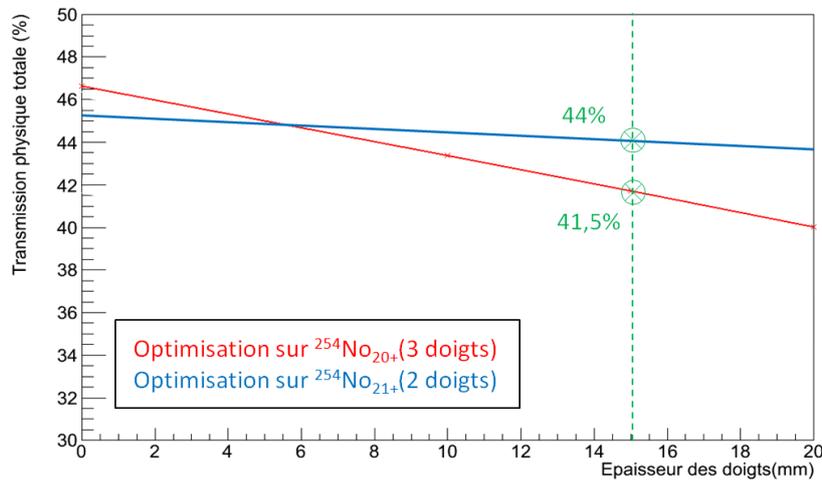


Figure 5.9: Transmission physique totale au plan focal final en fonction de la largeur des doigts. En rouge pour une optimisation sur le $^{254}\text{No}_{20+}$ nécessitant l'utilisation de 3 doigts, et en bleu sur le $^{254}\text{No}_{21+}$ nécessitant 2 doigts.

5.5 Procédure d'optimisation des ordres supérieurs

Le premier ordre n'est valable que dans l'approximation des petits angles et des faibles dispersions en rigidités magnétiques. Il est nécessaire de prendre au moins en compte les 2^{ème} et 3^{ème} ordres pour les larges déviations en angle et en rigidité comme c'est le cas dans les spectromètres

5. SIMULATIONS DES PERFORMANCES OPTIQUES DE S^3

de grande acceptance comme S^3 . Plus la dispersion en angle et en énergie sont importantes, plus les aberrations engendrées par les harmoniques naturelles et les défauts d'homogénéités de champs des éléments optiques se font sentir. Ces termes d'ordres supérieurs sont considérés comme des effets parasites que l'on souhaite éliminer.

La dispersion est un effet de premier ordre des dipôles, et les quadripôles sont utilisés pour modifier des coefficients de 1^{er} ordre comme la magnification mais engendre à leur tour des aberrations. En général, on utilise des $2k$ -poles pour ajuster les coefficients de transfert d'ordre $(k - 1)$: des sextupôles ($2k = 6$) seront utilisés pour ajuster des aberrations d'ordre 2, et des octupoles ($2k = 8$) permettront d'ajuster l'ordre 3. Les performances de résolution de masse "en vol" doivent être obtenues avec un maximum de corrections des non-linéarités. Elles sont effectuées par les sextupoles et octupoles des triplets SMT (cf. Section 4.14). Des études systématiques ont montré l'importance de la présence de ces corrections tout au long du spectromètre.

En conditions réelles, l'optimisation des champs des multipôles d'ordres supérieurs est effectuée - élément par élément - pour maximiser la transmission et/ou la résolution en masse dans les étages selon le mode opératoire de S^3 (cf. Section 4.6.2). Les diagnostics permettront d'effectuer des mesures d'émittance (position, angle, énergie) aux plans dispersifs afin d'optimiser la correction des aberrations d'ordre élevé.

5.5.1 Symétrie de la structure optique

La symétrie de l'optique a été une ligne directrice dans le développement de la structure de S^3 . Elle permet dans le cas idéal d'annuler naturellement la majeure partie des non-linéarités géométriques engendrées par les éléments multipolaires, ne laissant que les termes de troisième ordre [238]. Le premier étage peut être décomposé schématiquement en deux cellules de type "triplet - dipôle magnétique - triplet", noté M_{3QD3Q} . La matrice associée à la cellule M_{3QD3Q} peut être décomposée comme le produit de deux matrices $M_{3Q(D/2)}$ et $M_{(D/2)3Q}$ de distance focale a telle que :

$$M_{3Q(D/2)} = M_{(D/2)3Q} = \begin{pmatrix} 0 & -a \\ \frac{1}{a} & 0 \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

$$M_{3QD3Q} = M_{3Q(D/2)}M_{(D/2)3Q} = \begin{pmatrix} 0 & -a \\ \frac{1}{a} & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & -a \\ \frac{1}{a} & 0 \end{pmatrix} = -I \quad (5.14)$$

Le produit des deux matrices permet de montrer que la matrice de transfert associée à une cellule se réduit, à un signe près, à la matrice identité. Le produit des matrices de transfert des deux cellules permet d'obtenir un plan focal objet totalement achromatique F_2 et image du point cible F_0 , avec une matrice de transfert totale égale à la matrice unitaire (cf. fig. 5.10). Cette condition est rendue possible grâce à la présence d'un plan focal séparant les deux cellules et permettant une inversion du signe de l'enveloppe.

Une symétrie parfaite permettrait d'avoir une correction totale des aberrations au plan focal achromatique F_2 . Mais l'utilisation d'un triplet ouvert, de géométrie différente, non supra-conducteur et donc sans correction octupolaire, dans la première cellule brise cette symétrie et la compensation n'est que partielle. Les mêmes considérations peuvent être appliquées au deuxième étage avec cette fois une brisure de symétrie résultant de la nature différente des dipôles utilisés. D'autres contraintes mécaniques amènent aussi des pertes de symétrie : beam

dump amont, aux pompes, ... La symétrie initiale doit être retrouvée avec un ajustement sur les enveloppes au détriment de la symétrie sur la dispersion. La structure symétrique de S^3 est la raison principale de ses performances, elle permet d'obtenir un plan focal intermédiaire F_2 de très bonne qualité ainsi qu'une très bonne résolution en masse au plan focal final F_4 .

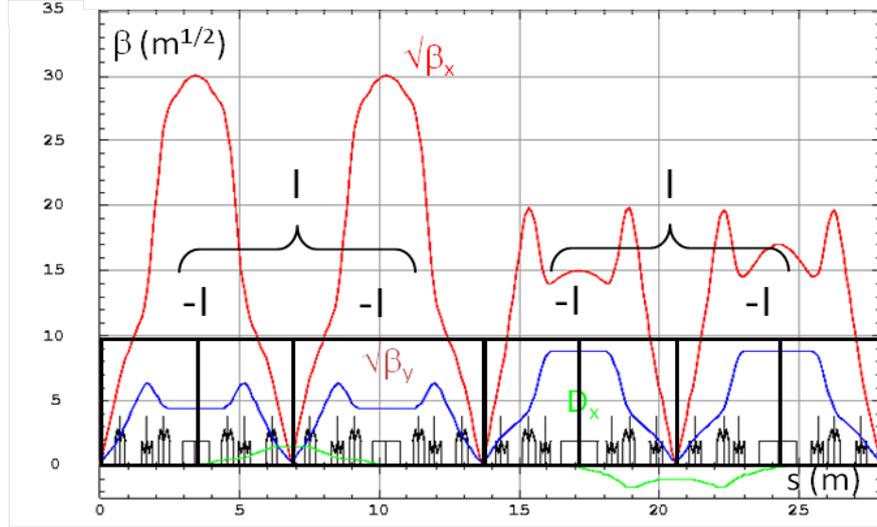


Figure 5.10: Illustration de la structure symétrique de S^3 permettant naturellement l'annulation des non-linéarités. [239]

5.5.2 Les principales aberrations

Les aberrations peuvent être de natures chromatiques, géométriques, ou mixtes. Elles vont entre autres entraîner un décalage de la position des particules au plan focal selon les différents couplages entre les variables ce qui aura pour effet un élargissement de la tache en F_4 et une dégradation de la résolution en masse. Les aberrations géométriques sont fonction des positions et angles initiaux (x, y, x', y') , elles sont décrites par les éléments de matrice $(x | x^k, y^l, x'_m, y'_n)$ avec $k, l, m, n \in 1, 2, 3, \dots$ et $k + l + m + n \geq 2$. Les aberrations chromatiques sont décrites par les coefficients de transfert $(x | \gamma\gamma)$, $(x | \delta\gamma)$ ou $(x | \delta\delta)$. L'expression générale de la position horizontale x_f au plan focal, donnée par l'équation 5.4, peut être ré-écrite en considérant les aberrations dominantes au 2^{ième} ordre :

$$x_f = (x | x)x_i + (x | x')x'_i + (x | \delta)\delta_i + (x | \gamma)\gamma_i \quad (5.15)$$

$$+ (x | x'x')x_i'^2 + (x | x'\gamma)x'_i\gamma_i + (x | \gamma\gamma)\gamma_i^2 + \dots \quad (5.16)$$

où on a ajouté les termes des aberrations - géométrique, chromatique et mixte - dominants :

1. Mixte : $R_{126} = (x | x'\gamma)x'_i\gamma_i$ est un terme de corrélation angle-énergie. Le plus important des trois, sa contribution peut être minimisée en ajoutant une courbure aux champs effectifs des dipôles de telle sorte que la dispersion soit adaptée aux trajectoires des particules loin de la trajectoire de référence. Ce terme est à l'origine d'une inclinaison du plan focal ;
2. Géométrique : $R_{122} = (x | x'x')x_i'^2$ est un terme de corrélation angle-angle décrivant la contribution de la dispersion angulaire sur la position finale. Cette contribution exprime une mauvaise focalisation des particules subissant les défauts d'homogénéité des champs quadripolaires survenant dans les zones éloignées de l'axe optique ;

5. SIMULATIONS DES PERFORMANCES OPTIQUES DE S^3

3. Chromatique : $R_{166} = (\mathbf{x} | \gamma\gamma)\gamma_i^2$ un terme de corrélation énergie-énergie. Ce terme traduit une inhomogénéité en dispersion, due à une action dispersive non uniforme des dipôles pour les particules ayant une grande dispersion en rigidité électrique et magnétique par rapport à la trajectoire de référence.

Ces termes sont discutés dans [240] [241]. Les aberrations mixtes en $(\mathbf{x} | \mathbf{x}'^n \gamma^m)$ sont celles qui limitent le plus la résolution en masse. Plus la dispersion en angle et en énergie de la distribution initiale est importante et plus des aberrations d'ordres élevés vont apparaître dans les zones dispersives. Ce type d'aberration est observable dans le sous-espace d'émittance (\mathbf{x}', γ) sous forme d'"ailes" de forme x^2 ou x^3 selon leur ordre. Lorsqu'elles sont transmises jusqu'au plan focal F_4 , ces ailes augmentent l'extension des distributions et donc diminuent la résolution en masse. Il est possible de contraindre l'acceptance en angle et en énergie du spectromètre pour couper ces queues de distribution, en restaurant ainsi une partie de la résolution en masse perdue au prix d'une diminution de la transmission. C'est en ce sens que le mode standard maximise la résolution, contrairement au mode large acceptance qui privilégie la transmission (cf. Section 4.6.2). L'une des manifestations de la transmission d'aberrations au plan focal est une inclinaison du plan focal par rapport au plan perpendiculaire à la trajectoire de référence, ce point est étudié dans la section 5.5.5.

5.5.3 Optimisation avec TraceWin

Si on recense l'ensemble des champs électromagnétiques du spectromètre, on a (cf. fig. 4.7) :

- 3 champs dipôlares magnétiques ;
- 1 champ dipolaire électrostatique ;
- 7 triplets SMT, comprenant 21 champs quadripolaires, sextupolaires et octupolaires ;
- 1 triplet ouvert non supra, comprenant 3 champs quadripolaires et sextupolaires ;

Les champs dipôlares sont réglés pour la sélection des rigidités électriques et magnétiques d'un état de charge donné du noyau d'intérêt. Les 24 champs quadripôles sont optimisés pour obtenir les conditions optiques du premier ordre. L'ensemble de ces champs sont alors fixés, sauf les trois champs quadripolaires du dernier triplet SMT qui sont laissés variables pour une optimisation plus performante de la résolution en masse. L'optimisation du spectromètre aux ordres supérieurs consiste alors à trouver la meilleure configuration pour les valeurs de champs restant - soit 21 + 3 champs sextupolaires, 21 champs octupolaires, et 3 champs quadripolaires -, permettant de minimiser un certain critère d'optimisation. L'optimisation s'apparente donc à la recherche d'un minimum dans un espace de phase à 48 dimensions avec un temps de convergence du calcul pouvant atteindre plusieurs jours.

Le critère d'optimisation κ considère l'optimisation de 3 états de charge sur les 5 transportés, soit $q \pm \Delta q$ avec $\Delta q = 2$. Il prend en compte la séparation des 3 masses voisines au plan focal pour chacun de ces 3 états de charge, ainsi que la correction des non-linéarités pour atteindre une extension en F_4 la plus proche possible de $\sigma_{x_f} \simeq 0,5$ mm. Le critère est donné par :

$$\kappa = \left[\frac{2|\bar{X}_q - \bar{X}_{q-2}|}{\sigma_{X_q} + \sigma_{X_{q-2}}} - \left(\frac{\Delta q}{q} \right)_c \right]^2 + \left[\frac{2|\bar{X}_q - \bar{X}_{q+2}|}{\sigma_{X_q} + \sigma_{X_{q+2}}} - \left(\frac{\Delta q}{q} \right)_c \right]^2 \quad (5.17)$$

Ce travail d'optimisation a été effectué en collaboration avec les chercheurs du SACM et pour différentes configurations du spectromètre.

5.5.4 Performances optiques pour les expériences clefs

L'optimisation de la structure optique *v23.03*, a été effectuée pour le cas de référence $^{58}\text{Ni}(^{46}\text{Ti}, 4n)^{100}\text{Sn}$ dans deux modes de fonctionnement : le mode standard (MS), et le mode large acceptance (LA) (cf. section 4.6.2). Après convergence, on fixe les valeurs de champs afin d'effectuer un transport des distributions dans l'ensemble de la structure. On présente (cf. fig. 5.11) les distributions au plan focal final F_4 (3 masses et 5 états de charge) pour les deux modes opératoires. Les distributions cinématiques sont les mêmes pour les isotopes virtuels ^{99}Sn et ^{101}Sn , voisins du ^{100}Sn . Seules les masses sont différentes ce qui permet de déconvoluer les effets pour n'avoir que ceux résultants de la dispersion en masse.

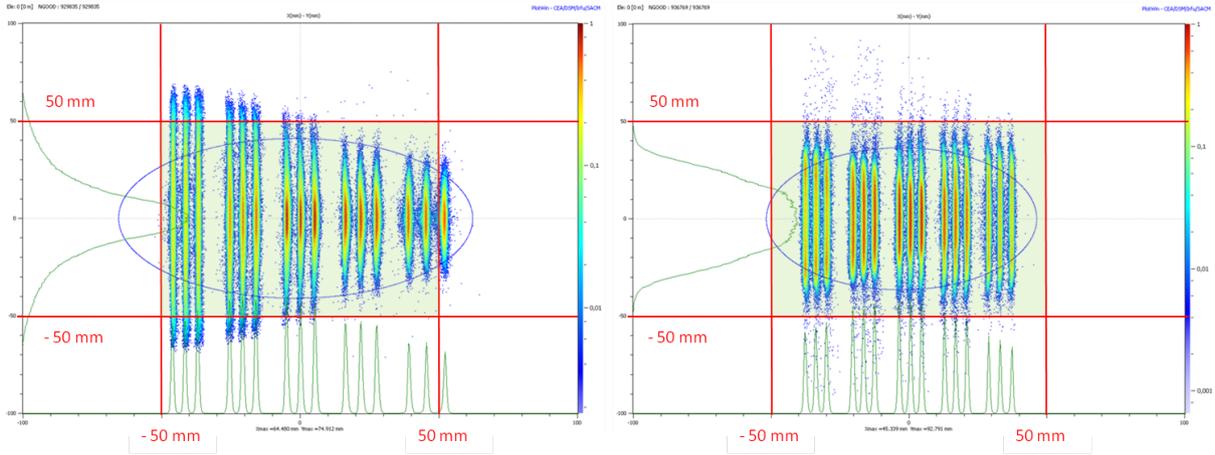


Figure 5.11: Distributions des 3 masses et 5 états de charges au plan focal de détection F_4 pour l'expérience de référence. A gauche le mode MS, et à droite le mode LA. En vert la zone d'acceptance.

Les performances en terme de transmission optique (non pondérées par les populations d'états de charge) et de résolution en masse (non pondérée par la transmission) sont respectivement présentées pour les deux modes sur les figures 5.12 et 5.13. On observe pour le mode standard un excellent pouvoir de résolution en masse d'environ 428 entre les 3 isotopes. Cette valeur est réduite aux alentours de 350 dans le cas du mode LA qui présente une bien meilleure focalisation des distributions en F_4 dans une zone d'acceptance $100\text{ mm} \times 100\text{ mm}$, malgré une transmission relativement proche de celle du mode MS dans ce cas précis où l'émittance est limitée. On présente (cf. fig. 5.14) les performances optiques pour l'expérience clé de synthèse d'élément superlourd $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{292}116$ revu en mode MS. Des estimations de performances ont aussi été effectuées pour les expériences proposées dans les lettres d'intentions $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$, $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 2n)^{256}\text{Rf}$, $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{274}\text{Ds}$ et $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{288}115$. Ces simulations feront l'objet d'une note interne.

5.5.5 Etude de l'inclinaison du plan focal

Le plan focal final dispersif en masse n'est plus perpendiculaire à l'axe optique à cause des aberrations optiques. Les différentes masses voisines peuvent être focalisées en amont ou en aval par rapport à la masse centrale dans un plan incliné d'un angle $90 - \theta$ par rapport au plan perpendiculaire à l'axe optique (cf. fig. 5.15). Cette inclinaison du plan focal est principalement un effet de second ordre (le 3^{ème} ordre pouvant aussi contribuer à la courbure) et peut être à l'origine d'une diminution importante de la résolution en masse mesurée. Notons que cet effet apparaît dans le plan horizontal uniquement en raison des zones dispersives elles aussi dans ce plan. On peut montrer [236] [242] que cet angle θ est relié au coefficient de magnification

5. SIMULATIONS DES PERFORMANCES OPTIQUES DE S^3

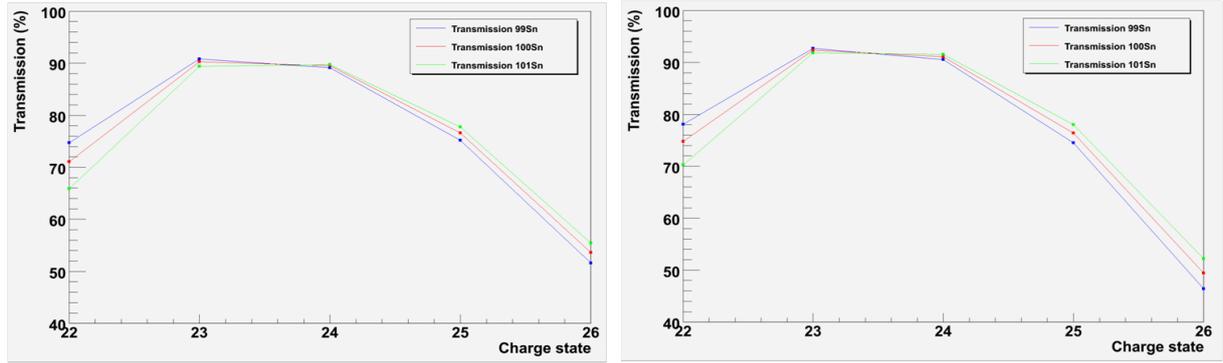


Figure 5.12: Comparaison des transmissions optiques entre les modes MS (gauche) et LA (droite) pour l'expérience de référence $^{58}\text{Ni}(^{46}\text{Ti}, 4n)^{100}\text{Sn}$.

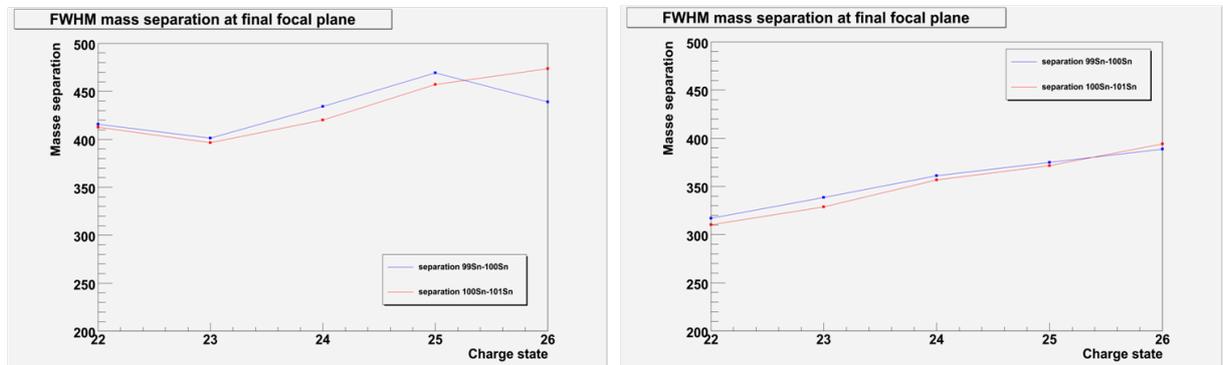


Figure 5.13: Comparaison des résolutions en masse entre les modes MS (gauche) et LA (droite) pour l'expérience de référence $^{58}\text{Ni}(^{46}\text{Ti}, 4n)^{100}\text{Sn}$.

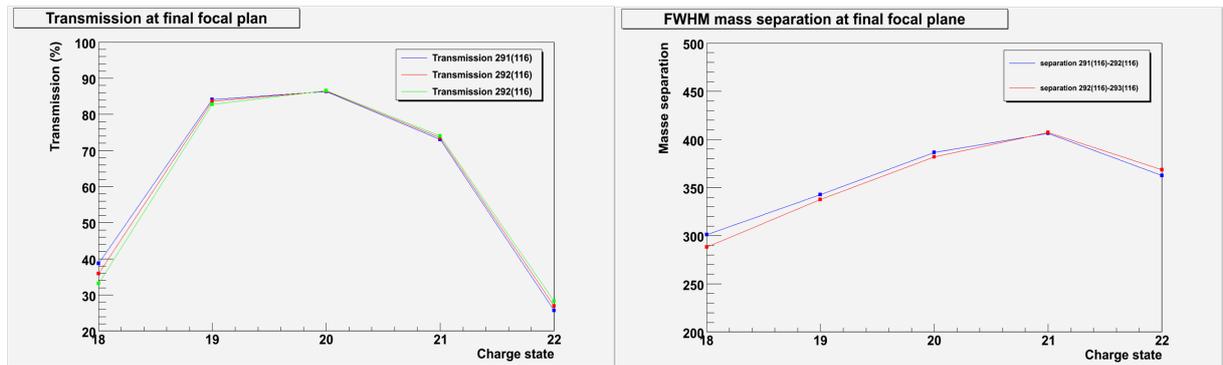


Figure 5.14: Performance en mode standard de transmission (gauche) et de résolution en masse (droite) pour l'expérience de référence $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{292}\text{116}$.

angulaire $R_{22} = (x' | x')$ et au coefficient de dispersion en masse $R_{16} = (x | \delta)$ par l'expression :

$$\tan(\theta) = -\frac{R_{22}R_{16}}{R_{126}} \quad (5.18)$$

où $R_{126} = (x | x'\delta)$ est un terme de second ordre. Cette étude a été faite dans le cas de référence et après optimisation des ordres supérieurs. L'évolution de l'extension σ_x a été étudiée selon la direction de z pour 3 masses étendues sur l'ensemble du plan focal. La variation de chaque distribution a été ajustée par un polynôme d'ordre 2 et la position des minimums a permis de

calculer un angle d'inclinaison $90 - \theta \simeq 1,2^\circ$. Cette inclinaison est négligeable et peut être considérée comme une signature de la qualité de la correction des non-linéarités, principalement grâce aux corrections octupolaires.

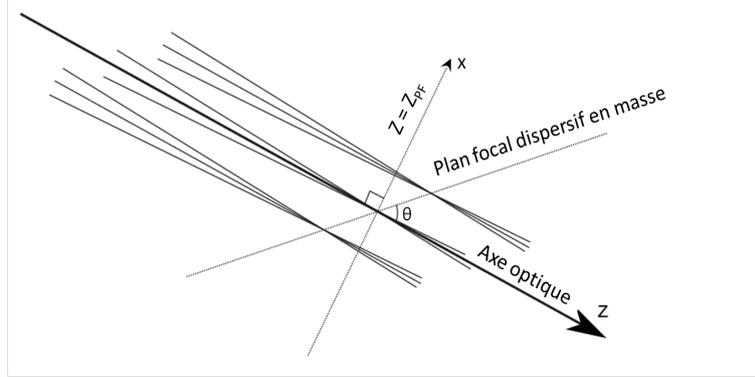


Figure 5.15: Schéma illustrant l'inclinaison d'un plan focal. [242]

5.6 Etudes systématiques de transmission

5.6.1 Paramétrisation de l'acceptance

Une paramétrisation de l'acceptance angulaire, et en rigidités électriques et magnétiques, de S^3 en mode MS a été effectuée. Elle permet d'estimer la transmission des distributions cinématiques de noyaux d'intérêts en testant chaque noyau, ou encore d'effectuer une étude systématique préliminaire de la transmission d'une quantité importante de polluants, sans pour autant avoir à générer et à effectuer un transport de chaque distribution dans l'ensemble de la structure optique. Cette approche permet ainsi de minimiser considérablement le temps de calcul nécessaire à une étude de la réjection d'une quantité importante de polluants.

La méthode a consisté à générer une distribution cinématique homogène ayant une distribution large et uniforme en angle et en moment pour couvrir l'ensemble de l'acceptance du spectromètre. Cette distribution a été considérée pour plusieurs masses afin de couvrir l'ensemble de l'acceptance en rigidité électrique et magnétique. La distribution a ensuite été transportée du point cible jusqu'au plan focal F_4 de la structure $v23.01$. Une analyse des particules transmises permet de déterminer leur dispersion initiale $\delta p/p$ et $d\theta$ au point cible, le tout relativement à la cinématique de la trajectoire de référence. La paramétrisation du contour de l'acceptance a été effectuée avec un ensemble de polynômes d'ordre 1 reliant chaque point (x_n, y_n) et (x_{n+1}, y_{n+1}) . Après de simples considérations géométriques, il convient de tester pour chaque segment, l'inclusion ou l'exclusion du polluant (x_p, y_p) respectivement par rapport aux conditions (C_X, C_Y) où :

$$C_X = (x_p - x_n) \times \frac{y_{n+1} - y_n}{x_{n+1} - x_n} + y_n \text{ et } C_Y = (y_p - y_n) \times \frac{x_{n+1} - x_n}{y_{n+1} - y_n} + x_n \quad (5.19)$$

On présente ci-dessous les profils d'acceptance angulaire (cf. 5.16) et en rigidité (cf. 5.17), ainsi que les paramétrisations des contours. Ces profils sont à comparer aux limites d'acceptance $\pm 7\%$ en $B\rho$ et ± 50 mrad définies dans les spécifications (cf. section 1.5).

$$\begin{pmatrix} x_n \\ y_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -48.8 & -40 & -13.5 & 26 & 61 & 23 & -36.5 & -48.8 \\ 91 & 97 & 89 & 62 & 4 & -67 & -98.5 & -93 \end{pmatrix} \quad (5.20)$$

5. SIMULATIONS DES PERFORMANCES OPTIQUES DE S^3

tel que :

- $x_p < C_X$ pour $n = [2, 3, 4, 5, 6]$ et $x_p > C_X$ pour $n = [1, 7, 8]$ avec $x_p > x_8$;
- $y_p < C_Y$ pour $n = [1, 2, 3, 4]$ et $y_p > C_Y$ pour $n = [5, 6, 7]$.

$$\begin{pmatrix} x_n \\ y_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -9.2 & 8.7 & 17.1 & 19.2 & 15.5 & -6 & -14.5 & -19.8 & -15.6 \\ 12 & 19.2 & 17 & 1.5 & -2 & -10.4 & -10.2 & -6.4 & 8 \end{pmatrix} \quad (5.21)$$

Cette paramétrisation permet, entre autre, une étude de la rejection des polluants. L'étude débute par un calcul systématique des sections efficaces de polluants produits au point cible : pour les différentes voies d'évaporations ouvertes, produits de transferts, fragments de fission, puis on calcule leur taux de production, leur énergie centrale, et leur distribution d'états de charge en entrée de spectromètre. On définit ensuite une dispersion en énergie et en angle arbitraire, permettant de couvrir l'acceptance de S^3 . L'inclusion ou l'exclusion des noyaux de ces "distributions primaires" de polluants (m, q, \vec{v}) est alors testé systématiquement par rapport aux contours d'acceptance angulaire et en rigidité afin d'estimer si une partie de la distribution est susceptible d'être transmise.

Notons que la paramétrisation a été effectuée pour caractériser l'acceptance de l'ensemble du spectromètre et qu'il serait intéressant de mener des études indépendantes pour chacun des deux étages. Ce test binaire d'acceptance permet de définir un ensemble de polluants candidats pour des études plus approfondies, hiérarchisées selon les taux de production au point cible. Ces études plus précises consistent à modéliser les distributions cinématiques des polluants majoritaires et à effectuer leur transport dans l'ensemble du spectromètre préalablement optimisé sur le noyau d'intérêt.

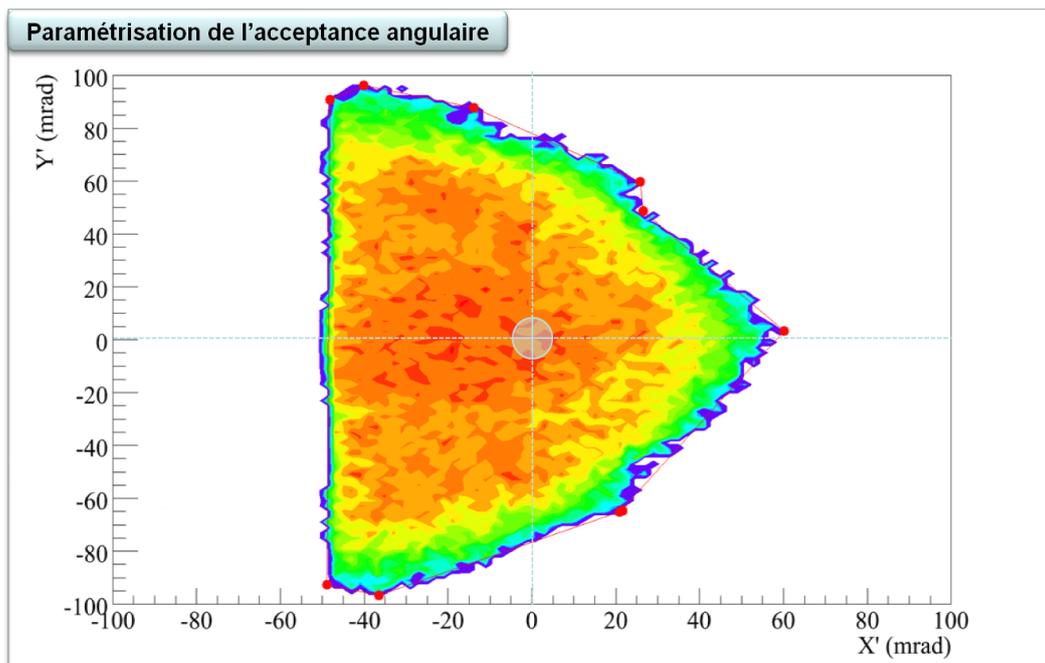
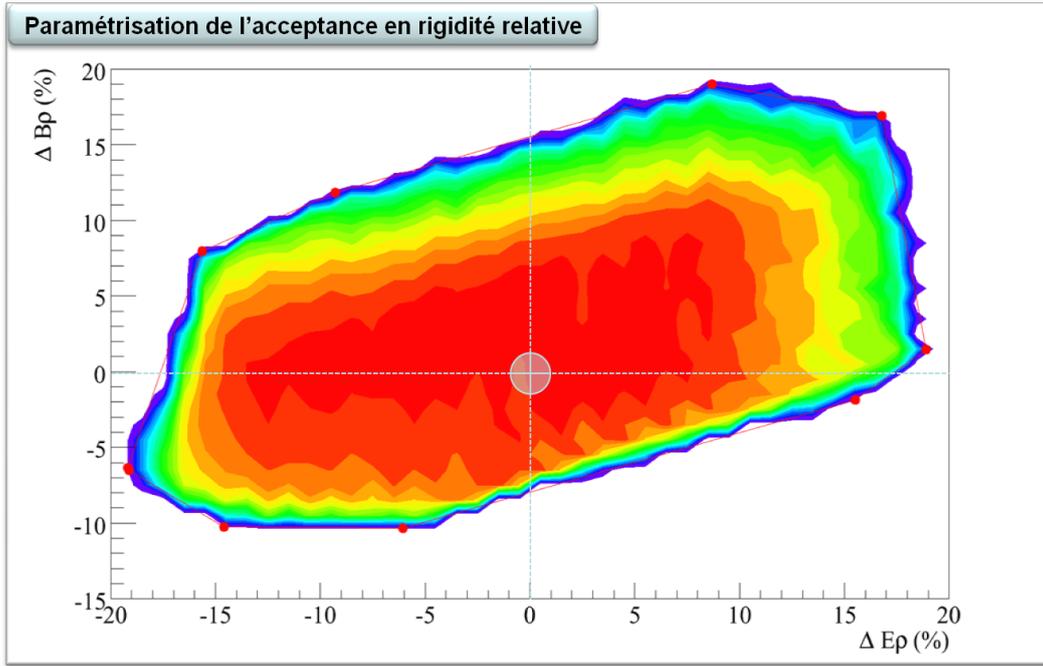


Figure 5.16: Paramétrisation de l'acceptance angulaire de S^3 en mode MS pour la structure optique $v23.01$.


 Figure 5.17: Paramétrisation de l'acceptance en rigidité relative *v23.01*.

5.6.2 Fonction de transmission analytique

Une fonction de transmission analytique a été développée à partir d'une variation systématique des conditions cinématiques en entrée de la structure *v23.01* du spectromètre. Elle s'applique aux noyaux dont la cinématique est relativement proche de celle de la trajectoire de référence comme par exemple les autres voies d'évaporations ouvertes. Les variations de transmission ont été étudiées pour diverses gammes de cinématiques initiales :

- Une dispersion angulaire δ_θ variant entre 0 et 35 mrad ;
- Une dispersion en moment $\delta_{dp/p}$ variant entre 0 et 8% ;
- Une dispersion en masse sur charge $\delta_{A/q}$ variant entre -8 et 9%.

La dispersion en masse sur charge $\delta_{A/q} = \frac{A/q - A/q_{ref}}{A/q_{ref}}$ permet de caractériser une déviation par rapport au A/q_{ref} de la trajectoire de référence.

Deux fonctions de paramétrisation T_1 et T_2 ont été construites à partir d'une étude de la variation de transmission, respectivement en fonction de δ_θ à $\delta_{dp/p}$ constant, et en fonction de $\delta_{dp/p}$ à δ_θ constant. La fonction de transmission totale est alors donnée par l'expression :

$$T(\delta_\theta; \delta_{dp/p}; \delta_{A/q}) = 1/K \times T_1(\delta_\theta) \times T_2(\delta_{dp/p}; \delta_{A/q}) \quad (5.22)$$

où k est une constante de normalisation. La séparation de variable effectuée en déconvoluant des effets angulaires et chromatiques en deux fonctions T_1 et T_2 est une hypothèse forte de la paramétrisation qui suppose que la transmission ne dépende pas de la corrélation angle-énergie au premier ordre. Les effets angulaires ont été paramétrés avec T_1 par un polynôme d'ordre 2 en fonction de δ_θ , et les effets chromatiques avec T_2 par un polynôme d'ordre 2 fonctions de la variable $\delta_{\frac{A}{q}}$ où chaque coefficient est lui aussi un polynôme d'ordre 2 fonction de $\delta_{dp/p}$. Ces

5. SIMULATIONS DES PERFORMANCES OPTIQUES DE S^3

fonctions sont de la forme :

$$T_1(\delta_\theta) = f_1 \times \delta_\theta^2 + f_2 \times \delta_\theta + f_3 \quad (5.23)$$

$$T_2(\delta_{dp/p}, \delta_{A/q}) = G_1(\delta_{dp/p}) \times \delta_{A/q}^2 + G_2(\delta_{dp/p}) \times \delta_{A/q} + G_3(\delta_{dp/p}) \quad (5.24)$$

avec $f_1 = -0,02896$, $f_2 = 0,1177$ et $f_3 = 81,59$. Les polynômes G sont données par :

$$G_1(\delta_{dp/p}) = 0,0002087 \times \delta_{dp/p}^2 + 0,05767 \times \delta_{dp/p} - 0,6609 \quad (5.25)$$

$$G_2(\delta_{dp/p}) = -0,0009842 \times \delta_{dp/p}^2 - 0,3019 \times \delta_{dp/p} + 3,079 \quad (5.26)$$

$$G_3(\delta_{dp/p}) = -0,05234 \times \delta_{dp/p}^2 - 6,466 \times \delta_{dp/p} + 114,6 \quad (5.27)$$

et la constante de normalisation est donnée par $K = T_2(\delta_{dp/p} = 3,713; \delta_{A/q} = 100/24)$.

Un bon accord, à 5% près, a été trouvé entre cette paramétrisation et les simulations TraceWin sur l'ensemble de la gamme de cinématique étudiée. La séparation des variables semble être une hypothèse raisonnable validant la méthode de telle sorte que l'étude mériterait d'être étendue à une gamme de cinématique initiale plus importante, par exemple $\delta_\theta < 100$ mrad et $\delta_{dp/p} < 12\%$. Cette fonction de transmission analytique a été implémentée dans le code S3Fusion. Notons qu'une fonction de résolution analytique a cherché à être développée mais l'hypothèse de séparation des variables n'est cette fois pas valide. Une approche alternative consisterait en un quadrillage complet des valeurs de résolution en masse dans l'espace de phase $\delta_\theta, \delta_{dp/p}, \delta_{A/q}$, allié à une procédure d'interpolation entre les points de la grille afin de couvrir une plage continue d'entrée cinématique.

Chapitre 6

Le système de détection SIRIUS au plan focal final de S^3

Let's put a smile on that face!
Why so serious?

The Joker, "The Dark Knight" (2008)

6.1 La spectroscopie retardée avec S^3

6.1.1 Principes et observables

Les techniques de spectroscopie dite "retardée", ou de "décroissance", consistent à mesurer l'énergie d'implantation d'un ion, ainsi que l'énergie et le temps associé à sa décroissance radioactive α , β , proton, ou fission, ainsi que les décroissances successives des noyaux fils. Les noyaux pères et fils peuvent être peuplés dans des états excités qui vont décroître par transitions électromagnétiques γ ou par électrons de conversion. Leur étude, à l'aide de détecteurs germanium pour les γ et silicium pour les électrons, permet d'obtenir des informations sur leur structure de particules individuelles. L'étude de la désexcitation d'états métastables, dit "isomériques", sera aussi possible si leur temps de vie est suffisant par rapport au temps de vol dans le séparateur.

L'identification des noyaux par rapport aux autres voies de réactions transmises se fait essentiellement par l'énergie de leur décroissance et, dans le cas de S^3 , par leur masse déduite de leur position au plan focal. Notons que l'identification des ions par leur décroissance radioactive implique que les durées de vie soient supérieures à leur temps de vol dans le spectromètre. Pour S^3 , cette contrainte limite les expériences possibles aux isotopes ayant des temps de vie ($t_{1/2} \geq 1 \mu\text{s}$) pour lesquels la part des noyaux désintégrés en vol est faible. L'identification en masse nécessite une connaissance précise de la position des ions au plan focal F_4 dispersif en m/q déduite à partir de détecteurs de trajectoires. Ces détecteurs permettent aussi une mesure de temps de vol qui, alliée à la mesure de l'énergie d'implantation ou de perte d'énergie dans des détecteurs à gaz, peut permettre une étape supplémentaire de sélection cinématique.

La séparation géométrique en m/q au plan focal final est l'objectif principal du projet S^3 . L'utilisation de détecteurs de trajectoire doit permettre une reconstruction de la position des ions au plan focal pour connaître leur rapport m/q , une information qui pourra être corrélée avec l'implantation et les séquences de décroissance détectées dans le détecteur silicium pour préciser l'identification en masse.

6.1.2 La stratégie globale S^3 -SIRIUS

La faisabilité de ce type de spectroscopie nécessite des intensités de faisceau et des séparateurs permettant un taux de production et de transmission suffisant des noyaux d'intérêts. Une bonne performance des détecteurs en terme d'efficacité est aussi cruciale. En l'état actuel des techniques, les expériences de spectroscopie retardée avec des statistiques significatives, sont limitées aux noyaux ayant des sections efficaces de fusion-évaporation de l'ordre du nanobarn. Cette limite devrait être significativement réduite dans le cadre de S^3 à travers trois améliorations :

- Un taux de production de noyaux d'intérêt augmenté d'un ou de deux ordres de grandeurs grâce aux faisceaux de très hautes intensités délivrés par le LINAC de SPIRAL2 (cf. chapitre 3) ;
- La haute qualité de transmission de S^3 comparée à d'autres installations (cf. section 5.5.4) ;
- L'amélioration des capacités de détection à travers un important travail de simulation et d'optimisation de l'efficacité totale des détecteurs du plan focal ([243] [244] et chapitre 7).

6.2 Le système de détection SIRIUS de S^3

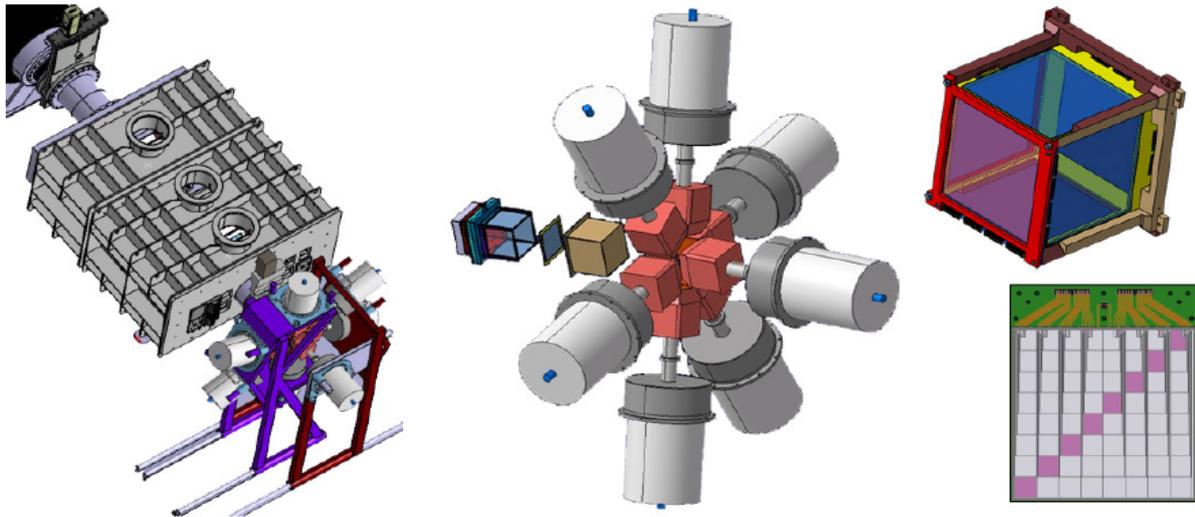


Figure 6.1: Intégration du système de détection SIRIUS au plan focal de S^3 [246]. A gauche : les caissons contenant les deux détecteurs Se-D de temps de vol, et la station d'implantation et de décroissance ; Au centre : les éléments sont sortis de la couronne de détecteurs germanium, on a de gauche à droite, le support contenant les 4 détecteurs tunnel, le détecteur d'implantation et le détecteur véto ; A droite : assemblage des silicium d'implantation et tunnel, et prototype de détecteur tunnel segmenté sur son support.

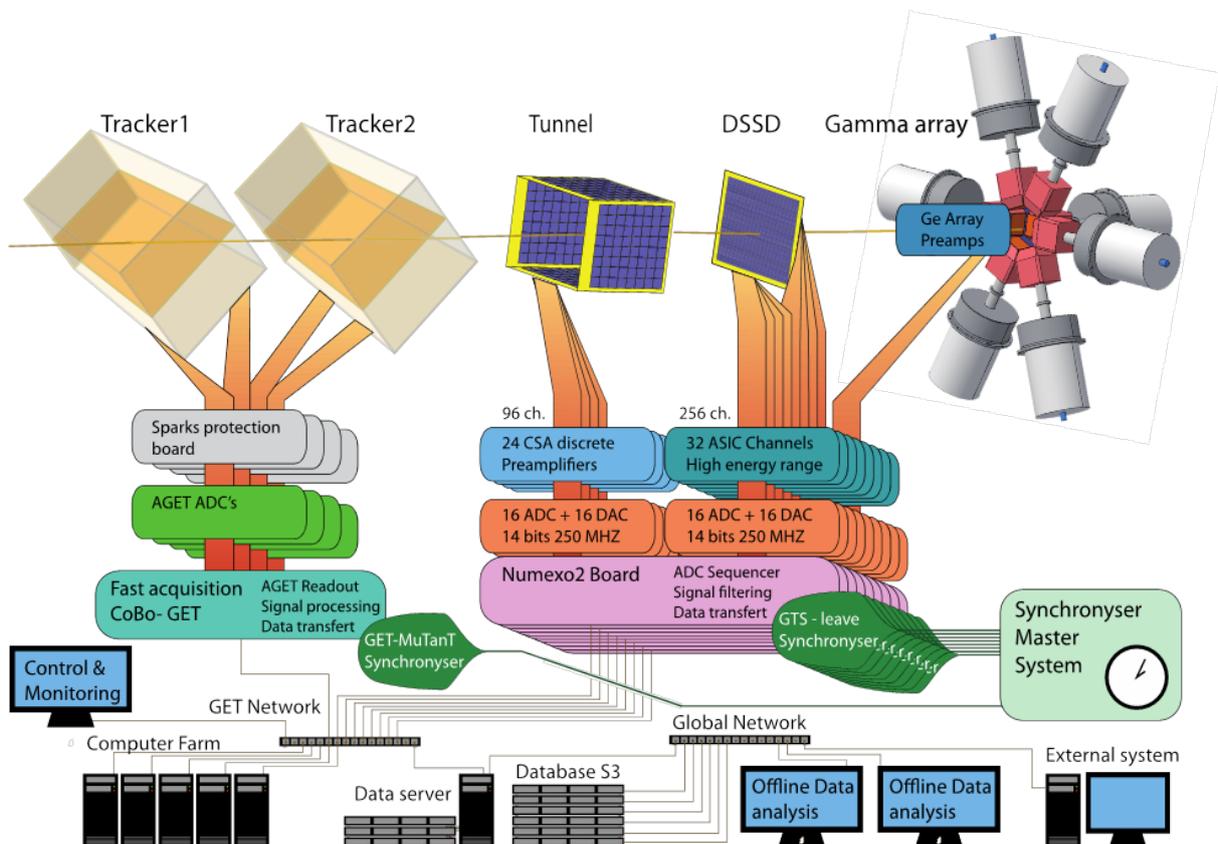


Figure 6.2: Le détecteur SIRIUS et son système d'acquisition.

6. LE SYSTÈME DE DÉTECTION SIRIUS AU PLAN FOCAL FINAL DE S^3

Le système de détection standard du spectromètre S^3 [243] [245] est prévu pour rendre possible une spectroscopie de type "retardée". Après avoir été transportés au travers de l'ensemble du spectromètre S^3 , les noyaux d'intérêts transmis vont rencontrer plusieurs détecteurs : d'abord 1 ou 2 détecteurs à électrons secondaires (Se^-D) (cf. Section 6.2.1), situés autour du plan focal et permettant une mesure des trajectoires et de temps de vol, puis un détecteur d'implantation silicium pixellisé (DSSD, pour Double-sided Striped Silicon Detector) (cf. section 6.2.2) entouré de détecteurs silicium tunnel (cf. section 6.2.4)¹ et d'une couronne de détecteurs germanium (cf. section 6.2.5) selon une configuration standard illustrée sur les figures 6.1 et 6.2. Cet ensemble a été baptisé SIRIUS pour "Spectroscopy and Identification of Rare Isotope Using S^3 ".

6.2.1 Les détecteurs de trajectoires et de temps de vol

Les détecteurs à électrons secondaires, ou "Secondary electron detector" (Se-D) [247] [248], sont basés sur le phénomène d'arrachage d'électrons provoqué par le passage d'un ion à travers une fine feuille de mylar aluminisé aussi appelée "feuille émissive". Les électrons sont ensuite guidés par des champs électromagnétiques vers un détecteur positionné hors faisceau (cf. fig. 6.3). Le détecteur permet une mesure du temps de passage avec un signal rapide, et une mesure de la position d'interaction dans la feuille reconstruite à partir de la répartition spatiale des électrons sur le détecteur. Ainsi, deux feuilles positionnées en amont et aval du plan focal permettent de mesurer un temps de vol (ToF), et de reconstruire la trajectoire des ions avec leur position au plan focal [249].

La feuille émissive à une fine épaisseur d'environ $0,9 \mu\text{m}$ (soit une épaisseur effective² de $126 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) et inclinée à 45 degrés. Cette feuille est polarisée à environ -10 kV et associée à une grille mise à la masse placée à 1 cm dans la direction d'émission. Cette différence de potentiel va permettre de créer un champ électrique accélérant immédiatement les électrons secondaires à 10 keV. Un champ magnétique d'environ 100 Gauss, généré par un circuit magnétique fermé utilisant des bobines, est ensuite utilisé pour guider les électrons jusqu'au détecteur. L'efficacité d'un tel dispositif est d'environ 100%.

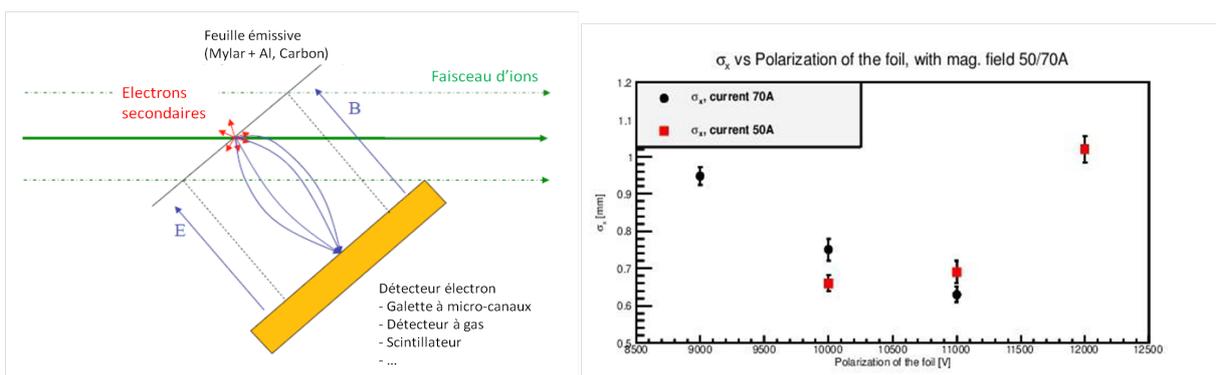


Figure 6.3: Gauche : schéma de fonctionnement d'un détecteur Se^-D avec la feuille émissive et différentes solutions pour la détection des électrons. Droite : les résultats des tests des prototypes Se^-D , on atteint actuellement des résolutions en position de $\sigma = 0,6 \text{ mm}$ (LTMH) en X [250].

¹Responsable du groupe détection au plan focal : Benoît GALL (benoit.gall@iphc.cnrs.fr)

²Produit de l'épaisseur en cm et de la densité en $\mu\text{g}/\text{cm}^3$, ou expérimentalement, le rapport entre le poids et la surface mesurés.

Spécifications :

Une phase de *R&D* a été initiée en 2008 par le GANIL et l'IRFU pour développer des détecteurs Se^-D sur la base de ceux utilisés au plan focal de VAMOS depuis 2004 [247]. Ces détecteurs de trajectoires sont prévus pour bénéficier à S^3 autant qu'à NFS, ainsi que pour les faisceaux secondaires de basse énergie de SPIRAL2 et de FAIR. Les spécifications de géométrie sont différentes selon les utilisations : $70 \times 70 \text{ mm}^2$ pour le suivi des trajectoires faisceau avant la cible, et $200 \times 150 \text{ mm}^2$ pour S^3 et NFS (soit une dimension effective de $200 \times 100 \text{ mm}^2$ si incliné à 45°). Dans la suite, et sauf mention du contraire, les résolutions seront données en Largeur Totale à Mi-Hauteur (LTMH)

Des bonnes résolutions en position et en temps sont nécessaires pour reconstruire la résolution en masse du plan focal et discriminer cinématiquement les polluants diffusés. Si on considère par exemple l'expérience clef $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{292}\text{116}$, la résolution en masse nécessaire à la séparation des isotopes $^{292}\text{116}_{25+}$ et $^{293}\text{116}_{25+}$ est donné par $dM/M = [(293/25) - (292/25)]/(292/25) \simeq 0,3\%$. Pour une séparation au plan focal de $6 \text{ mm}/\%$ de dispersion en masse, on obtient une séparation entre les centroïdes de $6 \text{ mm}/\% \times 0,3\% = 2 \text{ mm}$. La résolution spatiale doit donc être meilleure que 1 mm (LTMH) pour permettre la reconstruction de la position des ions au plan focal.

Des contraintes de résolutions en position et en temps ont pu être définies [250] en considérant différents cas expérimentaux :

- $^{238}\text{U}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{282}\text{Cn}$: configuration 2 Se^-D , nécessiterait une résolution en position inférieure à $1,4 \text{ mm}$ pour permettre la reconstruction du plan focal ;
- $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{255}\text{No}$: les très faibles vitesses de reculs nécessitent une configuration $1Se^-D + DSSD$, avec une résolution en position inférieure à $1,5 \text{ mm}$.
- $^{50}\text{Cr}(^{58}\text{Ni},)^{99}\text{In}$: nécessite une résolution en temps de 400 ps et une résolution en position de $0,8 \text{ mm}$ pour 2 Se^-D ;
- $^{12}\text{C}(^{58}\text{Ni}, 2n)^{68}\text{Se}$: vitesses importantes nécessitent une résolution en temps inférieure à 200 ps pour 2 Se^-D .

On résume les performances demandées :

- Une résolution spatiale inférieure à 1 mm (LTMH) ;
- Une résolution temporelle de 200 ps ;
- Une capacité de taux de comptage d'environ 1 MHz ($\sim 10^5 \text{ part/cm}^2/\text{s}$), limité par taux de comptage physique du DSSD ;
- Une faible épaisseur de feuille émissive ($< 100 \mu\text{g/cm}^2$).

Les tests des prototypes [250] développés ont montrés qu'il était possible d'atteindre des résolutions temporelles inférieures à 350 ps , et des résolutions spatiales d'environ $\sigma = 0,6 \text{ mm}$ en X soit $1,4 \text{ mm}$ (LTMH) (cf. fig. 6.3). Plusieurs techniques de production de feuilles auto-portées sont à l'étude pour atteindre les spécifications d'épaisseur. Différentes solutions sont à l'étude pour le détecteur d'électron : SeD1D, SeD2D avec chambre à fils ou micromegas basse pression [247] [248].

6.2.2 Le détecteur d'implantation

Le détecteur d'implantation est un détecteur double face de type silicium à pistes, ou DSSD (Double-sided Silicon Strip Detector), permettant de mesurer l'énergie et le temps d'implantation des noyaux et de leur décroissance radioactive, avec la possibilité de faire des corrélations spatio-temporelles. Ces décroissances peuvent correspondre à des particules α , β , proton ou bien fission. La difficulté majeure de ce détecteur est de permettre la mesure dans un même segment d'événements de nature très différentes et avec la meilleure résolution en temps et en énergie possible :

- Des implantations d'ions de plus haute énergie ($\sim 10 - 500$ MeV) ;
- Des décroissances de basse énergie avec des alphas (~ 10 MeV) et des électrons ($\sim 100 - 500$ keV) ;

Ce détecteur doit être positionné après le plan focal dispersif en m/q lorsque l'émittance des noyaux incidents est suffisamment large pour pouvoir réduire la densité de noyaux et les taux de comptage par segment. Cet ajustement permet de répartir les noyaux sur le plus grand nombre de segments possible, de minimiser le nombre de corrélation accidentelle entre implantation et décroissance, et de maximiser le temps de recherche possible pour la corrélation des deux événements.

Spécifications :

Une faible épaisseur n'est pas active en surface du détecteur, on parle de zone morte³. Cette surface doit être minimisée pour ne pas stopper les noyaux très lents ayant une faible profondeur d'implantation. Les résolutions nécessaires sont de $15 - 20$ keV pour les alphas et de $5 - 10$ MeV pour les reculs. Pour les noyaux de masse intermédiaire, produits avec une grande section efficace, les taux de comptage peuvent atteindre 1 kHz/voie. Des études ont montré une dégradation de la résolution en énergie d'un détecteur silicium typique pour des flux de l'ordre de $10^6 - 10^7$ ions/mm² [251].

Le choix de la dimension du DSSD est un compromis entre un détecteur idéalement large, adapté à la dimension d'une image optique étendue pour limiter le taux de comptage, et un détecteur le plus compact possible permettant de minimiser le nombre de voies d'électroniques et de maximiser l'efficacité gamma des détecteurs germanium (cf. Section 6.2.5). La différence de temps peut être très courte entre les signaux d'implantation et de décroissance, jusqu'à quelques microsecondes dans les cas des noyaux superlourds les plus instables. Cette proximité pose des contraintes sur le temps mort de l'électronique qui doit être le plus court possible.

On résume les spécifications communes au DSSD et aux détecteurs tunnel :

- détecteur de large dimension 100×100 mm² ;
- 256 voies d'électronique
- résolution en position < 1 mm ;
- Windowless, zone morte inférieure à 50 nm ;
- haute énergie de 10 MeV à 500 MeV, résolution 1% (FWHM) ;

³C'est la zone non déplétée de la jonction p^+ (ou p^- du côté ohmique). Les détecteurs de type "9G" n'ont plus de zone passivée en surface, et la grille d'aluminium ne couvre que 1% de la surface totale du détecteur.

- basse énergie de 100 keV à 15 MeV, résolution $< 2 \cdot 10^{-3}$ FWHM (avec 15 keV au delà de 8 MeV) ;
- basse énergie de $-7,5$ MeV à -250 keV ;
- résolution en temps de 1 ns si couplage avec Se^-D ;
- taux de comptage maximal traité de 1 kHz par voie (basse et haute énergie), 10 kHz sur l'ensemble du détecteur ;
- Facilité pour la détection de faibles signaux (< 15 MeV) suivi rapidement ($\approx 10\mu s$) par un plus large (> 50 MeV) ;
- pas de temps mort pour la détection de chaîne de décroissance de courte durée de vie.

La solution envisagée pour la phase préliminaire de S^3 est d'utiliser le détecteur MUsETT (MUR de Silicium pour l'Etude des Transfermium par Tagging) [252] dans la configuration de GABRIELA. Le détecteur silicium permet la détection des reculs transmis par le spectromètre avec une acceptation supérieure à 90%. Ce détecteur silicium a été développé en 2009 par le CEA (SPhN/SEDI) pour la spectroscopie des noyaux exotiques et des noyaux lourds et superlourds ($Z > 100$). Il est, à l'origine, composé de 4 détecteurs silicium identiques chacun possédant une aire active de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et une importante segmentation de 128×128 pistes sur chaque face avec une épaisseur de $300 \mu\text{m}$. Il est envisagé d'utiliser un seul détecteur de ce type dans le cadre de S^3 . Une électronique de type ATHED (Asic for Time and High Energy Deposit) basée sur des ASIC bas bruit a été développée. Les performances de résolution en énergie, actuellement de 35 keV, sont encore insuffisantes mais des études utilisant de nouvelles électroniques "FrontEnd" et "BackEnd" permettront de se rapprocher de la résolution de 15 – 20 keV requise dans les spécifications S^3 .

6.2.3 Le détecteur veto

Les protons et les ions légers très rapides ne laissent pas ou très peu de signal dans les détecteurs de temps de vol. Ils vont par contre traverser le DSSD en déposant une partie de leur énergie et peuvent alors être confondus avec un événement de décroissance qui ne laisse pas de signal dans les Se^-D non plus. Ce phénomène est particulièrement important dans le cas des spectromètres à gaz où les diffusions entraînent un bruit important au plan focal. Un détecteur silicium VETO placé derrière le DSSD est nécessaire pour éliminer ces signaux partiels par une mesure en coïncidence. Ses dimensions sont identiques à celle du DSSD, avec une épaisseur d'environ 1 mm. Cette épaisseur de silicium, séparant le DSSD du germanium contiguë, perturbe l'efficacité de détection des rayons X de basses énergies et doit être réduite au maximum si leur détection est nécessaire. Elle doit par contre être plus épaisse (> 1 mm) pour arrêter les électrons de haute énergie (> 1 MeV) si l'on souhaite signer les noyaux implantés par leur décroissance β . Le détecteur VETO doit donc être adapté en fonction du type d'expérience réalisée.

Spécifications :

On résume les spécifications des détecteurs VETO :

- dimension $100 \times 100 \text{ mm}^2$;
- une haute résolution en énergie n'est pas nécessaire ;
- résolution en temps de 10 ns ;

6.2.4 Les détecteurs tunnels

Un ensemble de 4 détecteurs silicium est monté perpendiculairement au détecteur d'implantation, sous la forme d'un tunnel couvrant un angle solide et permettant de récupérer une partie des particules chargées - alpha, électrons, proton - émises en amont lors de la décroissance radioactive de l'ion implanté (cf. fig. 6.4). En effet, ces particules ont une probabilité significative de sortir du DSSD vers les détecteurs tunnels situés en amont. La nature isotrope de la désintégration implique que 50% des particules alpha seront détectés par le DSSD, ou plutôt 55% en prenant en compte la profondeur d'implantation. Les particules émises en amont peuvent alors s'implanter dans l'angle solide couvert par les détecteurs tunnels.

Le dimensionnement de ces détecteurs tunnels résulte d'un compromis entre maximiser sa longueur pour augmenter l'efficacité, et la minimiser pour limiter la perte de transmission entre le dernier Se^{-D} et le DSSD. Ce détecteur permet une amélioration significative de l'efficacité de détection des particules alpha qui passe alors de 55% à $55 + 25 = 80\%$ (cf. fig. 6.5), et des électrons de conversion émis depuis le détecteur silicium. Ce gain d'efficacité est un point important pour l'étude des noyaux de faibles sections efficaces. Il devrait aussi permettre d'effectuer des expériences de spectroscopie d'électrons de conversion si la section efficace le permet.

La profondeur d'implantation des ions dans le DSSD dépend de la cinématique de la réaction et varie typiquement entre 1 et 10 μm . Lors de sa décroissance radioactive, l'énergie déposée par la particule dans le DSSD va dépendre de la profondeur d'implantation du noyau émetteur, de l'angle d'émission et de l'épaisseur de la zone morte. Si cette décroissance est finalement détectée dans un des détecteurs tunnel, l'énergie totale devra être reconstruite en sommant les signaux mesurés dans le tunnel et dans le DSSD. La qualité de cette reconstruction va alors dépendre de la perte d'énergie dans l'épaisseur de la zone morte du tunnel et de celle du DSSD. Il est essentiel que les deux détecteurs soient "windowsless".

Spécifications :

On résume les spécifications des détecteurs silicium tunnel :

- dimension $100 \times 10 \text{ mm}^2$;
- 128 voies d'électronique ;
- un taux de comptage maximal de 1 kHz ;
- un taux d'acquisition maximal de $10^4/\text{s}$;
- une gamme d'énergie allant de 0 à 15 MeV ;
- une résolution en énergie $< 15 \text{ keV}$ pour les α et $< 5 \text{ keV}$ pour les électrons (FWHM) ;
- une résolution en temps de 10 ns ;
- une zone morte minimale.

La solution envisagée a été le développement d'un prototype de détecteur silicium SSSD (Single sided silicon detector) hautement résistif de dimension $100 \times 100 \text{ mm}^2$ pour 1 mm d'épaisseur. Un support en céramique est prévu pour un refroidissement des détecteurs silicium à la température optimale. Les détecteurs silicium sont de même taille que ceux du détecteur MUsETT et incluent

les derniers développements technologiques comme la réduction de la fenêtre d'entrée à moins de 50 nm permettant de minimiser les pertes d'énergie. L'importante réduction des zones mortes dans les détecteurs tunnel et d'implantation est un point fort de la configuration de détection, elle devrait permettre de minimiser les pertes d'énergie pour optimiser la reconstruction en énergie des événements en coïncidences DSSD-tunnels.

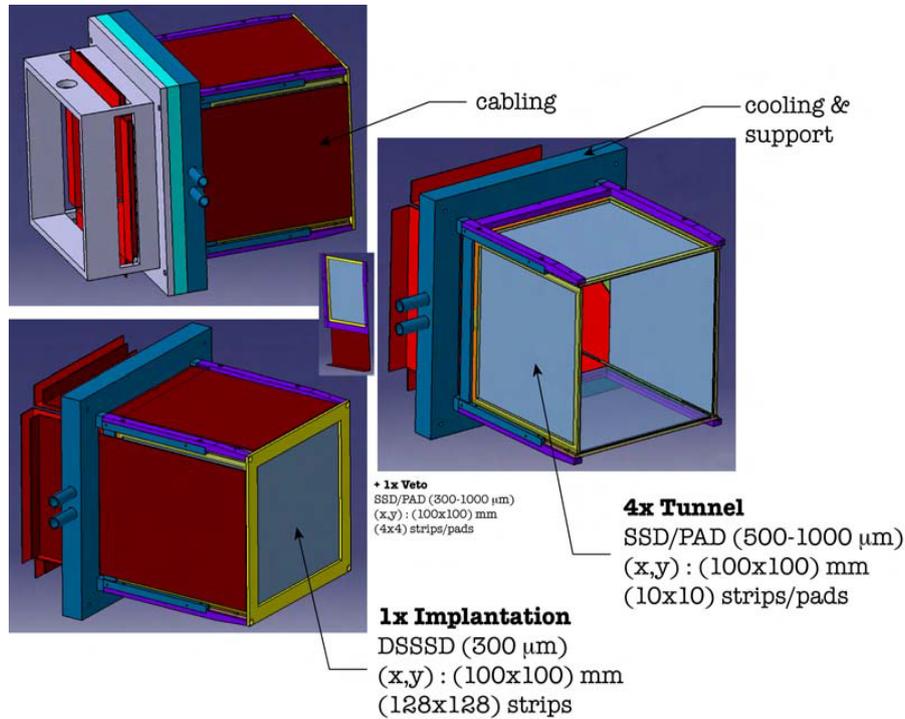


Figure 6.4: Montage 3D du support mécanique et de l'assemblage des 4 détecteurs silicium tunnels, du détecteur d'implantation DSSD et du détecteur veto.

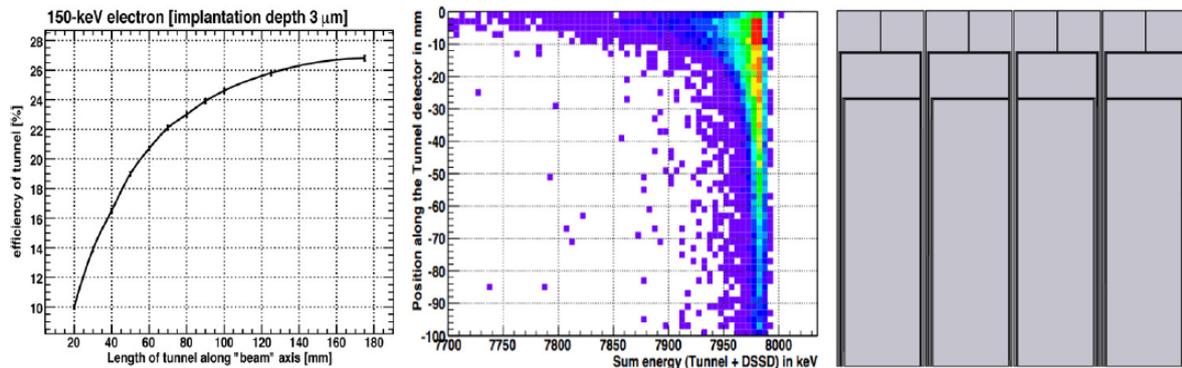


Figure 6.5: Gauche : Simulation Geant4 de la longueur optimale des détecteurs tunnel par K. Hauschild [244]. Centre : Simulation Geant4 de l'influence des zones mortes des détecteurs silicium sur la reconstruction de l'énergie d'un noyau α de 8 MeV en fonction de la position d'implantation dans le DSSD par rapport au tunnel. Droite : Proposition d'une géométrie de segmentation des pads tunnel. Pour les deux dernières figures, le DSSD est situé perpendiculairement au bord supérieur.

6. LE SYSTÈME DE DÉTECTION SIRIUS AU PLAN FOCAL FINAL DE S^3

Des simulations GEANT4 ont été faites par K. Hauschild du CSNSM [244] pour simuler l'efficacité de détection pour différentes géométries envisagées. On présente fig. 6.5 la variation de l'efficacité de détection des détecteurs tunnel (de largeur 100 mm) en fonction de leur longueur le long de l'axe faisceau. L'efficacité est calculée pour des électrons de conversion émis à partir d'une distribution de reculs implantés à une profondeur de 3 μm . Ces simulations ont montré que le gain d'efficacité au-delà d'une longueur de 100 mm était suffisamment faible pour pouvoir raisonnablement fixer leur longueur à 100 mm avec une valeur d'efficacité d'environ 25%.

L'effet de l'angle d'émission sur la résolution en énergie a aussi été étudié : la résolution varie avec l'épaisseur des zones mortes traversées dans les détecteurs d'implantation et tunnel. Cette étude a permis de mettre en évidence que la reconstruction des énergies alpha était principalement affectée par les 2 premiers centimètres du détecteur tunnel, là où la variation des pertes d'énergie dans les 2 zones mortes était la plus importante.

En se fondant sur cette étude, les collaborateurs de l'IPHC ont proposé une granularité originale des détecteurs tunnel. Elle est permise par couplage de différents segments, et intègre la nécessité d'une meilleure granularité proche du détecteur d'implantation et la possibilité de sa réduction lorsqu'on s'en éloigne. Les segments pourront être couplés électroniquement selon différentes configurations afin de trouver la granularité optimale pour la reconstruction de l'énergie des alphas et des électrons.

6.2.5 Les détecteurs germanium

Un ensemble de détecteurs germanium avec leurs boucliers anti-Compton peut être positionné autour du détecteur silicium d'implantation pour effectuer une spectroscopie gamma des noyaux d'intérêts. La configuration géométrique des détecteurs, en étoile autour de la zone d'implantation (cf. fig. 6.6), ainsi que le nombre de détecteurs utilisés, a un impact très important sur l'efficacité de détection.

La solution envisagée pour les premières phases de S^3 est basée sur les détecteurs clovers existant de EXOGAM2 [223]. Plusieurs arrangements de ces détecteurs ont été comparés : avec des anneaux de 4, 6 ou 8 clovers autour du DSSSD en plus d'un détecteur situé à l'arrière du DSSSD. On présente figure 6.7 une courbe d'efficacité gamma issue d'une simulation GEANT4 de ces différentes configuration de détection [244]. Les détecteurs germanium sont positionnés en anneaux à une distance de 110 mm de l'axe optique, plus un clover EXOGAM placé à 2 mm de l'arrière de la chambre du DSSSD. On obtient une efficacité de détection gamma atteignant les 35% à 50 keV (10% à 1 MeV), et dont la moitié provient du germanium placé à l'arrière du DSSSD.

La prochaine étape de ces simulations d'efficacité serait d'utiliser des distributions d'implantation réalistes issues de l'optique S^3 . Elles seraient introduites en tant que point source pour l'émission de particules et de rayonnements gamma au plan focal. Ce cadre de simulation serait idéal pour la dernière phase de simulation basée sur une solution 3D figée. Elle permettrait de guider les derniers choix mécaniques et de conduire des simulations réalistes pour les expériences "Day-1".

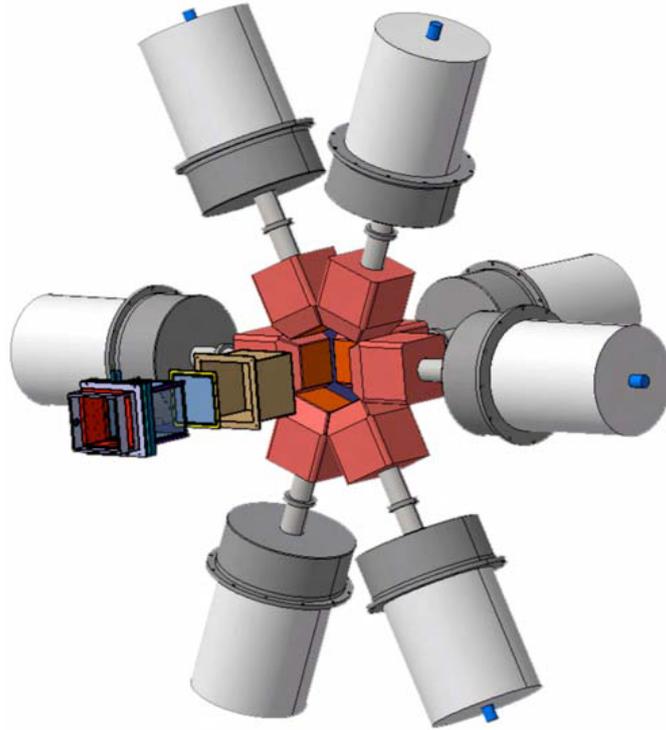


Figure 6.6: Dessin 3D de l'intégration des détecteurs Clover EXOGAM en configuration 6+1 au plan focal.

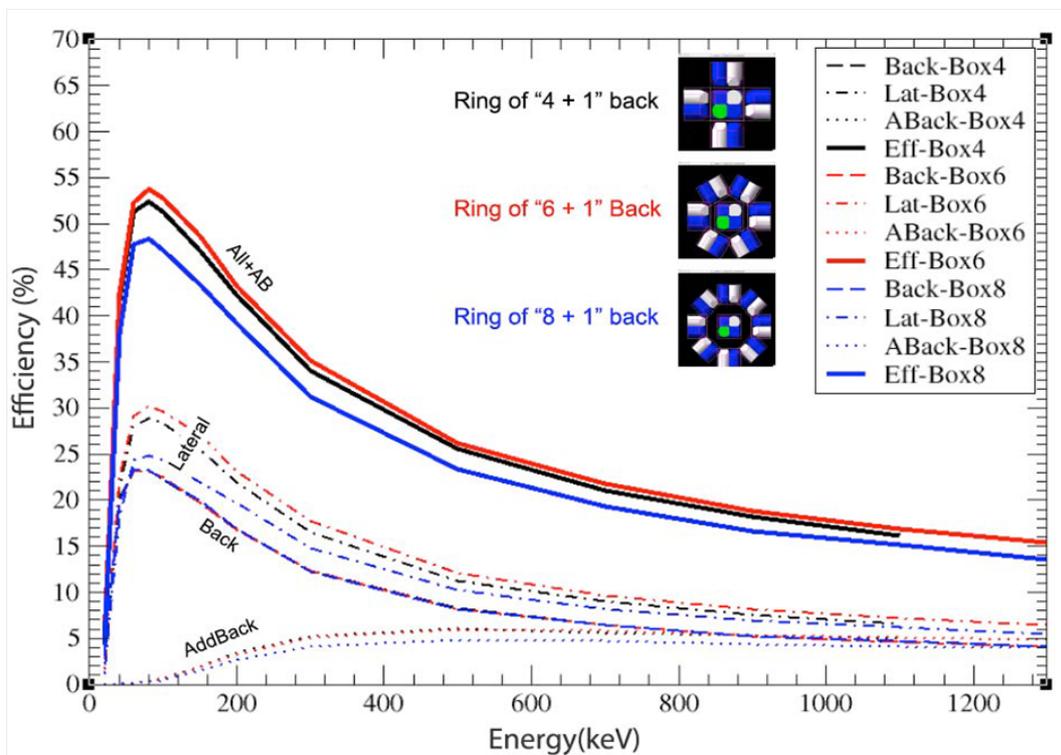


Figure 6.7: Courbe d'efficacité de détection gamma en fonction de l'énergie pour différentes configurations. [244]

Chapitre 7

Simulation et optimisation de la configuration des détecteurs

L'instrument ne permet plus seulement l'observation, il interagit avec les phénomènes, il actualise certaines potentialités de la nature. L'instrumentation scientifique, conditionnée par la connaissance du sujet, est, donc, en même temps, la condition de la connaissance de l'objet. Sans l'appareil, pas d'interaction entre l'observateur et le phénomène observé : " [...] la machine prolonge et adapte l'un à l'autre sujet et objet, à travers un enchaînement complexe de causalités. Elle est outil en tant qu'elle permet au sujet d'agir sur l'objet, et instrument en tant qu'elle apporte au sujet des signaux venus de l'objet ; elle véhicule, amplifie, transforme, traduit et conduit dans un sens une action et en sens inverse une information. "

Vincent Bontems citant Gilbert Simondon, Actualité d'une philosophie des machines.

7.1 Les spécifications pour le programme physique de S^3

La diversité des cas expérimentaux impose la nécessaire versatilité du système de détection. La configuration des détecteurs doit être optimisée, notamment selon la nécessité d'une sélection en masse du noyau d'intérêt. Elle est cruciale pour une identification de la masse des nouveaux éléments superlourds, ou bien pour une sélection physique lorsque la contamination de noyaux de masses voisines est importante. Les polluants transmis après cette sélection à minima sont les isobares dont la position au plan focal m/q sera superposée à celle des noyaux d'intérêts. Selon les réactions, cette contamination isobarique peut potentiellement entraîner des hauts taux de comptage. La résolution en temps et la tenue aux hauts taux de comptage est une caractéristique importante de ces détecteurs pour l'ensemble des cas physiques à très faible rapport signal sur bruit. Hormis les isobares, les seuls polluants transmis correspondent aux produits de réactions diffusés que l'on peut éventuellement discriminer de façon cinématique à partir de leur temps de vol et de leur énergie d'implantation. Cette discrimination n'est possible qu'à condition d'avoir une bonne résolution en temps et en énergie.

On distingue 3 cas physiques fondamentaux dans la configuration de base de S^3 :

- Résolution en masse maximale et faibles taux de comptage : synthèse et identification des nouveaux éléments superlourds ;
- Résolution en masse minimale et faibles taux de comptage : étude des éléments très lourds ayant des sections efficaces permettant leur spectroscopie mais une faible contamination isotopique et isobarique ;
- Résolution en masse maximale et haut taux de comptage : spectroscopie des noyaux exotiques produits avec beaucoup de voies d'évaporations parasites notamment avec une forte contamination isobarique.

La configuration de détection standard présentée chapitre 6 devra aussi être adaptée au cas des résidus très lents et lourds (énergie cinétique totale inférieure à 20 MeV) dont les contraintes découlent principalement de la dispersion angulaire et des pertes d'énergies induites par l'épaisseur des matériaux traversés.

7.2 Simulation de la station d'implantation

7.2.1 Cohérence globale

Dans ce chapitre, je présente les simulations que j'ai effectuées pour optimiser la configuration des détecteurs au plan focal final de S^3 . Je présenterai les modules détecteurs - trackers Se^-D , DSSD, tunnels (cf. fig. 7.1) - que j'ai conçu pour être pleinement compatible avec les outils de simulations S3Fusion et TraceWin précédemment exposés, respectivement dans les chapitre 2 et 5.

Les distributions cinématiques générées avec le code d'interaction faisceau-cible sont transportées dans l'ensemble du spectromètre préalablement optimisé, à travers les cartes de champs 3D réalistes générées avec OPERA pour chaque multipôle, et sont projetées à travers le système de détection. Les distributions cinématiques utilisées pour les simulations des performances de détection convoluent donc dans un unique cadre cohérent : la physique au point cible, ainsi que l'ensemble des effets optiques angulaires et chromatiques - à tous les ordres - du spectromètre.

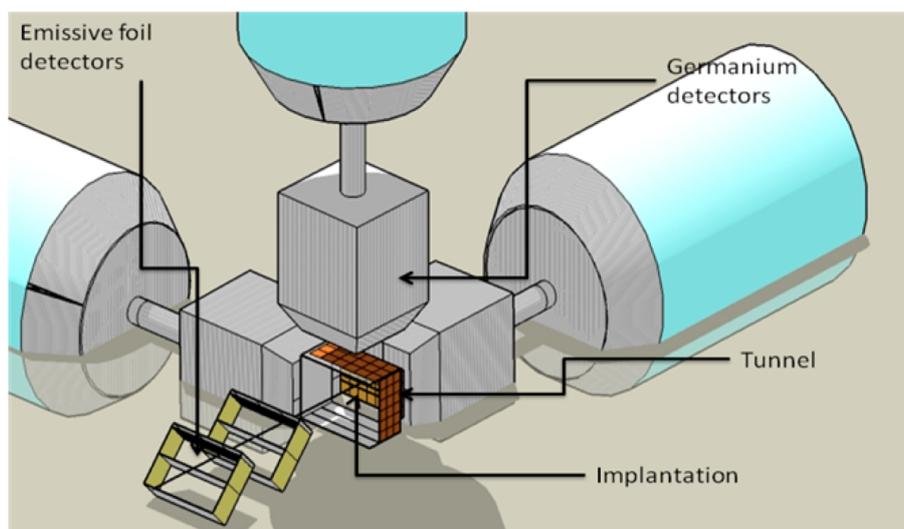


Figure 7.1: Système de détection standard

7.2.2 Panorama des études réalisées

La résolution en masse est un objectif central de S^3 et les performances optiques présentées dans le chapitre 5 doivent être considérées à la lumière des performances des détecteurs. La résolution en masse mesurée est donnée par la position des noyaux au plan focal qui doit être reconstruite à partir des positions d'interactions des ions sur les détecteurs (Se^-D et DSSD). Différentes configurations de ces détecteurs - " $2Se^-D + DSSD$ " ou " $1Se^-D + DSSD$ " - ont été étudiées afin d'adapter le système aux différents cas physiques.

Après avoir décrit les outils développés pour effectuer ces études, on présentera :

- La méthode de reconstruction du plan focal à partir des trajectoires (cf. section 7.3.1) ;
- La qualité de reconstruction en fonction de la pixélisation du DSSD (cf. section 7.3.2) ;
- La qualité de reconstruction en fonction de la résolution en position des Se^-D (cf. section 7.3.3) ;
- Influence de l'épaisseur des feuilles émissives sur la reconstruction (cf. section 7.3.4) ;
- L'optimisation de la configuration des détecteurs pour maximiser l'efficacité de détection et la reconstruction du plan focal (cf. section 7.4).

Précisons que la plupart des simulations présentées ont été faites après transport dans la structure optique $v22.18$ de S^3 , des résultats similaires à ceux obtenus avec la structure optique finale. Toutes les transmissions seront données en relatif par rapport à la quantité de noyaux transmis par le spectromètre, et toutes les résolutions en masse seront données relativement à la valeur optique correspondant à une résolution parfaite des détecteurs. Les résolutions des détecteurs seront toujours données en largeur totale à mi-hauteur (LTMH).

7.2.3 Des valeurs de détection absolues à l'analyse des observables

L'idée principale a été de construire des modules prenant la forme de bibliothèques dynamiques compatibles avec le code TraceWin. Un module permet de lire, traiter et de réécrire chacune

7. SIMULATION ET OPTIMISATION DE LA CONFIGURATION DES DÉTECTEURS

des coordonnées des particules incidentes : leurs positions x, y, z , leurs angles x', y' ainsi que leur quantité de mouvements. Ce type d'approche modulaire permet de placer les éléments de détection en tout point du spectromètre, en permettant ainsi d'effectuer un grand nombre d'études et des comparaisons de performances entre différentes configurations de détection.

Les spécifications de base des détecteurs Se^-D correspondent à des dimensions géométriques fixes de $x \times y = 200 \times 150 \text{ mm}^2$ avec un angle d'inclinaison de 45° par rapport à la trajectoire centrale. Au cours de l'étude, et sauf mention du contraire, son épaisseur effective standard sera considérée comme étant de $126 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de Mylar à 0° . Le module permet une modification de l'épaisseur, la nature et la densité, ainsi que l'angle d'inclinaison de la feuille émissive. Aussi, il bénéficie du travail effectué pour le code d'interaction faisceau-cible avec l'implémentation des différents modèles de perte d'énergie et de déflexions angulaires afin de pouvoir prendre en compte l'effet des détecteurs sur la cinématique des noyaux.

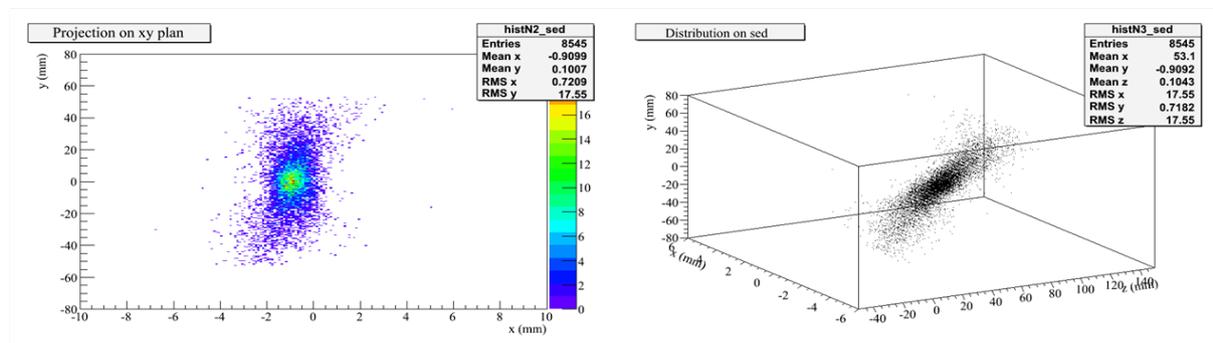


Figure 7.2: Distribution des points d'interactions sur la feuille émissive inclinée à 45° (droite) et sa projection sur le plan XY (gauche). Le détecteur Se^-D est placé au niveau du plan focal et la distribution convolue l'effet d'une résolution en position de 1 mm .

L'élément est conçu comme une boîte contenant l'élément Se^-D incliné. La distribution de particules est propagée dans le spectromètre jusqu'à l'entrée de l'élément¹. Les ions sont d'abord transportés jusqu'à la feuille émissive inclinée en prenant en compte la dispersion angulaire initiale. L'épaisseur effective de matière traversée est calculée en prenant en compte l'inclinaison de la feuille ainsi que l'angle associé à chaque particule.

Module de détection absolue : Les points d'interactions sur les feuilles émissives des détecteurs Se^-D (cf. fig 7.2), ainsi que les positions dans le plan du DSSD données par le module sont simplement écrites dans un fichier de sortie afin de minimiser le temps nécessaire au traitement de chaque noyau. Les trajectoires sont ensuite reconstruites et utilisées pour calculer les éventuels points d'interactions avec les plans des différents pads du tunnel (cf. fig. 7.3). On présente sur cette figure le "patron" ouvert de l'ensemble $DSSD + Tunnel$ où les positions d'interactions sont données sur des pads "infinis" : en vert les impacts dans l'acceptance $100 \times 100 \text{ mm}$ du DSSD et en rouge ceux sur les plans des 4 détecteurs tunnel. Ces valeurs seront considérées comme "absolues" et devront être convoluées aux résolutions et pixélisations des détecteurs. Les positions absolues d'interaction avec les feuilles émissives des Se^-D sont combinées avec la vitesse du noyau traversant le dispositif afin d'en déduire un temps de vol observable.

¹Il est ici important de préciser que l'élément de détection et les cartes de champs magnétiques ne sont pas superposables. Il n'y a donc virtuellement pas de champs au niveau du détecteur, ce qui n'est qu'une approximation qui fera l'objet une étude dédiée. La présence de champs magnétiques peut notamment être un facteur limitant de la résolution en position du Se^-D .

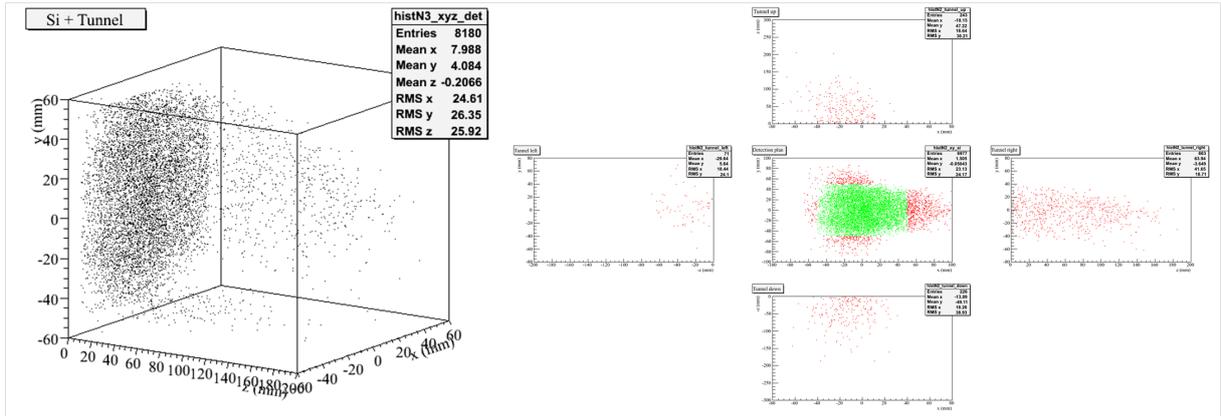


Figure 7.3: Gauche : Reconstruction 3D des points d'interactions d'une distribution de $^{292}\text{116}_{20+}$ sur la géométrie de l'ensemble $DSSD + Tunnel$. Droite : Patron de l'ensemble $DSSD + Tunnel$ avec les positions d'impacts d'une distribution de $^{292}\text{116}_{20+}$ sur le DSSD (vert) et des tunnels "infinis" (rouge).

Module de construction des observables : Les grandeurs "absolues" associées aux différents détecteurs sont traitées et corrélées dans un second temps avec différents modules d'analyse ROOT permettant leur convolution avec les résolutions des différents détecteurs. Les observables sont reconstruites en prenant en compte une résolution en position standard de 1,4 mm pour les détecteurs Se^-D , ainsi qu'une pixélisation 128×128 de la surface $100 \times 100\text{mm}^2$ du détecteur silicium DSSD, et une pixélisation 10×10 des $100 \times 100\text{mm}^2$ des 4 détecteurs tunnel silicium. Les distributions absolues d'interaction avec les plans du DSSD et des tunnels sont utilisées pour tracer les profils des numéros de pixels touchés (cf. fig. 7.4). Les nombres de coups dans les pixels des détecteurs sont normalisés en prenant en compte les taux de productions au point cible, les populations d'état de charge, et la transmission dans le spectromètre jusqu'aux détecteurs.

Une observable "temps de vol" est aussi construite en appliquant au temps de vol "absolu" une résolution en temps standard de 800 ps (FWHM) valable pour l'ensemble du système de détection. L'énergie d'implantation dans le silicium a été considérée en prenant en compte une résolution "silicium + préamplificateur + câbles + électronique BackEnd" de 2%, ainsi qu'un phénomène de défaut de collection de charge dont une paramétrisation nous est proposée dans la référence [253] : $E_{PHD} = 10^b E^a$ avec $a(Z) = 0,02230(Z^2/10^3) + 0,5682$ et $b(Z) = -0,1425(100/Z) + 0,0825$ ou E_{PHD} est le défaut d'ionisation, E l'énergie déposée et Z le numéro atomique de l'ion incident. Une paramétrisation plus récente et adaptée au noyaux superlourds est proposée dans la référence [286] : $E_{det} = -2,05 + 0,73E_{in} + 0,0015E_{in}^2 - \frac{E_{in}^3}{40}$, avec E_{in} l'énergie incidente et E_{det} l'énergie détectée.

Les observables finales sont : les positions détectées par les Se^-D , les numéraux de pixels du DSSD et du tunnel impacté avec les taux de comptage physique, les énergies d'implantation et les temps de vol mesurés. Toutes les résolutions sont ajustables, permettant ainsi d'effectuer différentes études en vue de fournir des spécifications pour le développement des détecteurs. Les observables physiques associées à chaque particule sont finalement écrites dans un fichier de sortie pour une dernière étape d'analyse.

Module d'analyse : L'outil de simulation s'apparente à l'analyse d'une expérience réelle en permettant la corrélation des différentes observables et leur visualisation sous la forme de

7. SIMULATION ET OPTIMISATION DE LA CONFIGURATION DES DÉTECTEURS

matrices. Elle permet d'estimer les performances d'une expérience dans une configuration de détection donnée. Le module permet une reconstruction de la résolution en masse à partir d'un algorithme de corrélation entre les observables de position des Se^-D associés à 15 distributions de particules (3 isotopes et 5 états de charges). La position X_{PF} de l'ion au plan focal nous permettra de tracer une matrice $[X_{PF}; E]$, et l'observable temps de vol une matrice $[v^{-1}; E]$ (plus pratique que $[ToF; E]$ où v est la vitesse de l'ion déduite en connaissant la distance entre les détecteurs). Notons que dans le cas d'une configuration " $1Se^-D + DSSD$ " adaptée aux noyaux lents et lourds, la position de l'ion au plan focal est déduite d'une trajectoire convoluant la résolution en position du Se^-D et celle donnée par la pixélisation du $DSSD$. Une distribution de positions "détectées" est générée aléatoirement en considérant une probabilité uniforme d'impacts dans chaque pixel.

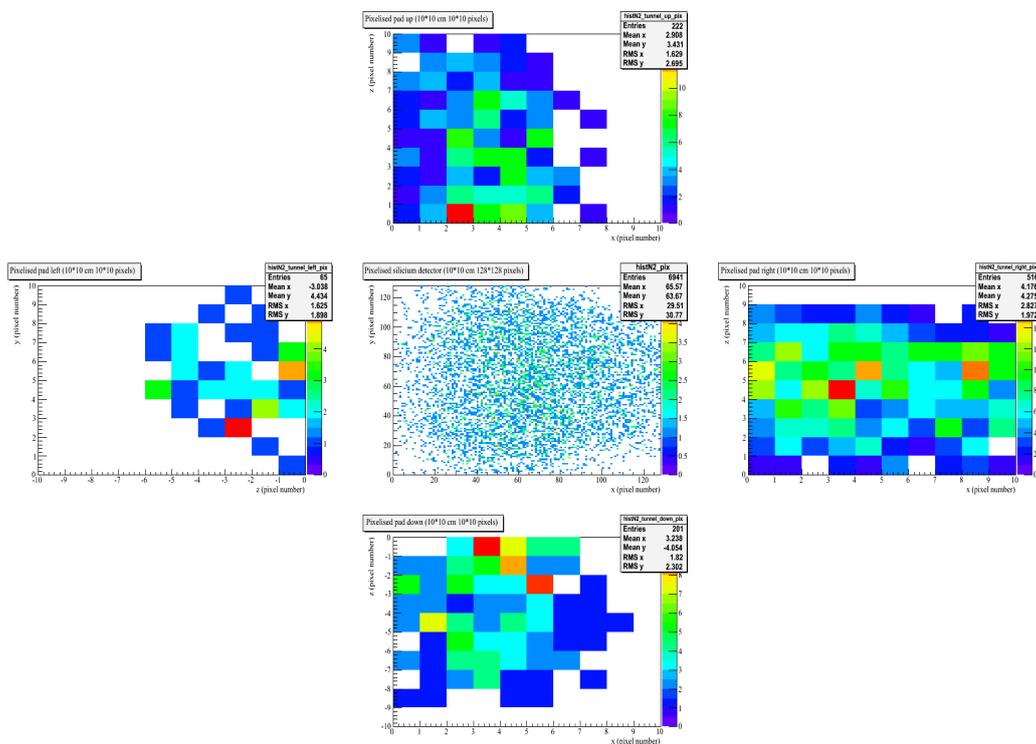


Figure 7.4: Profils des pixels touchés du DSSD et des 4 détecteurs tunnel pour une distribution de l'état de charge central $^{292}_{116}20+$.

7.3 Reconstruction du plan focal

7.3.1 Méthode de reconstruction du plan focal et de la résolution en masse

Dans cette étude, on considère le profil d'interaction d'une distribution de particules avec la feuille émissive d'un Se^-D centrée au plan focal final de S^3 et avec un angle d'inclinaison variable entre 0 et 45° selon la configuration illustrée sur la figure 7.5. L'épaisseur de la feuille est considérée comme nulle (pas de déviation ni de perte d'énergie) et la résolution du Se^-D est parfaite afin de n'avoir que l'effet de l'inclinaison. On trace (cf. fig. 7.6) en rouge l'évolution de l'écart type de la tache σ_X [rms] en fonction de l'angle d'inclinaison pour l'état de charge central du résidu ^{100}Sn de l'expérience de référence. On retrouve la valeur optique lorsque la feuille émissive est parallèle au plan focal ($\theta = 0^\circ$), mais elle diminue progressivement pour des raisons purement optique au fur et à mesure que le point de mesure s'éloigne du plan focal optique.

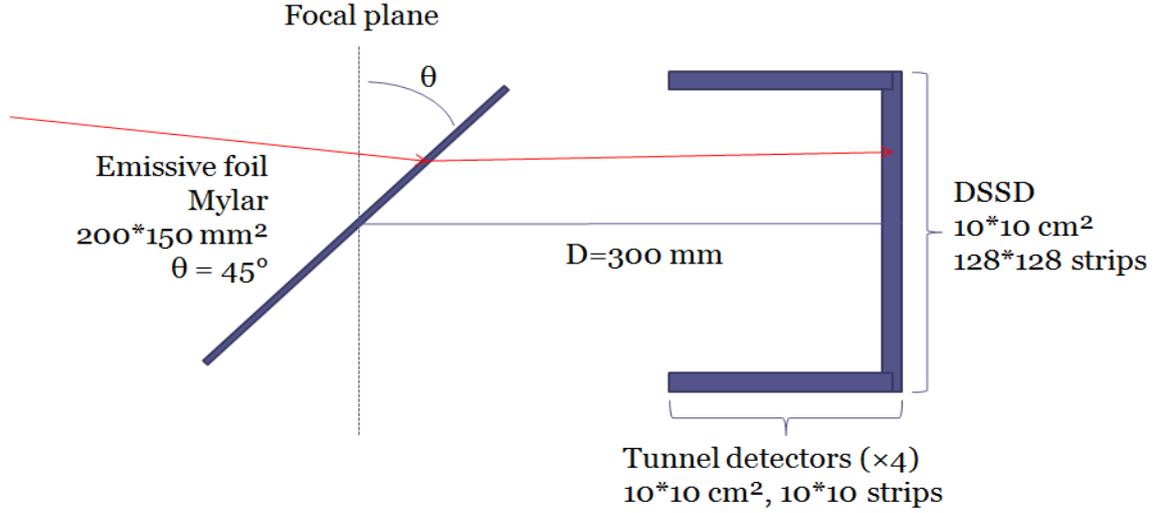


Figure 7.5: Schéma de la configuration de détection $1Se^{-D} + DSSD$ la plus compacte en considérant l'encombrement mécanique du Se^{-D} et les tunnels.

La résolution étant inversement proportionnelle à $\sigma_X[\text{abs}]$ (cf. équation 4.9), on peut faire l'hypothèse que cet agrandissement ne dépend pas de la position de la tache en X , et quantifier l'influence de l'inclinaison de la feuille émissive sur la résolution en masse avec l'expression $R(\%) = \frac{100\%}{1+\Delta(\sigma)}$, où $\Delta(\sigma) = \frac{\sigma_X[\text{foc}] - \sigma_X[\text{abs}]}{\sigma_X[\text{abs}]}$ est le pourcentage d'agrandissement de $\sigma_X[\text{rms}]$ ajouté à la valeur absolue donnée par l'optique. La valeur de la résolution en masse à 45° serait donc réduite à $\sim 77\%$ de la résolution optique (cf. fig. 7.6).

On peut heureusement corriger cet effet optique en reconstruisant la position des particules au plan focal à partir de leur trajectoire, déduite via leur position dans les détecteurs. Cette procédure de reconstruction a été effectuée en configurations " $2Se^{-D} + DSSD$ " en corrélant les positions d'interactions entre les 2 détecteurs Se^{-D} , et en configuration " $1Se^{-D} + DSSD$ " en corrélant les positions détectées par le Se^{-D} et le pixel du $DSSD$ touché. Dans le cadre de la seconde configuration et avec des résolutions de détection parfaites, des considérations géométriques nous permettent d'exprimer les positions (x_{PF}, y_{PF}) des particules au plan focal en fonction des positions $(x_{Se^{-D}}, y_{Se^{-D}}, z_{Se^{-D}})$ d'impacts sur la feuille émissive, et (x_{DSSD}, y_{DSSD}) sur le $DSSD$:

$$\begin{cases} x_{PF} = x_{SED} + a \times (x_{SED} - x_{DSSD}) \\ y_{PF} = y_{SED} + a \times (y_{SED} - y_{DSSD}) \end{cases} \quad \text{avec } a = \frac{z_{PF} - z_{SED}}{z_{SED} - z_{DSSD}} \quad (7.1)$$

et z_{PF} correspondant à la position du centre de la feuille émissive.

La qualité de la reconstruction de la résolution en masse est donnée relativement à la résolution optique, elle est de 100% sur toute la gamme angulaire (cf. fig. 7.6) ce qui permet de valider la méthode. L'étape suivante est d'étudier l'influence des trois principaux facteurs affectant cette reconstruction : la pixélisation du DSSD, la résolution en position du Se^{-D} et le straggling angulaire induit par l'épaisseur de la feuille émissive.

7. SIMULATION ET OPTIMISATION DE LA CONFIGURATION DES DÉTECTEURS

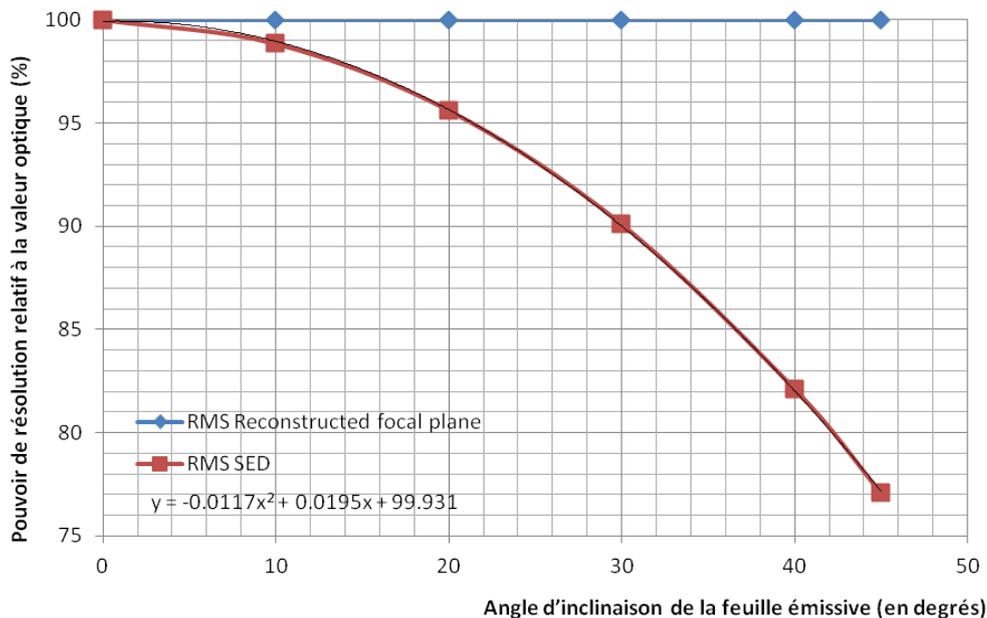


Figure 7.6: Reconstruction du plan focal pour différents angles d'inclinaison de la feuille émissive, avec résolution en position parfaite et épaisseur nulle pour l'état de charge centrale du résidu ^{100}Sn de l'expérience de référence.

7.3.2 Influence de la pixélisation du DSSD

La méthode de reconstruction a été testée pour des pixélisations du détecteur DSSD $100 \times 100 \text{ mm}^2$ allant de 8×8 à 128×128 , avec des résolutions en position de Se^-D nulle et de 1,4 mm (Cf. Fig. 7.7). Le DSSD est placé à 300 mm du centre de la feuille émissive comme illustré sur la figure 7.5. On définit le facteur de pixélisation $Q(\%) = \frac{\sigma_X[\text{inf}]}{\sigma_X[\text{pix}]}$ où $\sigma_X[\text{inf}]$ est la valeur reconstruite obtenue pour une pixélisation infinie et $\sigma_X[\text{pix}]$ la valeur mesurée pour une pixélisation donnée. Il apparaît (cf. fig. gauche 7.7) que ce facteur est maximal pour des pixélisations au-delà de 64×64 . Ceci s'explique par la grande distance séparant le Se^-D et le DSSD comparée à celle séparant le Se^-D et le plan focal. L'effet est sensible dès lors que la taille des pixels est suffisamment importante pour entraîner une variation significative des trajectoires et une pixélisation effective du plan focal reconstruit. La pixélisation de 128×128 adoptée pour le DSSD permet de rendre cet effet totalement négligeable devant l'effet de la résolution en position des Se^-D (cf. fig. droite 7.7) et de répondre aux spécifications de minimisation des taux de comptage par pixels.

7.3.3 Influence de la résolution en position des Se^-D

On étudie la variation de la qualité de la reconstruction du plan focal en fonction de la résolution en position du Se^-D donnée en FWHM. On compare la résolution associée à la distribution mesurée sur la feuille émissive, d'écart type noté $\sigma_X[SED]$ (rouge), avec la résolution associée à la distribution reconstruite au plan focal, d'écart type noté $\sigma_X[PF]$ (bleu). La figure 7.8 correspond au cas de l'état de charge central de l'expérience ^{100}Sn pour lequel on a annulé l'épaisseur de cible afin d'éliminer l'effet du straggling angulaire sur la reconstruction. On note que la résolution en masse reconstruite converge bien vers 100% lorsque la résolution du Se^-D tend vers 0. La figure 7.9 correspond au cas de l'état de charge central de l'expérience $^{292}\text{116}$ mais où on a considéré cette fois une épaisseur de feuille émissive standard de $126 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. L'effet du straggling angulaire limite la qualité de la reconstruction et se manifeste notamment

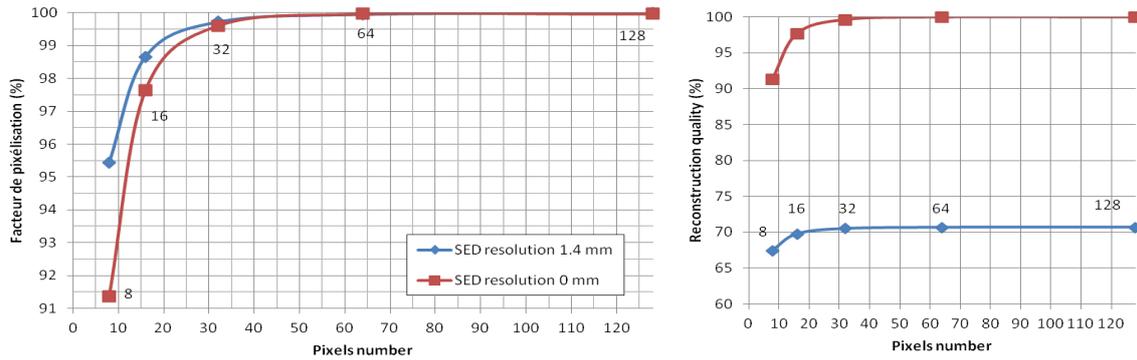


Figure 7.7: Influence de la pixélisation du DSSD sur la qualité de la reconstruction du plan focal. La qualité est donnée relativement à une pixélisation infinie à gauche, et relativement à la valeur optique à droite, pour des résolutions du Se^{-D} nulle en rouge et de 1,4 mm en bleu.

par une saturation autour de 95% à résolution de Se^{-D} nulle. En conclusion, une résolution de 1,4 mm dégrade significativement la résolution en masse qui serait alors entre 65 et 70% de la valeur optique. Des recherches sont en cours pour améliorer la résolution des Se^{-D} et on pense atteindre 1 mm (LTMH) qui permettrait une qualité de reconstruction allant jusqu'à 80%.

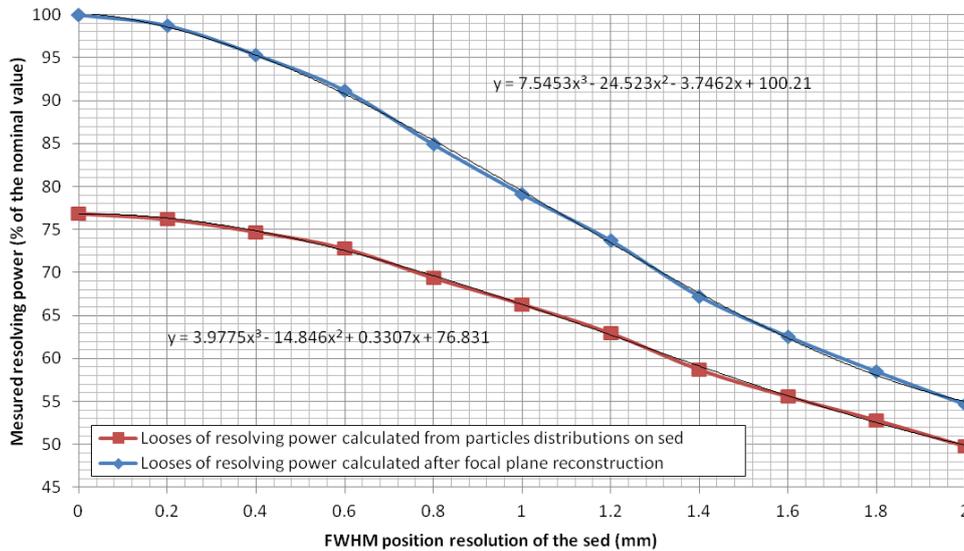


Figure 7.8: Variation relative du pouvoir de résolution en masse en fonction de la résolution en position de Se^{-D} (FWHM) pour l'état de charge central du noyau ^{100}Sn de l'expérience de référence. L'épaisseur de la feuille émissive a été annulée pour n'avoir que l'effet de la résolution.

7.3.4 Influence de l'épaisseur des feuilles émissives

On trace (cf. fig. 7.10) la qualité de la reconstruction du plan focal en fonction du straggling angulaire induit par différentes épaisseurs de feuilles émissives. L'étude a été faite pour les états de charge centraux des résidus de 3 cas expérimentaux : la réaction de référence ^{100}Sn (haut), la réaction de synthèse d'un noyau superlourd $^{292}116$ (milieu) et la réaction très asymétrique $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{255}\text{No}$ (bas). Les figures de gauche sont faites pour des résolutions en position de

7. SIMULATION ET OPTIMISATION DE LA CONFIGURATION DES DÉTECTEURS

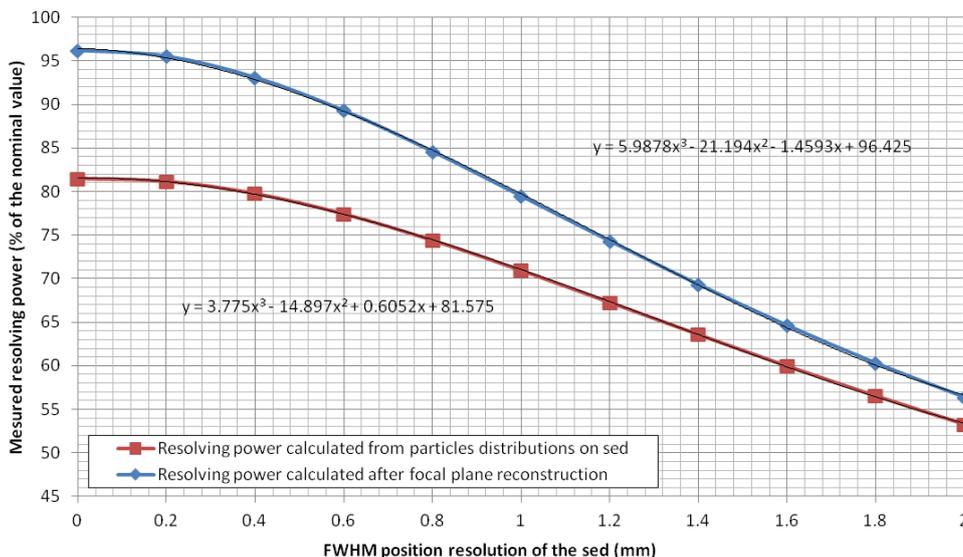


Figure 7.9: Variation relative du pouvoir de résolution en masse en fonction de la résolution en position de Se^{-D} (FWHM) dans le cas du noyau $^{292}116$ et avec une épaisseur de feuille émissive de $126 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Se^{-D} nulle et équivalent donc à tracer la variation de la valeur de saturation précédemment évoquée en fonction du straggling angulaire. Celles de droite sont faites pour une résolution en position de 1,4 mm. L'effet du straggling angulaire est particulièrement important dans le cas des noyaux lourds de très faible vitesse comme c'est le cas pour la réaction très asymétrique de synthèse du ^{255}No . Toujours à résolution nulle, l'effet est tel que la reconstruction devient inutile car donnant une résolution en masse moins bonne que celle calculée directement à partir de la distribution sur le Se^{-D} , ceci dès lors que le straggling angulaire induit devient supérieur à 30 mrad environ, soit pour une feuille émissive d'épaisseur $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (cf. croisement avec l'axe rouge fig. 7.10). Cette valeur limite passe ensuite à 30 mrad si on inclue l'effet d'une résolution en position de 1,4 mm du Se^{-D} , soit une épaisseur limite de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour la feuille émissive.

En considérant une épaisseur effective de $126 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour la feuille émissive et une résolution en position réaliste de 1,4 mm, les simulations effectuées pour le cas ^{100}Sn de référence donnent une reconstruction du pouvoir de résolution en masse d'environ 67,8% de la valeur optique. Cette configuration correspond à une "hypothèse basse" qui permettrait d'obtenir une résolution en masse d'environ 290 à partir de la résolution optique de 428 obtenue avec la dernière structure $v23.03$ (cf. section 5.5.4). Dans une "hypothèse haute", une résolution en position de 1 mm du Se^{-D} donnerait une reconstruction d'environ 80% soit une résolution en masse de 342 répondant pleinement aux spécifications.

7.3 Reconstruction du plan focal

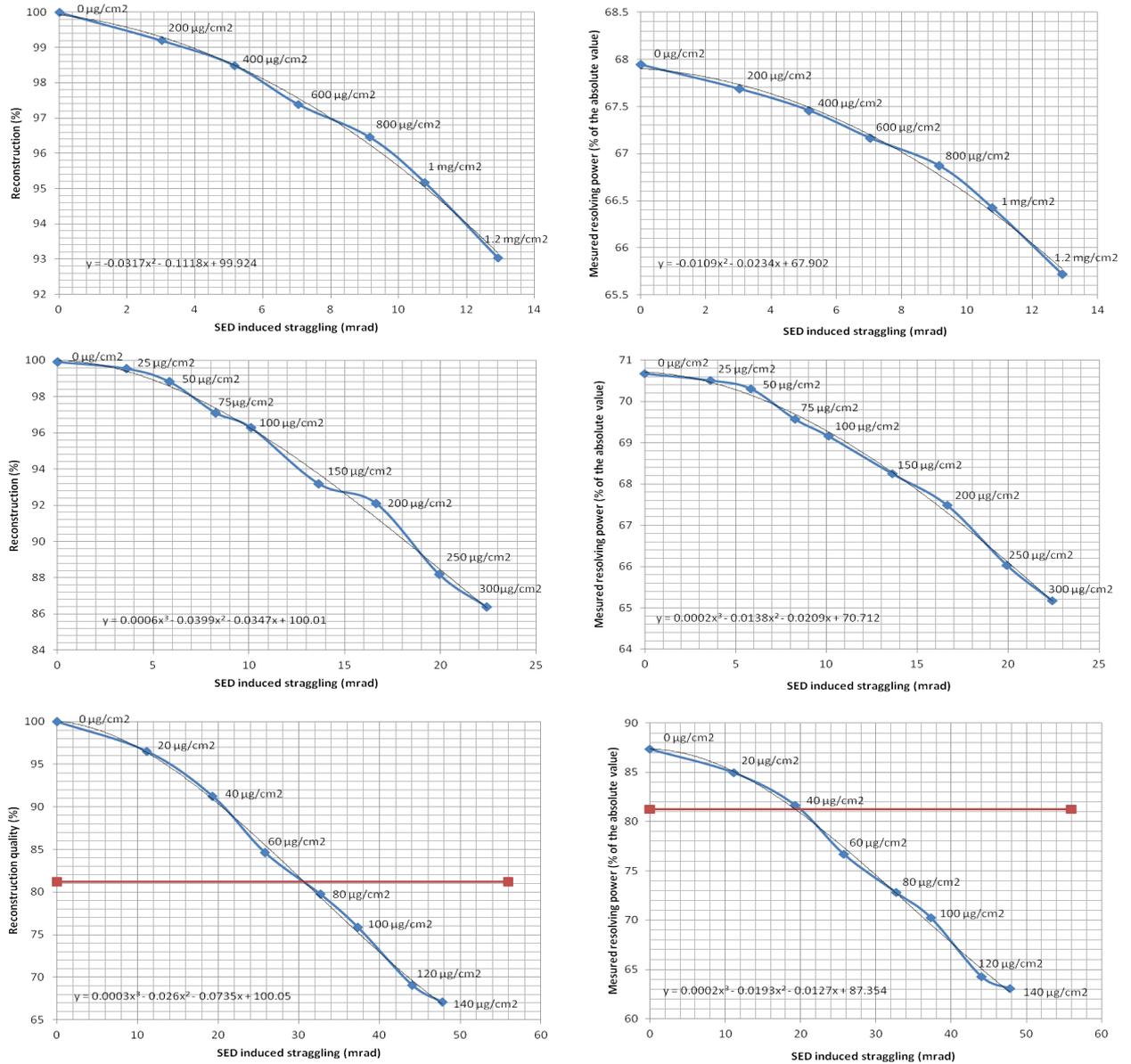


Figure 7.10: Reconstruction du plan focal en fonction du straggling angulaire induit par différentes épaisseurs de feuilles émissives pour les cas ^{100}Sn (haut), $^{292}\text{116}$ (milieu) et ^{255}No (bas), pour une résolution en position du Se^-D nulle à gauche et de 1,4 mm (FWHM) à droite.

7.4 Optimisation de la configuration des détecteurs

Une optimisation du positionnement des détecteurs a été effectuée pour les différents cas de référence pour maximiser la résolution en masse et l'efficacité de détection. La configuration standard " $2Se^{-D} + DSSD$ " correspond à l'utilisation de 2 Se^{-D} (cf. fig 7.12) avec la station d'implantation et de décroissance comprenant le DSSD et les 4 détecteurs tunnel. Une configuration alternative " $1Se^{-D} + DSSD$ " avec un seul Se^{-D} (cf. fig. 7.11) est aussi prévue pour les reculs de très faibles vitesses subissant un important straggling angulaire en traversant la feuille émissive. Cet effet influence autant la reconstruction du plan focal que la transmission des noyaux d'intérêts jusqu'à la station d'implantation et de décroissance.

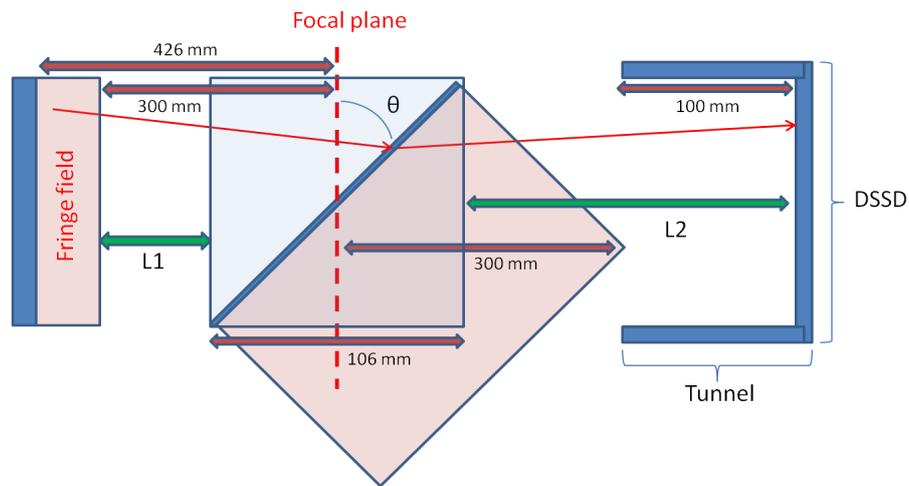


Figure 7.11: Schéma de la configuration de détection $1Se^{-D} + DSSD$ la plus compacte en considérant la mécanique du Se^{-D} et les tunnels. Le centre du Se^{-D} est placé au plan focal.

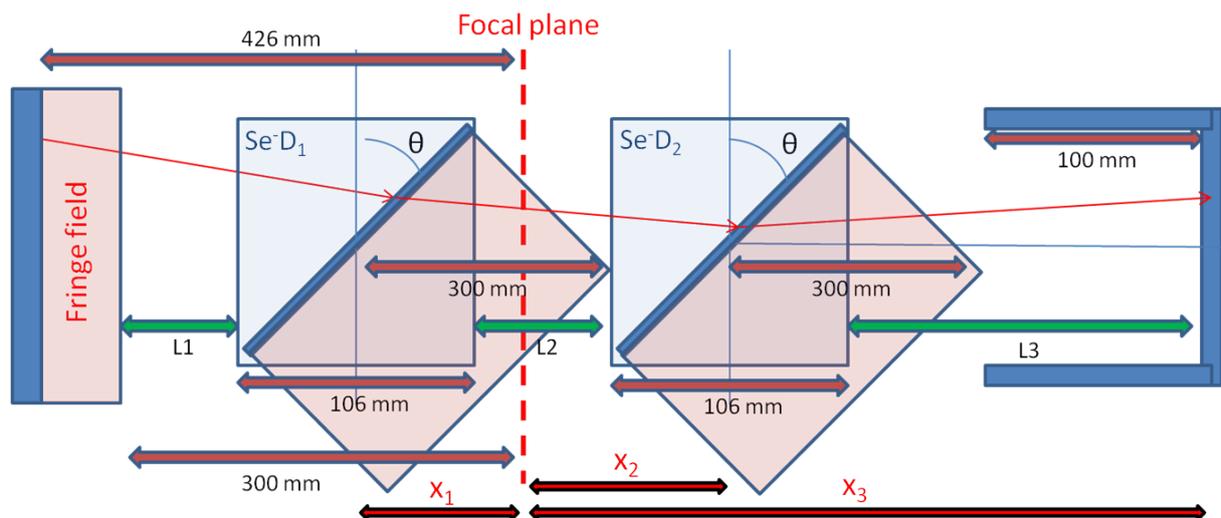


Figure 7.12: Schéma de la configuration de détection $2Se^{-D} + DSSD$ la plus compacte en considérant la mécanique du Se^{-D} et les tunnels. Les études sont faites en fonction des distances relatives x_1 , x_2 et x_3 du centre des Se^{-D} et du DSSD par rapport au plan focal.

Les distances L_1 , L_2 et L_3 des schémas 7.11 et 7.12 sont ajustables dans la définition de la structure optique de S^3 donnée à TraceWin. Pour plus de lisibilité, les distances des détecteurs

sur les figures seront toujours données relativement au plan focal F4. On a considéré que la mécanique de détection des Se^-D prendrait une extension de 300 mm en aval par rapport au milieu de la feuille émissive. On parlera de configuration "compacte" lorsque les détecteurs seront placés au plus près les uns des autres, et la "position" d'un Se^-D fera toujours référence à celle du centre de sa feuille émissive. Sauf mention du contraire, les études présentées concernent les états de charge centraux de chaque cas expérimental.

7.4.1 Cas physique $n^{\circ}1$: synthèse d'un noyau exotique en réaction symétrique

Le cas expérimental de la synthèse du ^{100}Sn est représentatif des reculs de relativement haute énergie (~ 1 MeV/u) produits par fusion-évaporation en concurrence avec une quantité potentiellement important d'autres voies d'évaporation. Les hauts taux de comptage découlant des voies parasites entraînent un très faible rapport signal sur bruit, et peuvent potentiellement entraîner des taux de comptage importants dans les pads des détecteurs tunnel. La résolution en masse et une mesure de temps de vol sont cruciaux pour sa sélection et pour l'élimination des polluants. Le système de détection adoptera une configuration standard avec 2 Se^-D de $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur effective.

Dans cette étude, on cherche à optimiser la position des détecteurs afin de maximiser la reconstruction de la résolution en masse ainsi que l'efficacité de détection. On considère une configuration $2Se^-D + DSSD$ en mode compact ($L_2 = 247$ mm et $L_3 = 347$ mm), avec une distance L_1 variable de telle sorte que l'ensemble de détection translate en un seul bloc par rapport au plan focal. On présente (cf. fig. 7.13) la reconstruction du plan focal pour différentes résolutions en position σ_x du Se^-D (à gauche), et la transmission (à droite), en fonction de la distance x_1 entre le Se^-D_1 et le plan focal. La position du Se^-D_1 varie entre $x_1 = 0$ mm (centrée sur le plan focal), et $x_1 = -250$ mm en amont.

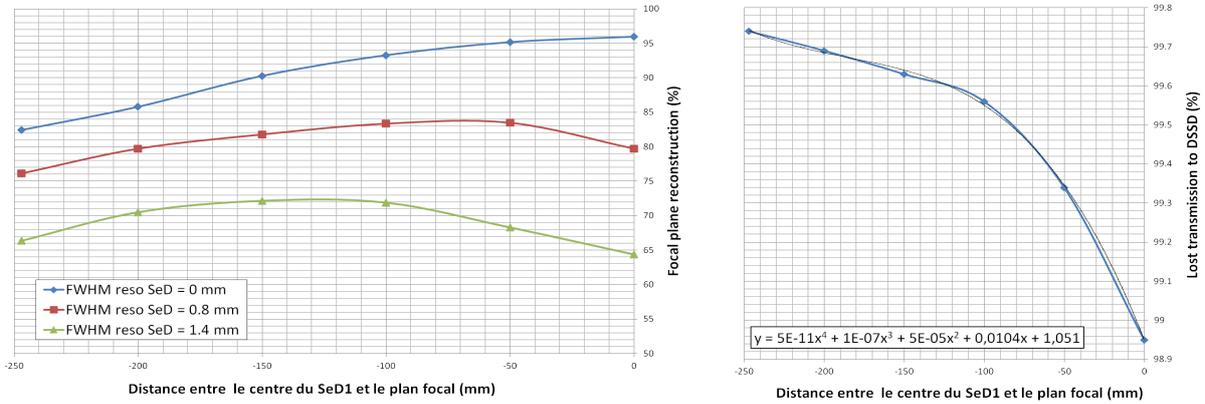


Figure 7.13: Variation de la résolution en masse (gauche) et de la transmission (droite) en fonction de la distance x_1 entre le Se^-D_1 et le plan focal.

On observe que la position permettant de maximiser la reconstruction de la résolution en masse évolue en fonction de la résolution en position du Se^-D_1 . Elle est optimale au plan focal en résolution parfaite $\sigma_x = 0$ mm, située à environ $x_1 = -75$ mm pour $\sigma_x = 0,8$ mm, et à environ $x_1 = -125$ mm à $\sigma_x = 1,4$ mm. La résolution en position des Se^-D se situera probablement entre ces 2 dernières valeurs et on fixera pour la suite le Se^-D_1 en position $x_1 = -100$ mm. On note sur la figure de droite une diminution de la transmission lorsqu'on éloigne l'ensemble des détecteurs. Cette variation est de l'ordre du pourcent entre ces 2 positions, donc négligeable. Une fois la position du premier Se^-D_1 fixée, on étudie la variation des performances avec une translation du bloc $Se^-D_2 + DSSD$ en mode compact ($L_3 = 347$ mm). On présente (cf. fig.

7. SIMULATION ET OPTIMISATION DE LA CONFIGURATION DES DÉTECTEURS

7.14) la reconstruction du plan focal et la transmission en fonction de la distance x_2 séparant le plan focal du Se^-D_2 . On observe que la qualité de la reconstruction est constante pour l'ensemble des positions, avec une perte de transmission d'environ 2,5% en $x_2 = 500$ mm. Ce constat est intéressant dans la mesure où la configuration peut être ajustée pour augmenter le temps de vol des noyaux lorsque la résolution en temps des Se^-D ne permet pas une assez bonne discrimination cinématique, le tout avec une perte de transmission raisonnable.

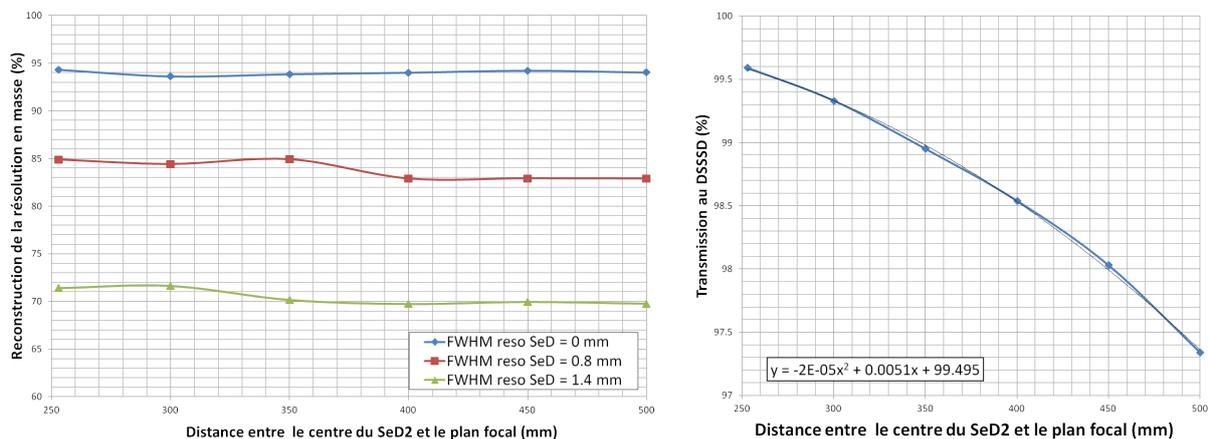


Figure 7.14: Variation de la résolution en masse (gauche) et de la transmission (droite) en fonction de la distance entre les 2 Se^-D .

On fixe maintenant la position des deux Se^-D ($L1=147$ et $L2=247$) en mode compact et on fait varier la distance entre le DSSD et le plan focal, de la position compacte $x_3 = 253$ mm jusqu'à $x_3 = 800$ mm, pour observer l'impact sur la transmission au DSSD et aux détecteurs tunnel (cf. fig. 7.15). Le straggling angulaire est très limité dans ce cas et la perte de transmission n'est que de 4,5% pour $x_3 = 800$. La transmission aux pads du tunnel augmente avec la distance en raison de la divergence du faisceau mais reste de l'ordre du pourcent pour $x_3 = 800$. La simulation n'a pas été faite avec une statistique suffisante pour que le détail des coups sur chaque détecteur tunnel soit significatif, mais il apparaît que le détecteur de droite est particulièrement exposé. Cette asymétrie dépend de l'optique, et une étude plus systématique permettrait de concevoir des collimateurs pour protéger les détecteurs tunnel face aux flux d'ions incidents. L'impact du straggling sur la transmission est ici très limité, il est étudié dans le cas expérimental suivant.

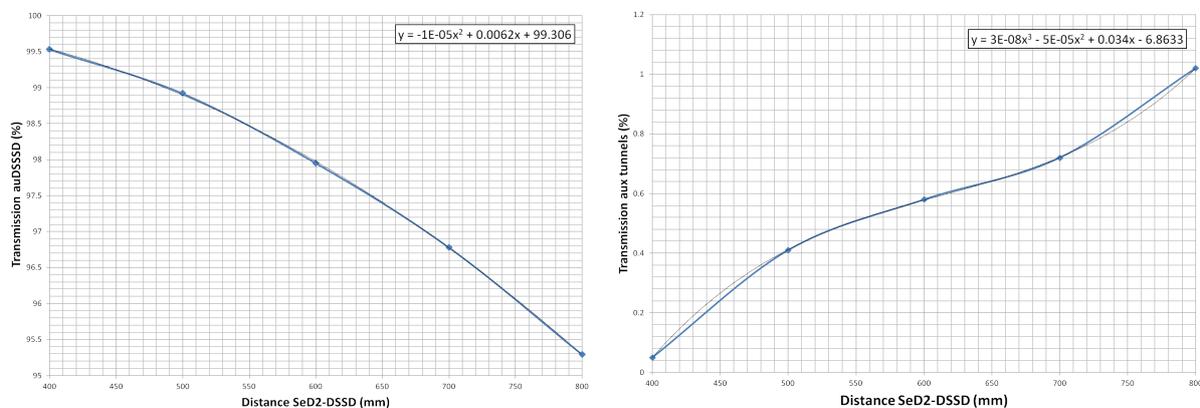


Figure 7.15: Variation de la transmission au DSSD et au Tunnel en fonction de la distance entre le Se^-D_2 et le DSSD.

7.4.2 Cas physique $n^{\circ}2$: synthèse d'un élément superlourd

Le cas expérimental de la synthèse de l'élément superlourd $^{292}116$ correspond aux noyaux de masse extrême, de faible énergie, dont l'identification nécessite des résolutions en masse et transmissions les plus importantes possibles. Contrairement au cas précédent, les voies d'évaporation ouvertes sont rares et les taux de comptages limités. Les polluants correspondent éventuellement aux isotopes voisins discriminables avec la résolution en masse, et aux polluants diffusés discriminables par leur cinématique différente des noyaux d'intérêts. La réaction n'est pas trop asymétrique, et la vitesse est suffisamment importante pour que la configuration standard avec 2 $Se^{-}D$ puisse être adoptée. La vitesse est aussi suffisamment faible pour que l'effet du straggling angulaire soit considéré.

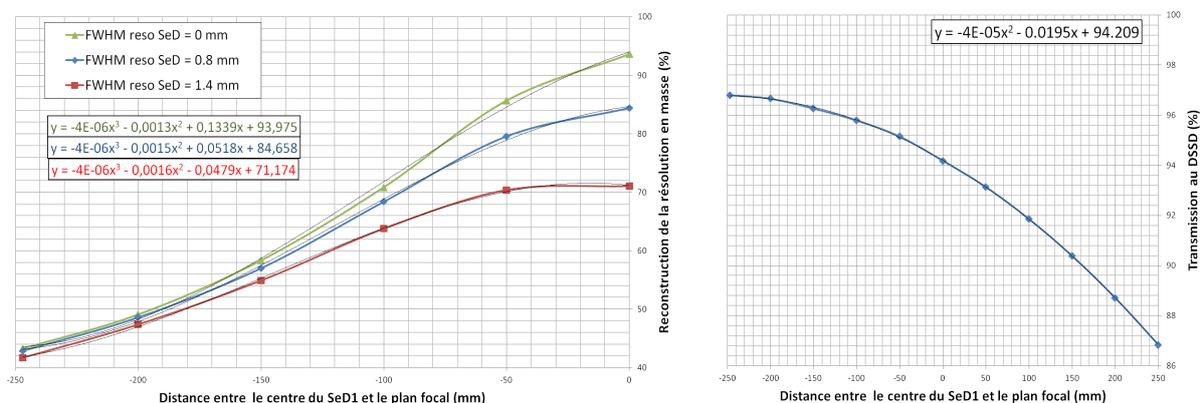


Figure 7.16: Variation de la résolution en masse pour différentes résolutions en position du $Se^{-}D$ (Gauche) et de la transmission (Droite), en fonction de la position du SeD_1 par rapport au PF.

Comme pour le cas précédent, on étudie la qualité de la reconstruction de la résolution en masse en fonction de la translation x_1 du bloc de détecteur $2Se^{-}D + DSSD$ ($L_2 = 247$ mm et $L_3 = 347$ mm) par rapport au plan focal. On présente (cf. fig. gauche 7.16) l'étude faite pour différentes résolutions en position des $Se^{-}D$ avec des épaisseurs effectives de feuilles émissives de $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. On trace (cf. fig. droite 7.16) la variation de la transmission en fonction de x_1 . On constate, quelque soit la résolution en position des $Se^{-}D$, que la reconstruction est maximale pour un placement du $Se^{-}D_1$ au niveau du plan focal, pour une perte de transmission de l'ordre de 6%.

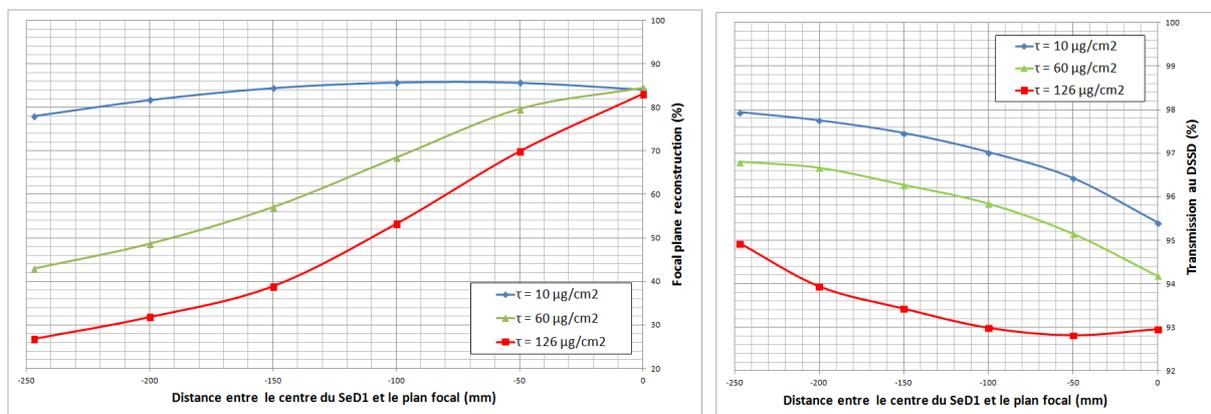


Figure 7.17: Variation de la résolution en masse pour différentes épaisseurs de feuille émissive (Gauche) et de la transmission (Droite) en fonction de la position du SeD_1 par rapport au PF.

7. SIMULATION ET OPTIMISATION DE LA CONFIGURATION DES DÉTECTEURS

La même étude est faite en comparant différentes épaisseurs de feuilles émissives 10 – 60 – 126 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (cf. fig. 7.17). Elle montre que la reconstruction de la résolution en masse est toujours maximale en positionnant le Se^-D_1 au niveau du plan focal, avec des pertes qui augmentent avec l'épaisseur de la feuille émissive pour atteindre 7% avec 126 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

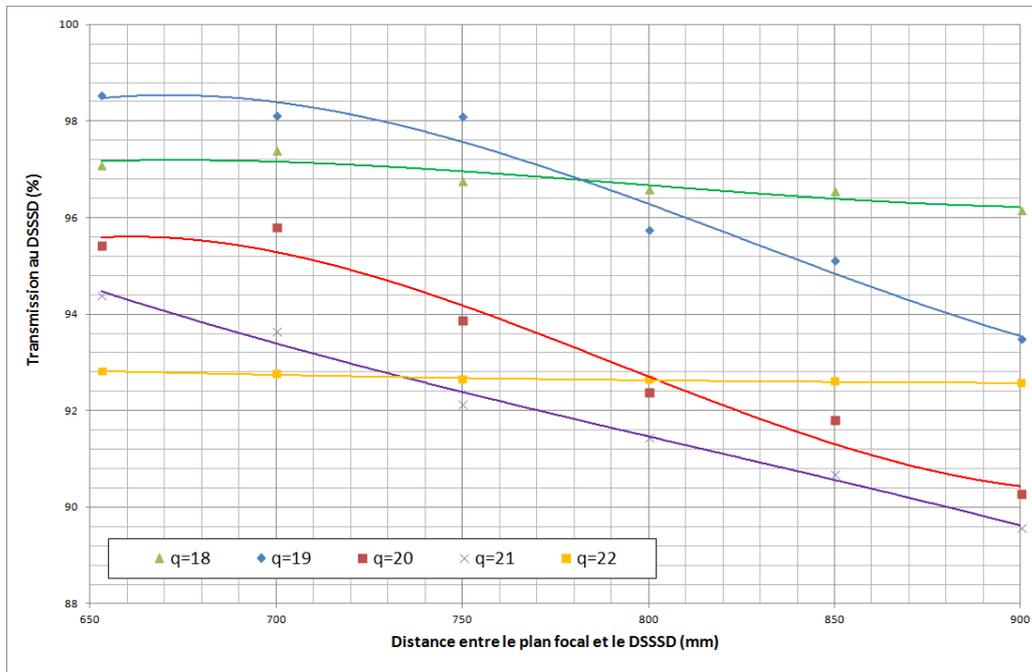


Figure 7.18: Transmission des différents états de charge du $^{292}\text{116}$ dans l'acceptance du DSSD en fonction de la distance du DSSD par rapport au plan focal.

Comme dans le cas ^{100}Sn , la distance séparant les 2 Se^-D n'influe pas la reconstruction du plan focal et peut donc être ajustée avec comme seule contrainte celle de la transmission. On présente (cf. fig. 7.18) l'évolution des transmissions de chaque état de charge du $^{292}\text{116}$, lorsqu'on éloigne le DSSD du plan focal. Les pertes augmentent rapidement avec la distance pour les 3 états de charge centraux, contrairement aux deux états de charge latéraux qui varient très peu. Les tendances sont complexes et fortement dépendantes de l'optique incidente, elles s'expliquent par les différences de géométrie entre les distributions d'état de charge qui seront coupées différemment par les détecteurs tunnel lorsqu'on éloigne le DSSD.

7.4.3 Cas physique $n^{\circ}3$: synthèse d'éléments lourds par réaction très asymétrique

Dans le cas des noyaux très lourds de faible énergie (moins de 20 MeV) comme ceux formés par réaction très asymétrique, l'interaction avec les feuilles émissives entraîne un straggling angulaire critique tel qu'on n'utilisera qu'un seul détecteur de temps de vol avec une épaisseur de feuille la plus fine possible. Dans cette étude, on se place dans la configuration " $1Se^-D + DSSD$ ", le Se^-D étant placé au niveau du plan focal et le DSSD à une distance de 300 mm. La résolution en masse sera reconstruite à partir des trajectoires reliant la position détectée par le Se^-D avec le pixel du DSSD touché.

Pour l'ensemble des noyaux d'intérêts transmis jusqu'à SIRIUS, on trace (cf. fig. 7.19) la variation de transmission dans l'acceptance du Se^-D et dans celle du DSSD en fonction de l'épaisseur de la feuille émissive. On observe une chute de la transmission pour les épaisseurs

7.4 Optimisation de la configuration des détecteurs

supérieures à environ $140 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ due à l'arrêt d'une partie des ions dans la feuille. La différence entre les deux courbes de transmission est une conséquence du straggling angulaire. L'épaisseur doit être minimisée pour limiter l'arrêt des ions de plus faible énergie, mais aussi pour leur laisser suffisamment d'énergie pour leur permettre de s'implanter en profondeur dans le DSSD.

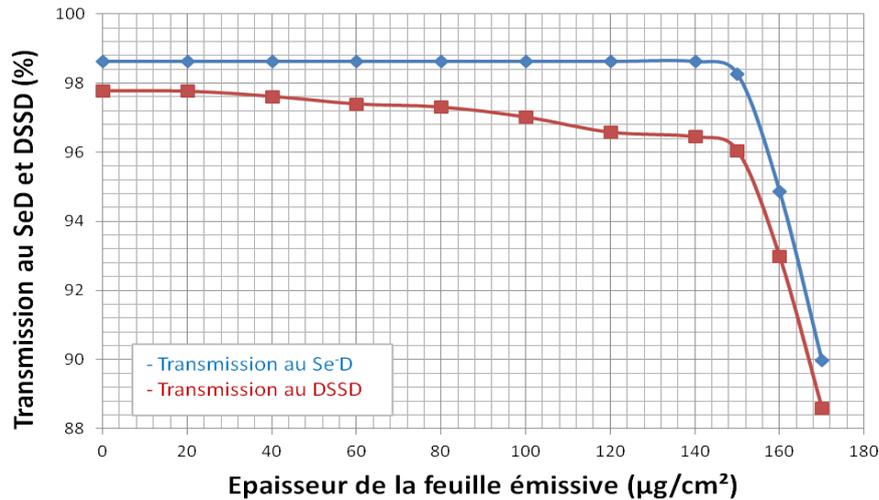


Figure 7.19: Transmission au Se^-D et au DSSD en fonction de l'épaisseur de la feuille émissive, relative à l'ensemble des noyaux d'intérêts transmis en entrée de SIRIUS (avant le premier Se^-D).

On fixe l'épaisseur de la feuille émissive à $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, et on trace (cf. fig. 7.20) la qualité de la reconstruction du plan focal pour différentes résolutions en position du Se^-D (gauche), et la transmission (droite), en fonction de la distance x entre le Se^-D et le DSSD. La qualité de la reconstruction du plan focal est sensiblement équivalente sur l'ensemble de la gamme de distances testées, le critère déterminant est donc celui de la transmission. Le straggling angulaire induit par l'épaisseur de feuille entraîne une importante perte de transmission allant jusqu'à 10% pour $x = 1000$. Notons que cette perte devrait être beaucoup plus importante dans le cas d'une épaisseur de feuille de $126 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Sachant que les faibles vitesses entraînent des temps de vol assez longs et facilement mesurables, on aura donc dans ce cas tout intérêt à minimiser la distance séparant le Se^-D et le $DSSD$ pour gagner en transmission.

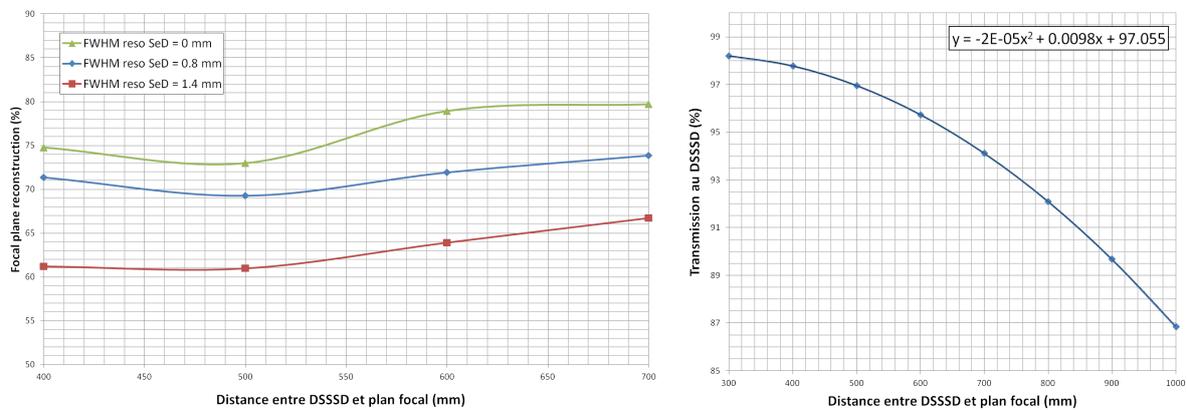


Figure 7.20: Reconstruction de la résolution en masse et transmission au DSSD en fonction de la distance du DSSD au plan focal.

7.5 Corrélation des observables

Les observables de temps de vol ToF , d'énergie d'implantation E , et de position au plan focal X_{PF} , peuvent être corrélés pour tracer différentes matrices d'identification permettant une discrimination entre les noyaux d'intérêt et les divers polluants. On distinguera dans cette section 2 types de discriminations : **cinématique** à travers la matrice $[ToF; E]$, et **en masse** avec la matrice $[X_{PF}; E]$.

7.5.1 Discrimination cinématique

La cinématique des différents noyaux transmis dans les détecteurs du plan focal peut être caractérisée dans une matrice $[ToF; E]$. Les différentes masses sont distribuées telle que $E = \frac{1}{2}m(\frac{\Delta x}{ToF})^2$ où Δx est la distance séparant les impacts sur les deux détecteurs de temps de vol. Une résolution suffisante en énergie et en temps des Se^-D doit permettre une séparation des noyaux d'intérêt par rapport aux éléments de faisceau diffusés, quasi-faisceaux et potentiellement des quasi-cibles. Les distributions de ces polluants générées avec le code d'interaction faisceau-cible (cf. chap. 2) présentent une cinématique interdisant toute transmission directe dans le spectromètre. Une projection directe des distributions de quasi-cible dans le système de détection est aussi inutile dans la mesure où les énergies cinétiques sont très différentes et donc la séparation évidente.

Une transmission indirecte est par contre envisageable en considérant les diffusions multiples sur les parois du spectromètre. Un module TraceWin permettant de modéliser ces phénomènes est en cours de développement : les noyaux atteignant les limites du spectromètre sont systématiquement renvoyés dans l'acceptance par diffusions Rutherford avec des angles aléatoires, les sections efficaces permettant alors d'associer à chaque événement un coefficient de probabilité. Notons que cette approche vise à obtenir une estimation physique des taux de comptages des transferts au plan focal à partir des sections efficaces calculées au point cible, des populations d'états de charge, et de la transmission chaotique des noyaux dans le spectromètre par diffusions multiples sur les parois. Ce module et son intégration dans l'ensemble du spectromètre restent encore à finaliser.

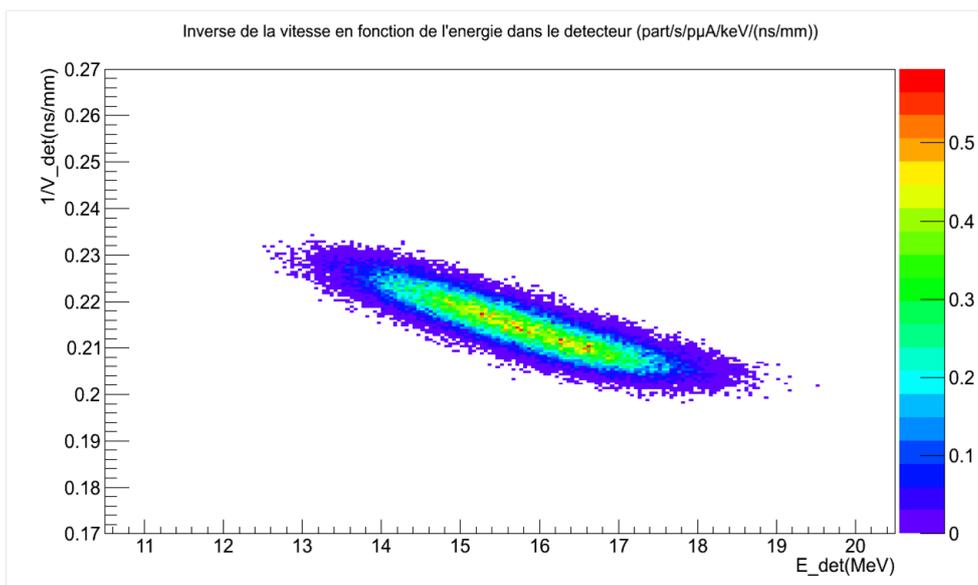


Figure 7.21: Distribution de ^{245}No dans une matrice $[ToF; E]$. La résolution en énergie est de 2% et celle en temps de vol de 800 ps (FWHM).

Une alternative consiste à considérer des distributions de transferts, et notamment de quasi-cible, couvrant une plage en énergie arbitrairement élargie et se superposant à celle des noyaux d'intérêts. Cette approche permet d'obtenir la position dans la matrice $[ToF; E]$ des transferts potentiellement transmis, et de tester leur séparation par rapport aux noyaux d'intérêts en fonction des performances des Se^{-D} (résolution en position et en temps). Notons que, hormis la valeur de la masse du transfert, ces distributions sont totalement artificielles et l'information sur les taux de comptage n'est pas physique. On présente (cf. fig. 7.21) une distribution de ^{245}No dans une matrice $[ToF; E]$. La résolution en énergie est de 2% et celle en temps de vol de 800 ps (FWHM).

7.5.2 Discrimination en masse

La séparation en masse des noyaux transmis au plan focal peut être caractérisée dans une matrice $[X_{PF}; E]$. Ce type de matrice permet une identification et une discrimination des noyaux d'intérêts par rapport aux produits de transferts (meilleure séparation des quasi-cibles que la matrice $[ToF; E]$) et aux noyaux de masses voisines formés par des voies d'évaporation concurrentes. Un filtrage physique est possible avec l'utilisation de fentes mobiles au plan dispersif en m/q (cf. fig. 7.23). Elles permettent d'éliminer les masses voisines, mais pas les noyaux de même masse, ou isobares, qui sont superposés aux noyaux d'intérêts au plan focal. On illustre la simulation de ces voies d'évaporation contaminantes et cette sélection avec le cas du noyau ^{100}Sn à très faible rapport signal sur bruit.

Estimation des voies d'évaporations concurrentes : Le résidu d'évaporation ^{100}Sn est formé par la réaction $^{46}\text{Ti}(^{58}\text{Ni}, 4n)^{100}\text{Sn}$ avec une section efficace d'environ 4 nb. Une épaisseur de cible de $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ permettra donc d'obtenir un taux de production de 0,162 part/s/pμA. Les sections efficaces σ des voies d'évaporation ouvertes à la même énergie ont été calculées [254] : il existe 34 voies concurrentes possédant une section efficace supérieure à celle du ^{100}Sn . Les caractéristiques de chaque polluant $[A; Z; \sigma]$ sont écrits dans un fichier de sortie.

Etude préliminaire de transmission : Dans la mesure où il serait beaucoup trop long d'effectuer une modélisation de la cinématique de ces produits de réaction, et le transport systématique de chaque état de charge des 34 polluants, il a été préféré d'effectuer une étude préliminaire de leur transmission. Les différents noyaux sont formés à partir d'un même noyau composé et ne diffèrent que dans la phase d'évaporation, il est donc raisonnable de considérer l'énergie centrale de leur distribution comme identique à celle du ^{100}Sn . Cette énergie est utilisée pour calculer les populations d'états de charge de chaque noyau et sa distribution en A/q que l'on préférera donner en relatif au A/q de référence associé à l'état de charge centrale du ^{100}Sn transmis au centre du plan focal. Ces polluants ont un comportement très similaire au ^{100}Sn dans le spectromètre, et un écart relatif à ce A/q de référence permettra de caractériser une déviation par rapport à la trajectoire centrale, et de tracer une fonction de transmission optique $T(\delta_{A/q})^2$ (cf. fig. 7.22).

Pour chaque état de charge de chaque polluant, on construit une fonction de A/q permettant d'estimer le taux de comptage au plan focal en pondérant le taux de production au point cible par la population de l'état de charge et par un coefficient de transmission optique donné par la fonction $T(\delta_{A/q})$. On procède alors à une revue systématique de chaque polluant permettant aussi leur hiérarchisation en fonction du taux de comptage au plan focal de détection (en part/s/pμA). On sélectionne ensuite les polluants majoritaires pour une étude plus détaillée.

²On pourra aussi utiliser la fonction analytique de transmission (cf. section 5.6.2)

7. SIMULATION ET OPTIMISATION DE LA CONFIGURATION DES DÉTECTEURS

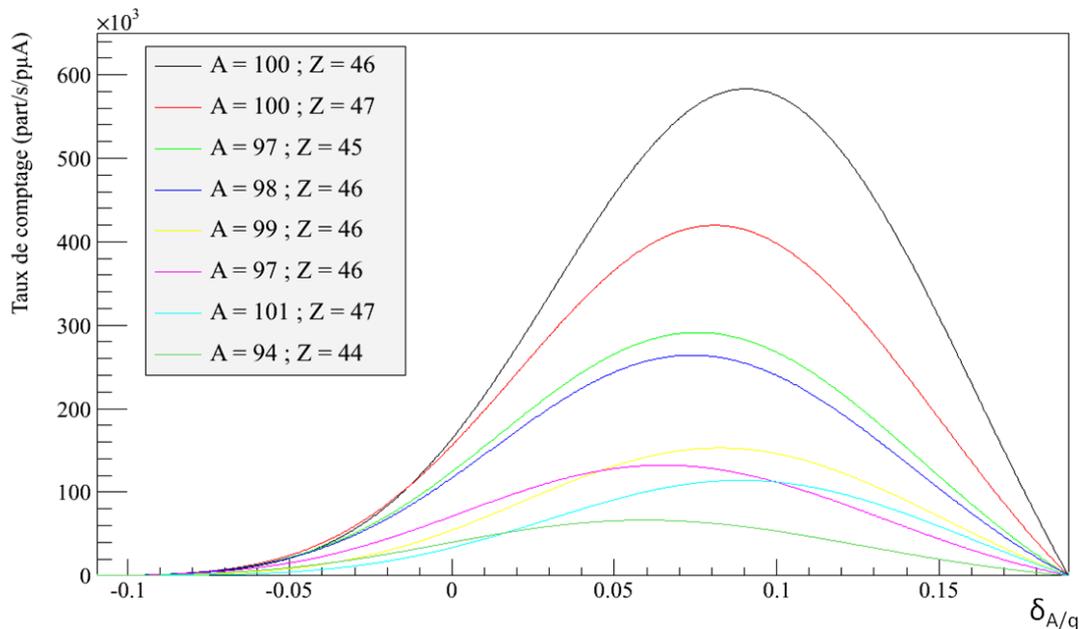


Figure 7.22: Etude préliminaire de transmission au plan focal des voies concurrentes. L'estimation du taux de comptage au plan focal est donnée en fonction de l'écart relatif au A/q de la trajectoire de référence.

Transport dans S3 jusqu'au système de détection : Les états de charge des polluants estimés comme étant les plus transmis au plan focal sont transportés dans S^3 et à travers le système de détection $2Se^-D + DSSD$. Les distributions des états de charges des 4 principaux polluants : le ^{100}Pd et le ^{100}Ag , ^{97}Rh et ^{98}Pd sont transportés dans le système de détection du plan focal et leur position au plan focal est reconstruite. On présente le profil $[X; Y]$ des distributions dans le plan focal (cf. fig. 7.23), ainsi que la matrice $[X_{PF}; E]$ (cf. figure 7.24).

Les rectangles représentent le système de fentes de sélection ajustable : on les place autour des centroïdes des différents états de charge du ^{100}Sn avec une largeur de ± 3 fois l'écart type de l'état de charge considéré. Il a été rendu possible de considérer la nature des différents noyaux transmis dans la fente pour une estimation du rapport signal sur bruit. L'étape suivante, aussi utile pour chaque type de matrice, serait de donner la possibilité d'estimer la contamination à partir d'un contour de sélection arbitraire.

Cette sélection en masse ne permet pas d'éliminer les isobares qui vont engendrer des taux de comptages importants dans les détecteurs. On présente (cf. fig 7.25) le profil des détecteurs après cette sélection en masse en donnant les taux de comptage dans les pixels des détecteurs DSSD et tunnels pour le ^{100}Sn uniquement (en haut) et avec les 4 principaux polluants (en bas). Précisons que les simulations ont été faites avec un nombre de particules insuffisants pour que les taux de comptage associés aux rares pixels de tunnel touchés aient une réelle signification physique. Les taux de comptage maximaux dans les pixels du $DSSD$ sont de l'ordre de 10^{-4} part/s/pμA/pixel pour les noyaux de ^{100}Sn uniquement, alors qu'ils sont d'environ 10^3 part/s/pμA/pixel lorsqu'on considère les 4 principaux polluants et leur filtrage avec le système de fentes mobiles. La contamination isobarique est considérable avec un rapport signal sur bruit d'environ 10^{-7} , ce qui nécessite une étape de purification complète du ^{100}Sn avec la branche basse énergie (cf. section 4.6.1). L'application des méthodes de signature des

reculs par leur décroissance radioactive est aussi une bonne solution dans le cas où les noyaux transmis ont des énergies de décroissance suffisamment différentes (pas le cas ici).

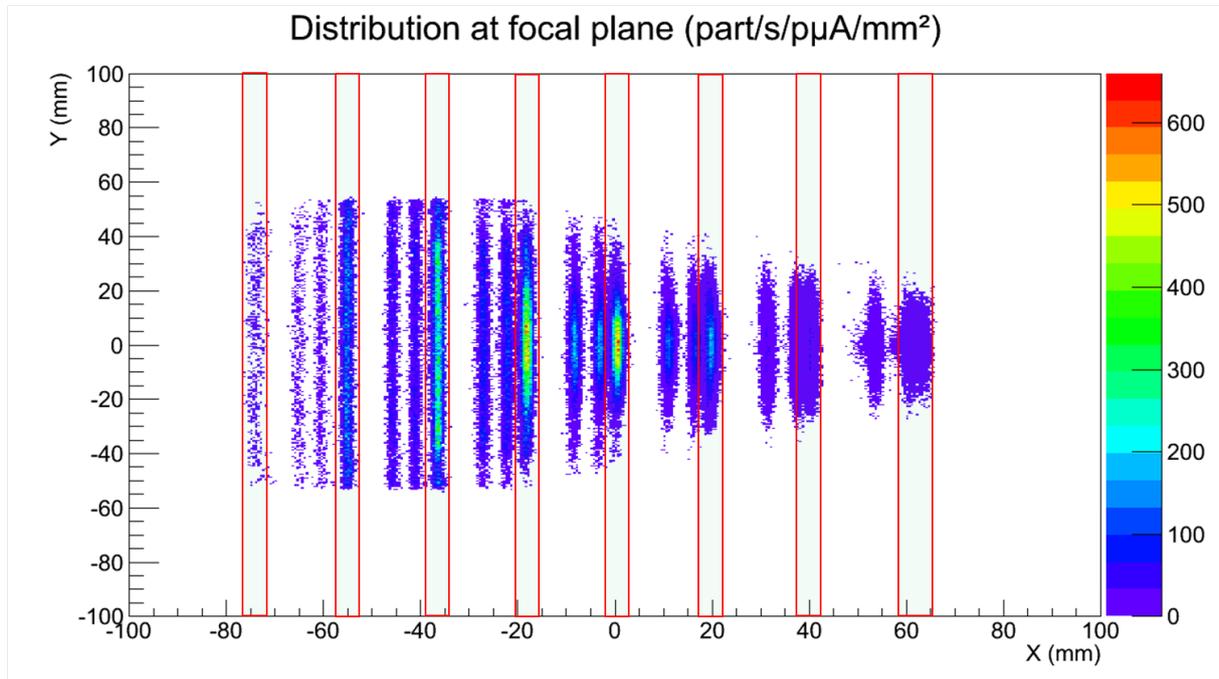


Figure 7.23: Distributions au plan focal avec les taux de comptage donné en $\text{part/s/p}\mu\text{A/mm}^2$ pour le ^{100}Sn et 4 de ses principaux polluants : ^{100}Pd , ^{100}Ag , ^{97}Rh , et ^{98}Pd .

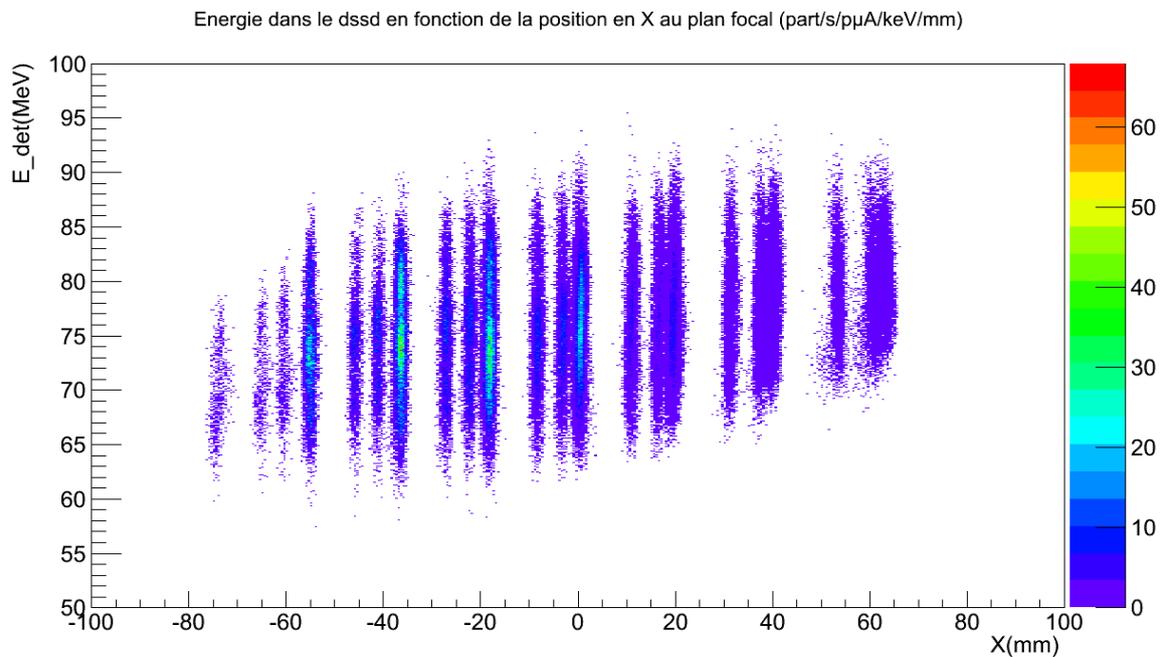


Figure 7.24: Distributions dans une matrice $[X_{PF}; E]$ avec les taux de comptage donnés en $\text{part/s/p}\mu\text{A/keV/mm}$ pour le ^{100}Sn et 4 de ses principaux polluants : ^{100}Pd , ^{100}Ag , ^{97}Rh , et ^{98}Pd .

7. SIMULATION ET OPTIMISATION DE LA CONFIGURATION DES DÉTECTEURS

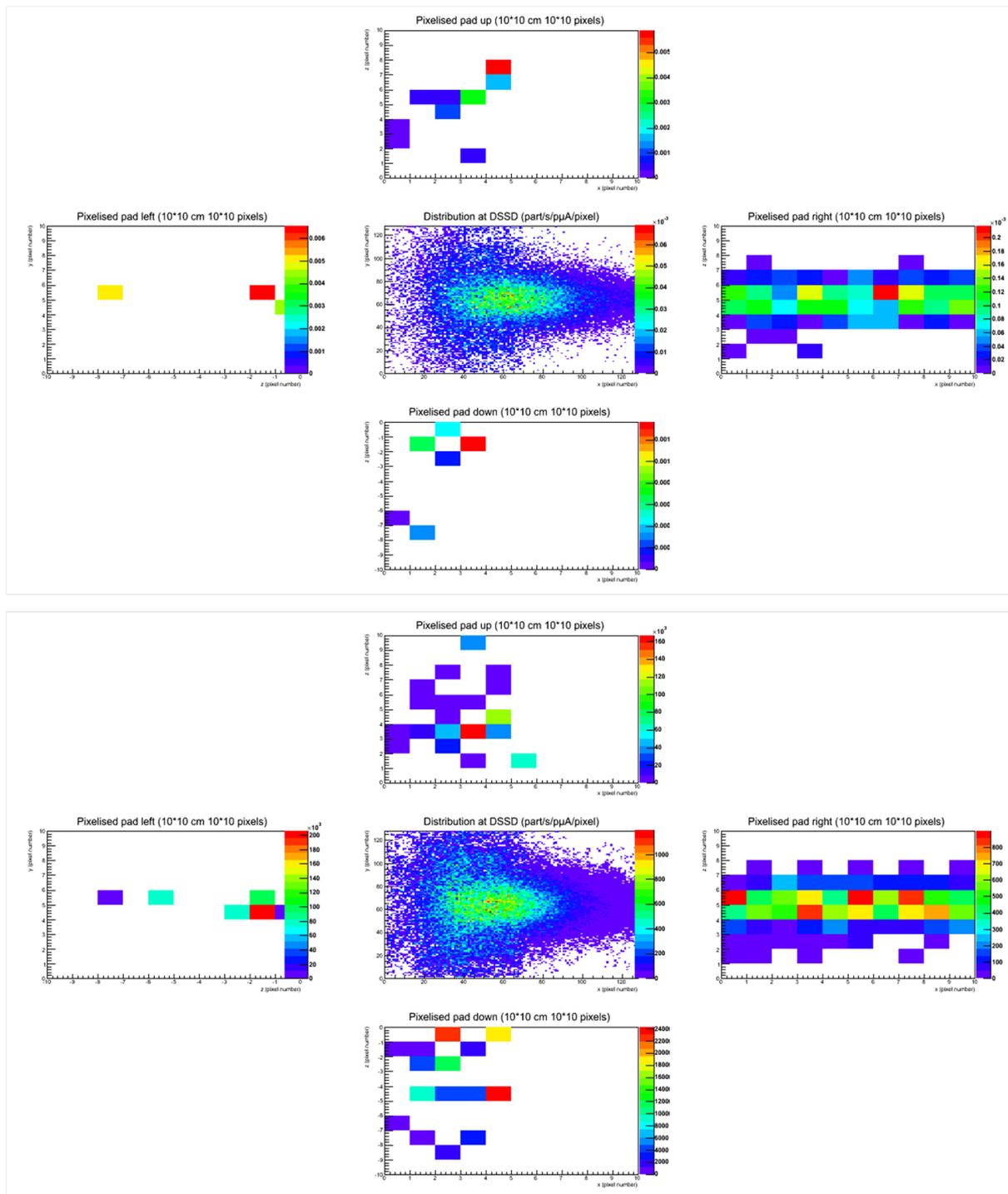


Figure 7.25: Taux de comptage dans les pixels des détecteurs DSSD et tunnels en part/s/ μA /pixel, pour le ^{100}Sn uniquement (en haut), et dans le cas des 4 principaux polluants après fente de sélection (en bas).

7.6 Cohérence avec les travaux du groupe de simulation des détecteurs du plan focal

Les outils de simulation développés, ainsi que les simulations des expériences proposées dans les lettres d'intentions (cf. annexe), doivent être considérées en cohérence avec les travaux effectués

par le groupe de simulation des détecteurs du plan focal. Des simulations Geant4 de l'ensemble de la station d'implantation et de décroissance, incluant les détecteurs germanium, ont été effectués par les collaborateurs du CSNSM (K. Hauschild [244]), et de l'IPHC (H. Faure). Une solution de fichier source comme générateur d'évènement a été préférée à une simulation intégrale de S^3 . Les simulations nécessitent des distributions de résidus d'évaporation au plan focal que les outils développés durant cette thèse permettent de fournir. Ces distributions pourront être données au niveau du plan focal, en entrée des détecteurs, ou encore en considérant la profondeur d'implantation des ions dans les détecteurs silicium.

Le cadre permet une simulation réaliste des expériences proposées, et il serait intéressant de comparer les simulations avec des cas bien connus ^{254}No et ^{255}Lr , ce qui permettraient de vérifier la consistance des simulations. Les outils de simulation développés durant cette thèse répondent en grande partie à cet objectif et devraient être complétés par une simulation Géant4 combinant une simulation de la physique des détecteurs avec les désexcitations γ et décroissances radioactives des noyaux étudiés.

Conclusions et perspectives pour les simulations optiques S^3

Le travail effectué durant cette thèse m'aura permis de développer un ensemble d'outils, sans équivalent et utiles à la collaboration. Ces outils permettent la simulation dans un cadre unique et cohérent des performances pour les différentes expériences proposées, depuis la physique au point cible jusqu'au système de détection au plan focal final. Les simulations couplent un modèle d'interaction faisceau-cible, le code TraceWin de transport et d'optimisation développé par le CEA/SACM, et un ensemble de modules détecteurs situés en bout de spectromètre.

J'ai consacré une partie importante de ma première année au développement du code d'interaction faisceau-cible S3FUSION comme en atteste l'importante bibliographie associée. Le code développé permet de simuler l'effet des processus atomiques élastiques (Rutherford, diffusions multiples) et inélastiques (excitation, ionisation), ainsi qu'un ensemble de réactions nucléaires inélastiques (fusion-évaporation pour différentes voies d'évaporation, produits de transferts). Ces modèles permettent de modéliser la cinématique des différents noyaux produits lors des expériences de fusion-évaporation.

Concernant la validité des prédictions effectuées, j'ai essayé de souligner les points forts (perte d'énergie linéique, états de charge) et les lacunes (dispersions en angle et en énergie) des différents modèles utilisés, essentiellement vis à vis du domaine mal connu des noyaux très lourds et de faible énergie propre aux noyaux superlourds. Des idées d'expériences ont été proposées pour y remédier. Sans attendre la mise en fonction de S^3 , une validation globale du code est envisageable en comparant les prédictions avec les performances obtenues dans le cas d'expériences bien connues, faites à l'aide de séparateurs dont l'acceptance angulaire et en rigidités a été mesurée. Plus techniquement, le code développé pourra être amélioré, en terme de vitesse et de gestion de mémoire, notamment à travers une écriture des grandeurs cinématiques sous la forme d'un arbre "ROOT" plus facilement manipulable. L'ensemble d'une configuration expérimentale est décrite par l'utilisateur dans un fichier d'entrée prenant la forme d'une "data-card" exécutable. Pour faciliter au maximum l'utilisation de l'outil, une interface graphique pourra être développée, ainsi qu'une version disponible en ligne.

Le développement du code et son amélioration s'est fait en parallèle avec des simulations optiques de l'ensemble du spectromètre S^3 . Ces simulations ont consisté au réglage et à l'optimisation - à tous les ordres - de la structure optique pour les différentes expériences clefs, afin de déduire des performances de transmission et résolution en masse associées. Les performances que j'ai obtenu pour les expériences clefs auront permis de contraindre et de guider l'évolution de la structure optique, une évolution qui a été permanente depuis le début de ma thèse jusqu'à sa définition finale début 2012. Ce travail s'est fait dans le cadre du groupe optique S^3 , réunissant les équipes du CEA/SACM, ANL et GANIL, qui ont aussi permis une simulation de l'ensemble des éléments optiques quadripolaires, sextupolaires et octupolaires,

CONCLUSION

avec la génération de cartes de champs réalistes. Mes simulations ont permis une estimation des performances "optiques", du point cible jusqu'au plan focal final de S^3 , pour les différents cas expérimentaux clefs ainsi que pour certaines expériences proposées dans les lettres d'intentions S^3 (cf. annexe). Les prédictions de performances optiques sont données dans la limite de validité donnée à la fois par le réalisme des distributions cinématiques et par celui des cartes de champs utilisées pour chaque élément multipolaire. Concernant le premier point, j'ai effectué une étude systématique de l'écart à l'expérience de chaque modèle utilisé, avec l'objectif non finalisé de pouvoir propager ces incertitudes jusqu'aux performances optiques prédites. Plus concrètement, la connaissance du lien entre les valeurs de champs préalablement optimisées et l'intensité du courant circulant dans les bobines des éléments multipolaires, devrait permettre de fournir un point de départ pertinent pour le réglage des champs lors d'une expérience en conditions réelles. Ces informations devront être considérées dans le cadre de la procédure d'optimisation du spectromètre qui devra prendre en compte le retour de chaque diagnostique.

Au-delà de la simulation de différents cas physiques, j'ai mené un ensemble d'études systématiques de la structure optique en mode standard. Une paramétrisation de l'acceptance angulaire et en rigidités est proposée, elle permet une estimation "binaire" de la transmission des différents polluants. Je propose aussi une fonction de transmission analytique qui pourra être utilisée par la communauté pour des propositions d'expériences. Ces paramétrisations permettent d'effectuer des estimations rapides de transmission sans avoir à faire des simulations lourdes en temps de calculs. La prochaine étape sera d'obtenir ce type de paramétrisation pour tous les modes de fonctionnement du spectromètre, et notamment pour les deux étages indépendamment. Précisons que mes tentatives de paramétrisation de la résolution en masse n'ont pas abouti, notamment en raison de l'impossibilité d'une séparation des effets chromatique et angulaire comme effectuée pour la fonction de transmission analytique. La construction d'une matrice de transfert pour chaque mode de fonctionnement du spectromètre, alliée à une paramétrisation de la dispersion en masse au plan focal final, devrait pouvoir fournir une estimation de la résolution en masse au premier ordre. L'ensemble de ces paramétrisations pourra être intégré dans le code S3FUSION, de façon à fournir à l'utilisateur une estimation rapide des performances attendues pour une expérience proposée. Une modélisation LISE++ de la structure optique de S^3 est aussi envisagée.

Une étude du triplet ouvert a aussi été effectuée, elle a permis de sonder l'ensemble de la zone d'arrêt faisceau en fonction de la rigidité magnétique relative entre les états de charge du faisceau et la rigidité associée à la trajectoire de référence. Cette étude m'a permis de calculer les distributions sur chaque bloc d'arrêt, de façon systématique pour toutes les expériences de fusion-évaporation envisageables. Je fournis des cartes de répartition du faisceau sur les différents blocs d'arrêts et sur les chambres à vide, elles permettent d'estimer des limites d'intensités et d'identifier des expériences critiques thermiquement et radiologiquement défavorisées. Toujours concernant la réjection du faisceau primaire, j'ai effectué différentes études du comportement, de l'extension, et du nombre d'états de charge du faisceau primaire dans l'acceptance du triplet ouvert. Ces études auront permis de contraindre le dimensionnement et le nombre de bloc d'arrêts mobiles nécessaire pour atteindre les spécifications de réjection. Précisons que ces simulations ont été effectuées pour une ancienne version de la structure optique et mériteraient d'être confirmées avec la structure optique finalisée.

Différentes simulations du système de détection au plan focal ont été effectuées. J'ai développé un ensemble de modules détecteurs Se^-D , DSSD, Tunnels, compatibles avec le code optique TraceWin tout comme le code d'interaction faisceau-cible. Cette approche modulaire permet le placement des détecteurs en tout point de la structure optique ce qui ouvre la voie à un grand

nombre d'études. J'ai décomposé l'étude des performances pour une configuration de détection donnée en 3 modules distincts : un module de détection absolu donnant la position exacte des ions sur les différents détecteurs préalablement positionnés ; un module de construction des observables permettant de considérer, tester et comparer l'effet de différentes pixélisations et résolutions des détecteurs ; et un module de corrélation des observables permettant de tester la discrimination, à travers différentes matrices d'identification, des différents produits de réactions transportés. L'influence des résolutions des détecteurs sur les performances optiques a pu être quantifiée, et des contraintes ont pu être déduites sur le développement des détecteurs pour le respect des spécifications. Une optimisation de la configuration du système de détection a aussi été effectuée pour chaque cas expérimental clef. D'autres modules de détections pourront être développés, avec notamment un piège à gaz permettant de faire la jonction avec la branche basse énergie.

L'ensemble des outils développés - combinant le modèle d'interaction faisceau-cible, le code de transport et d'optimisation TraceWin, et les différents modules de détection - m'a permis d'aboutir à une simulation intégrale du spectromètre S^3 . Cet ensemble m'a finalement permis de tester différentes configurations du spectromètre et du système de détection, ainsi qu'une estimation des performances "physiques" attendues pour les différentes lettres d'intention proposées. La suite logique de ces simulations consistera à développer le lien avec les modélisations GEANT4 du système de détection faites par les collaborateurs du CSNSM, du GANIL et de l'IPHC. La position et la profondeur d'implantation des ions dans chaque détecteur pourra être donnée de façon à y ajouter des processus de désexcitations menant notamment à des prévisions d'efficacité. L'ensemble de tous ces outils devrait, à terme, permettre de fournir un outil de simulation disponible pour l'utilisateur sur une station d'accueil de la salle d'expérience S^3 . Contrairement à l'**outil de simulation réduit** S3FUSION qui utiliserait des fonctions analytiques pour des estimations rapides de performances, cet **outil de simulation complet** viserait une précision maximale pour le réglage du spectromètre en conditions réelles en intégrant l'optimisation des champs aux ordres les plus élevés et le transport de chaque ion avec TraceWin. L'idéal en terme de réalisme serait alors l'utilisation de cartes de champs mesurées directement à partir des éléments optiques de S^3 .

Un dernier point, sûrement l'un des plus délicats de part les très hautes intensités du LINAG, correspond à la simulation des phénomènes de diffusions sur les parois de la ligne optique. J'ai développé un module "drift", permettant à chaque noyau atteignant les limites du spectromètre d'être systématiquement rediffusé dans l'acceptance avec un coefficient de probabilité associé à l'évènement. Ces études, en partenariat avec l'auteur du code TraceWin, devraient permettre une intégration du module dans l'ensemble de la ligne optique. La finalité serait alors une estimation des taux de comptage des polluants dans les détecteurs du plan focal final de S^3 . Cette approche pourra aussi être utilisée pour modéliser les phénomènes de diffusions du faisceau sur les bords des blocs d'arrêts mobiles.

Partie II

Spectroscopie des noyaux transfermiums

Chapitre 8

Configuration expérimentale pour une spectroscopie $\gamma - e^-$ à Jyväskylä

Quelqu'un s'est-il jamais réveillé au milieu de la nuit et réalisé qu'il avait tout d'un coup besoin d'un physicien nucléaire de haute volée ? Pensez à toutes les urgences où vous seriez bien plus content d'avoir pour voisin un plombier.

Isaac Asimov, The Recipe

8.1 Le laboratoire de l'accélérateur de Jyvaskyla

Le laboratoire de l'accélérateur de l'université de Jyväskylä en Finlande (JYFL) est l'une des rares installations au monde permettant la spectroscopie des noyaux les plus lourds, comme les transférmius ($Z > 100$). L'installation a été spécialement conçue pour l'application des techniques de signature des reculs, ou "Recoil tagging" (RT) (cf. Section 9.3), et de signature des reculs par leur décroissance, ou "Recoil Decay Tagging" (RDT) (cf. Section 9.4). Ces méthodes très puissantes permettent de conditionner l'observation de la désexcitation des noyaux formés au point cible via la détection au plan focal de l'implantation du résidu d'évaporation (RT) et de sa décroissance (RDT). Dans ce chapitre nous allons décrire les détecteurs et les observables qui leurs sont associés, avant de montrer dans le chapitre suivant (cf. Chap. 9) comment les corréler à travers les techniques RT et RDT.

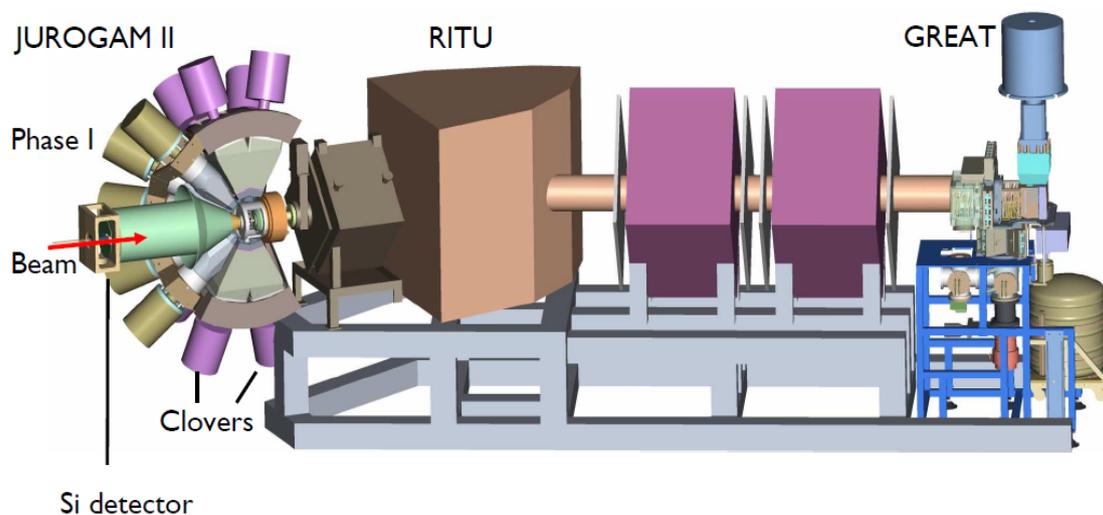


Figure 8.1: Configuration expérimentale pour la spectroscopie $\gamma - e^-$ lors de la campagne SAGE.

L'installation est constituée d'un accélérateur cyclotron permettant de délivrer des faisceaux d'ions lourds stables afin d'effectuer des réactions nucléaires au point cible, principalement des réactions de fusion évaporation. Les rayonnements prompts gamma et électrons de conversions sont conjointement étudiés avec le détecteur SAGE, pour "Silicon And GERmanium array", qui combine un nouveau détecteur silicium pour les électrons avec le détecteur germanium JUROGAM2 pour les gamma. Les produits de réactions sont ensuite transmis au séparateur à gaz RITU permettant la réjection du faisceau et la sélection des ions d'intérêts avant leur implantation dans le système de détection GREAT, situé au plan focal et permettant l'étude de leur décroissance (cf. fig. 8.1).

8.2 Le multi-détecteur γ JUROGAM2

L'interaction d'un photon γ avec un atome A peut mener à 3 phénomènes distincts selon son énergie initiale : l'effet photoélectrique aux basses énergies telle que $\gamma + A \rightarrow e^- + A^*$; l'effet Compton aux énergies intermédiaires telle que $\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^-$; et l'effet de création de paires électron-positron aux énergies $E > 2m_e c^2$ telle que $\gamma + A \rightarrow e^+ + e^- + A$ mais relativement négligeable dans notre cas.

L'effet photoélectrique est le processus dominant aux basses énergies ($E < 200 \text{ keV}$) dans les détecteurs germanium, il correspond à l'absorption de la totalité de l'énergie du photon

par l'atome avec l'éjection d'un électron lié, d'énergie $E_{e^-} = E_\gamma - B$ où B est l'énergie de liaison de la couche. L'effet Compton, correspond à la diffusion du photon sur les électrons des couches supérieures des atomes du matériau détecteur de telle sorte qu'il ne dépose qu'une partie de son énergie. La section efficace associée à ce processus est suffisamment importante pour devoir être prise en compte, elle devient même dominante aux énergies supérieures à 200 keV. Lorsque la diffusion a lieu entre différents cristaux de germanium, les signaux associés doivent être sommés à travers des considérations géométriques et temporelles afin de reconstruire l'énergie de l'évènement. Cette procédure de reconstruction appelée "Add-back" sera appliquée pour l'ensemble de l'analyse.

Le multi-détecteur γ JUROGAM2 est la troisième version d'un multi-détecteur γ développé pour la spectroscopie prompte au point cible à JYFL. Il fait suite à JUROSPHERE [257] et JUROGAM [258] [288]. Il a été conçu pour maximiser l'efficacité et la résolution en énergie tout en minimisant la contribution du bruit. La qualité de résolution en énergie est atteinte avec les germanium de haute pureté (HPGe), et l'efficacité grâce à un agencement optimal des détecteurs dans une géométrie sphérique couvrant un angle solide maximal. La contrainte d'efficacité est cruciale pour la détection des cascades de désexcitation γ de haute multiplicité émises en coïncidence (cf. section 9.15), notamment pour l'étude des transitions γ de haut spin.

JUROGAM2 est composé de 111 cristaux germanium de haute pureté (HPGe) issus de la collaboration EUROGAM. 24 des ces détecteurs sont de type "trèfle", ou Clover segmentés en 4, et 15 de type "tronçonnique", ou Phase I. Ces détecteurs sont agencés géométriquement en plusieurs couronnes positionnées à une distance de 23 cm du point cible (cf. fig. 8.2). Deux anneaux de 12 détecteurs trèfle sont orientés à 75,5 et 104,5 degrés par rapport à l'axe du faisceau, un anneau composé de 10 cristaux tronçonnique à 133,57 degrés, et un dernier de 5 cristaux tronçonniques à 157,6 degrés. Dans notre configuration expérimentale prévue pour la spectroscopie $\gamma - e^-$ en coïncidence, nous verrons que cette dernière couronne a dû être retirée pour l'intégration du détecteur SAGE (cf. Section 8.3). En configuration complète, cet agencement permet une efficacité γ de 5,95% à 1,33 MeV, pour couverture angulaire de 30,27% de la sphère 4π [265]. Le fonctionnement de multi-détecteur est rendu possible par un système automatique de refroidissement à l'azote liquide des cristaux de germanium.

Chaque cristal de germanium est protégé par une enceinte anti-diffusion Compton de germanate de bismuth (BGO) permettant de diminuer le bruit de fond engendré par l'échappement des rayons γ n'ayant pas déposé toute leur énergie dans le volume actif des cristaux de germanium. Ce "fond Compton" de type continu va couvrir toute la plage en énergie inférieure au "photopic" associé à l'absorption de toute l'énergie du gamma, et va aussi polluer les spectres de coïncidence $\gamma - \gamma$. Le principe des BGO est de générer des signaux de type véto associés à l'échappement d'un γ . Les évènements comprenant des signaux en coïncidence entre le détecteur germanium et l'enceinte BGO seront éliminés. Cette procédure permet d'améliorer le rapport "photopic sur total" en diminuant considérablement le bruit Compton.

Un second type de fond peut être réduit : les rayons-X principalement issus des fragments de fission, de la cible et des réactions de transfert. Une épaisseur d'environ 1 mm de cuivre a été placée devant les détecteurs germanium pour jouer le rôle d'absorbeur permettant de diminuer considérablement le taux de comptage associé à ces rayonnements de basse énergie. Ce sont au total 106 voies de détection et 58 voies véto à traiter numériquement ¹.

¹Taux de comptage maximaux de 15 kHz pour les cristaux de type tronçonnique. Notons qu'un taux de 36 kHz a pu être atteint avec l'utilisation des cartes numériques TNT2D développées par l'IPHC Strasbourg [259].

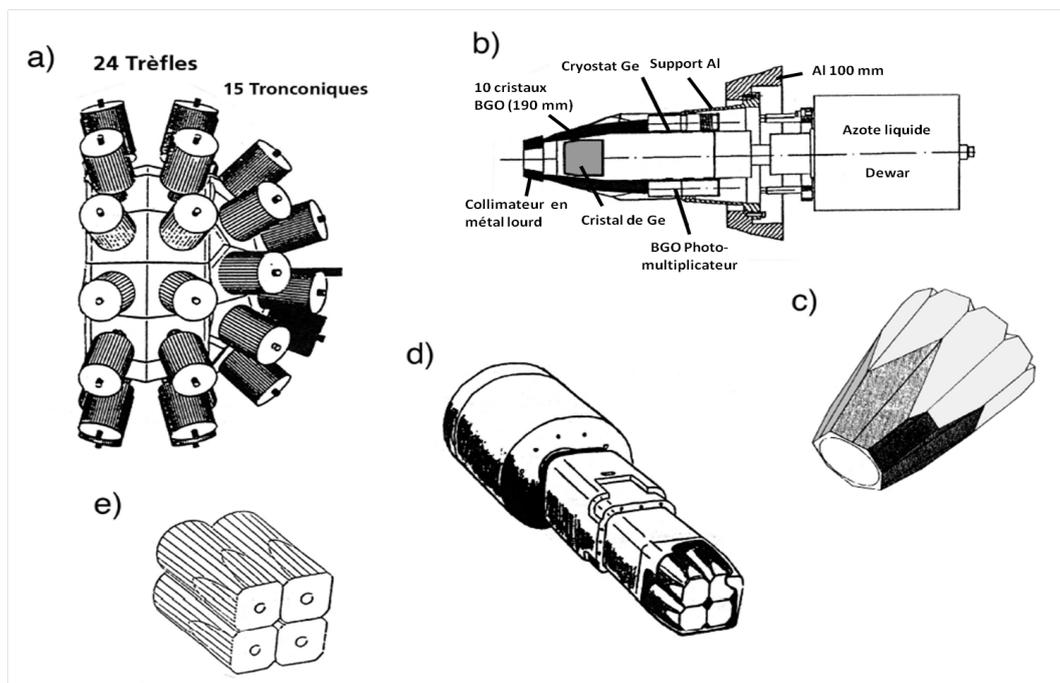


Figure 8.2: Schéma du détecteur JUROGAM2. a) Vue latérale de la géométrie du détecteur ; b) description détaillée d'un détecteur de type tronçonique dans son enceinte anti-Compton ; c) Enceinte du cristal BGO d'un détecteur de type tronçonique ; d) géométrie d'un détecteur de type trèfle ; e) Agencement des 4 cristaux germanium d'un détecteur de type trèfle. [256]

8.3 Le détecteur à électrons de conversion SAGE

Le multidétecteur SAGE, ou "Silicon And GERmanium array" [260] [261] [262], est un détecteur à électrons de conversion développé par les collaborateurs de l'Université de Liverpool, inspiré de SACRED (Solenoid and Array for ConveRision Electron Detection) [263] [264]. Il est conçu pour permettre une spectroscopie prompt $\gamma - e^-$ simultanée en combinaison avec JUROGAM2. L'intégration de ces deux détecteurs a nécessité de retirer la couronne de 5 germaniums tronçoniques le plus en amont de JUROGAM2. L'efficacité totale a été simulée à 5,46% à 1,33 MeV, pour une couverture angulaire de 26,62% de 4π [265].

Le détecteur SAGE (cf. fig. 8.3) est composé d'un ensemble de 2 solénoïdes positionnés autour de la cible produisant un champ magnétique permettant de guider les électrons de conversion vers un détecteur annulaire silicium pixélisé placé en amont (cf. fig. 8.4). La trajectoire des électrons dans le champ magnétique est hélicoïdale, avec un rayon par rapport à l'axe du détecteur déterminé par leur rigidité magnétique. Un angle de $3,2^\circ$ a été choisi entre l'axe du détecteur et la direction du faisceau afin d'éviter que le faisceau ne passe par le centre du détecteur annulaire et ne diminue son efficacité [263].

La position en amont permet de s'affranchir de la quantité importante d'électrons- δ résultant des interactions faisceau-cible et majoritairement émis vers l'avant (cf. chapitre interaction faisceau-cible). La section efficace de leur production suit une loi exponentielle décroissante en fonction de l'énergie et constitue la source majoritaire de bruit de ce type de détecteur. Pour le flux résiduel émis en amont, une barrière électrostatique de haute tension (entre -30 et -50 keV) a été conçue pour être positionnée entre le détecteur et la cible et couper la transmission des électrons d'énergies inférieures. Précisons que les électrons transmis sont ré-accélérés après avoir passé la barrière et qu'ils retrouvent leur énergie initiale. Le bon fonctionnement de cette barrière

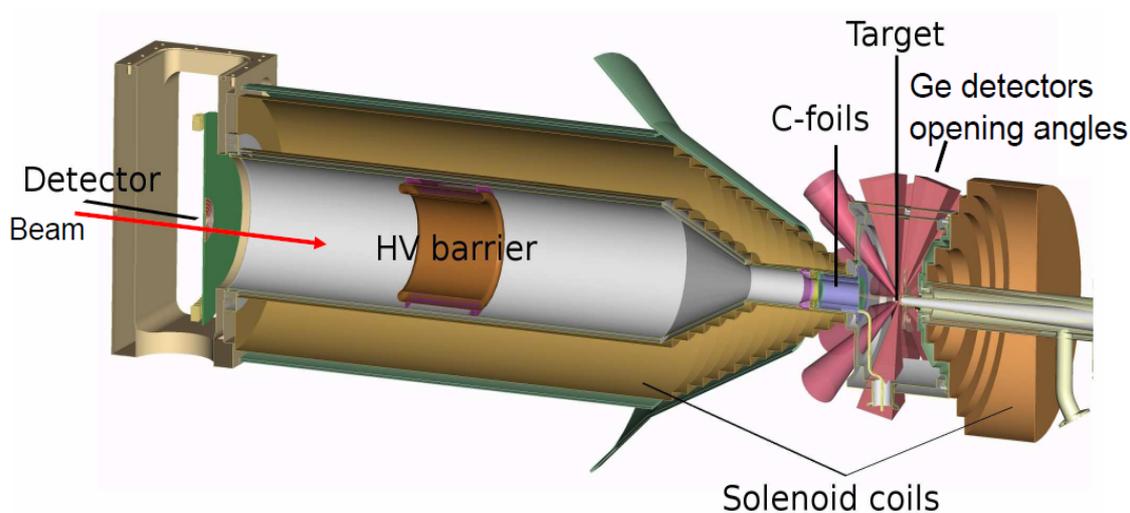


Figure 8.3: Schéma du détecteur SAGE. [260]

électrostatique nécessite un vide de 10^{-7} mbar afin d'éviter la formation d'arcs électriques entre les deux pôles. Cette qualité de vide est atteinte avec l'utilisation de 2 feuilles de carbone de $50\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur, agissant comme sas intermédiaire en permettant un vide de 10^{-4} mbar en amont du point cible malgré le gaz présent dans le spectromètre RITU (cf. fig. 8.3).

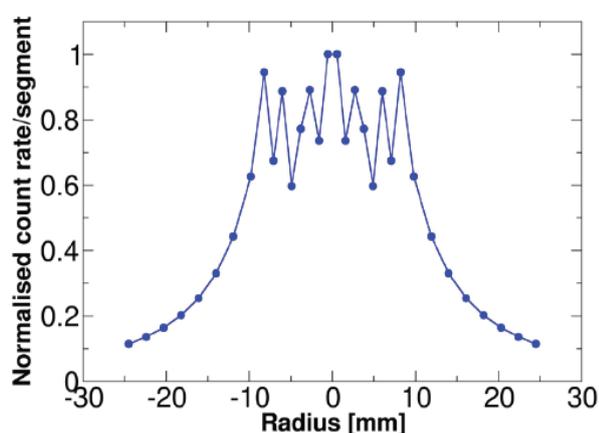
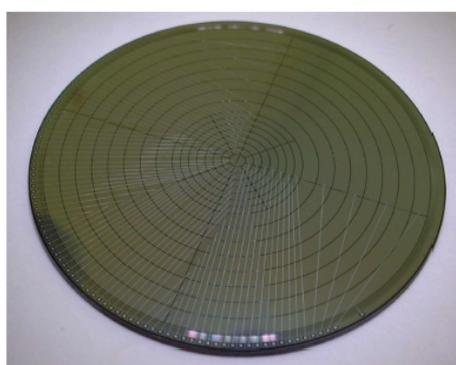


Figure 8.4: A gauche : détecteur silicium annulaire ; A droite : variation du taux de comptage normalisé en fonction du rayon (en mm). [260]

Le détecteur silicium annulaire est composé de 90 segments répartis sur un disque de 51 mm de diamètre et d'un 1 mm d'épaisseur. Le disque se divise en plusieurs parties : un disque externe comprenant 4×8 segments, un disque interne avec $4 \times 2 \times 7$ segments, et une partie centrale divisée verticalement en 2 segments (cf. fig. gauche 8.4). Cette pixélisation, plus importante au milieu, permet d'homogénéiser les taux de comptage sur chaque segment dans la mesure où les électrons de basse énergie et rigidité magnétique sont majoritaires (cf. fig. droite 8.4). Le profil des taux de comptage des pixels en fonction du rayon montre que la densité d'électrons diminue de l'intérieur vers l'extérieur, rendant ainsi possible l'utilisation de segments externes de plus grande surface.

8.4 Le séparateur de reculs RITU

Le séparateur RITU (cf. fig. 8.5) ou "Recoil Ion Transport Unit" [194] [266], est un séparateur magnétique à gaz conçu pour l'étude des ions lourds par réactions de fusion-évaaporation. On retrouvera le principe de fonctionnement d'un séparateur à gaz dans la section 4.2.3.2.

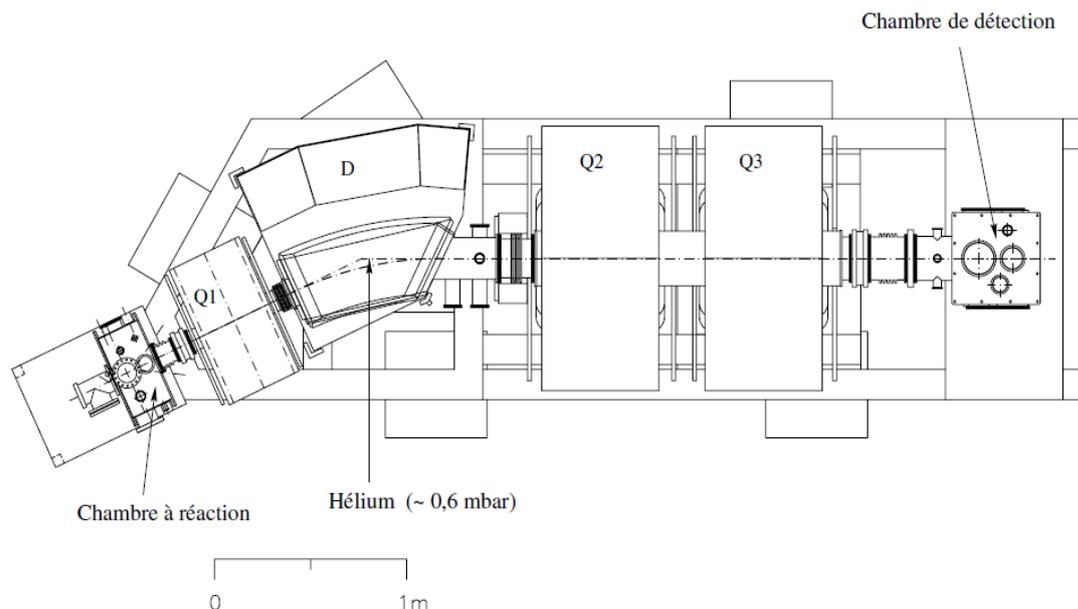


Figure 8.5: Dessin technique du séparateur RITU : les noyaux d'intérêt produits dans la chambre de réaction sont sélectionnés par une succession QDQQ d'éléments optique permettant leur transmission jusqu'à la chambre de détection GREAT. [267]

La structure du séparateur correspond à une succession d'éléments optiques quadripôle-dipôle-quadripôle-quadripôle (QDQQ) pour une longueur totale de 4,8 m. Le premier quadripôle permet une focalisation verticale des produits de réaction permettant de minimiser la perte de transmission en entrée du dipôle magnétique D. Le dipôle magnétique possède un rayon de déviation de 1,85 m et un angle de déviation de 25° pour une dispersion en rigidité magnétique $\propto AZ^{-1/3}$ permettant l'élimination des principaux polluants. L'utilisation conjointe des deux derniers quadripôles permet une focalisation jusqu'à un plan focal final où est placée la chambre de détection GREAT (cf. fig. 8.6).

L'acceptance angulaire du système est de ± 85 mrad en verticale et ± 25 mrad en horizontal [267]. L'acceptance en rigidité magnétique est donné par un $B\rho_{\text{Max}} = 2,2$ T.m pour une dispersion de 10 mm/%. Son fonctionnement en mode gaz se fait par le remplissage du séparateur avec l'hélium à 0,6 mbar, séparé du vide de la ligne amont par l'utilisation de feuilles de carbone. La transmission varie alors entre 2% pour les réactions très asymétriques utilisant des projectiles légers (N, O, Ne) et 40% pour les réactions utilisant des projectiles plus lourds (Ca, Ti, Cr). Aux intensités faisceau actuelles (~ 10 pA), cette qualité de transmission permet l'étude de noyaux produits avec des réactions dont les sections efficaces descendent jusqu'au nanobarn.

8.5 Le spectromètre au plan focal GREAT

Le spectromètre GREAT (cf. fig. 8.6), ou "Gamma Recoil Electron Alpha Tagging" [268], a été développé par une large collaboration regroupant le groupe de Physique nucléaire de Daresbury et les Universités de Liverpool, York, Manchester, Surrey, Keele et Jyväskylä. Positionné au plan focal de RITU, il combine un compteur proportionnel multi-fils (MWPC) avec un ensemble de détecteurs silicium et germanium permettant l'identification des ions implantés par le biais de leur décroissance α , β et γ e^- , en accord avec les méthodes de RT (cf. Section 9.3) et RDT (cf. Section 9.4).

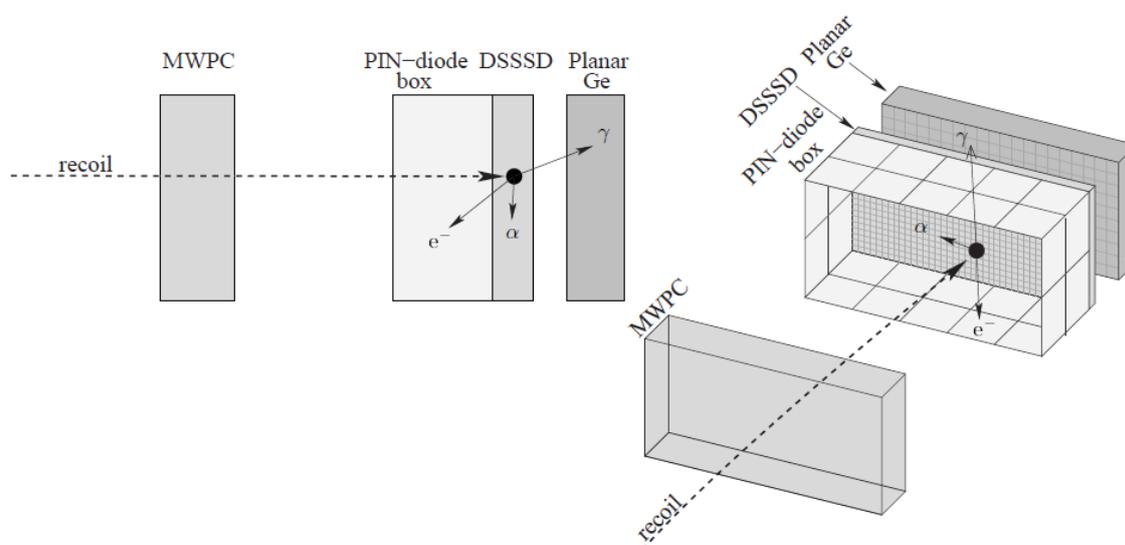


Figure 8.6: Système de détection GREAT au plan focal de RITU [288].

8.5.1 Le compteur proportionnel multi-fils (MWPC)

Un compteur proportionnel multi-fils, ou "MultiWire Proportional Counter" (MWPC) [269] est un détecteur à gaz permettant de mesurer une perte d'énergie ΔE , et de fournir un signal en temps. L'énergie ΔE déposée dans le gaz est mesurée de façon proportionnelle et constitue une caractéristique de l'ion incident. Le temps T_{MWPC} associé au signal occasionné par le passage de l'ion dans le MWPC peut être combiné au temps T_{DSSD} d'implantation dans le DSSD, situé à une distance de 20 cm en aval, pour en déduire un temps de vol $ToF = T_{DSSD} - T_{MWPC}$ caractéristique de la cinématique de l'ion. Finalement, chaque ion peut être identifié cinématiquement dans une matrice $\Delta E - ToF$ permettant la discrimination des résidus de fusion évaporation par rapport aux noyaux de faisceau et aux produits de transfert (cf. Méthode de Recoil tagging, Section 9.3). Le détecteur possède une efficacité supérieure à 99,5% et peut supporter des taux de comptage allant jusqu'à 20 kHz.

8.5.2 Le détecteur silicium double face à pistes (DSSD)

Le détecteur silicium double face à pistes, ou "Double-sided Silicon Strip Detector" (DSSD), permet la mesure de l'énergie, l'instant et la position de l'implantation des noyaux, ainsi que l'énergie de leur décroissance α ou β . Il est situé en sortie du séparateur RITU et permet l'étude des noyaux transmis.

8. CONFIGURATION EXPÉRIMENTALE POUR UNE SPECTROSCOPIE $\gamma - E^-$ À JYVÄSKYLÄ

La surface d'implantation est composée de 2 détecteurs silicium situés cote à cote, placés dans une chambre à vide, de dimension $60 \times 40 \text{ mm}^2$ pour $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Chaque détecteur est segmenté sur sa face avant par 60 pistes verticales et 40 horizontales sur sa face arrière, pour un total de 4800 pixels de 1 mm^2 . La corrélation des signaux des deux faces permet de connaître la position du noyau implanté et de contraindre spatialement la recherche de sa décroissance radioactive : dans le même pixel pour les désintégrations- α , ou potentiellement dans les pixels limitrophes dans le cas des décroissances- β . L'efficacité de collection des ions incidents est d'environ 95%, et l'efficacité de détection de la décroissance de 55%. La qualité de la résolution en énergie est assurée par un bloc de refroidissement à -15° sur lequel les détecteurs sont montés.

8.5.3 Le tunnel de diodes silicium (diodes PIN)

La profondeur d'implantation des résidus d'évaporation dans le DSSD varie entre 1 et $10 \mu\text{m}$ et la probabilité d'échappement des décroissances α et e^- peut être importante. C'est pourquoi le DSSD a été entouré d'un tunnel de diodes silicium couvrant un angle solide et permettant de récupérer une partie des décroissances radioactives émises vers l'amont et de mesurer leur énergie. Le tunnel est composé de 28 diodes PIN répartis sur deux rangées. Chacune correspond à un carré de silicium ayant une surface active de $28 \times 28 \text{ mm}^2$ pour une épaisseur de $500 \mu\text{m}$. Ces détecteurs sont essentiellement utilisés pour la détection des e^- et présentent une résolution en énergie de 5 keV, pour une efficacité géométrique de 30%. Bien que l'idée serait de récupérer les événements α en sommant les énergies déposées par l'alpha dans le DSSD et dans le détecteur tunnel, les pertes d'énergie dans les zones mortes des différents détecteurs dégradent significativement la résolution en énergie. Cette reconstruction n'est pas encore idéale et ils ne sont pour l'instant utilisés qu'en tant que véto pour les α ne déposant pas toute leur énergie dans le DSSD.

8.5.4 Les détecteurs germaniums planaire et clover

Un détecteur planaire germanium segmenté est placé sous vide à l'arrière du DSSD pour permettre la détection des rayons X et des γ de basses énergies jusqu'à 200 keV, ainsi que les électrons de hautes énergies ayant traversés le DSSD. Sa surface active est de $120 \times 60 \text{ mm}^2$ pour une épaisseur de 15 mm et une segmentation horizontale en 24 pistes et verticale de 12 pistes. Les simulations d'efficacités γ effectuées montrent un maximum de 30% à 100 keV avec une valeur de 3% à 500 keV [268].

Un détecteur super Clover de type VEGA [270] (trèfle) est placé au dessus du détecteur d'implantation et du planaire, hors de la chambre à vide de GREAT, et permet la détection des rayonnements γ de haute énergies supérieures à 200 keV. Il est composé de 4 cristaux HPGe de 105 mm de long et 70 mm de diamètre, segmentés électriquement en 4 parties et intégrés dans une enceinte anti-Compton BGO de 185 mm de long. Leur géométrie est modifiée à l'avant avec angle de 15° sur les 30 premiers mm pour les 2 faces extérieures. Deux détecteurs clover latéraux ont été ajoutés dans cette expérience.

8.6 Système d'acquisition et analyse des données

Aucun détecteur ne peut compter les événements à une vitesse infinie, le taux de comptage est limité par la durée d'occupation des détecteurs et surtout par la durée de codage des signaux. Il existe un "temps mort individuel" associé à chaque voie d'acquisition durant lequel le détecteur ne peut traiter aucun nouvel événement. On parle d'empilement d'événements, ou "Pile up", lorsque deux événements surviennent avec une différence en temps inférieur au temps mort. Dans les systèmes d'acquisition classiques, la construction des événements est

déclenchée par un signal "trigger" permettant une corrélation temporelle entre les différentes voies électroniques. Lorsque que les signaux de tous les détecteurs touchés sont traités, le système se bloque de tel sorte qu'il n'accepte plus aucun nouvel évènement : on parle cette fois d'un "temps morts commun" à l'ensemble du système d'acquisition. Ces problèmes sont par exemple particulièrement importants et pénalisants pour les détecteurs soumis à un flux d'évènements important comme JUROGAM2, notamment pour les mesures en coïncidences.

Le système de lecture totale des données, ou "Total Data Readout" (TDR) [271] [272], a été développé en collaboration avec le laboratoire de Daresbury pour le spectromètre GREAT et pensé pour contourner le problème de temps mort commun. Les données brutes ne sont pas structurées en évènements mais organisées temporellement : on parle de "trigger virtuel" (ou soft trigger) fait à posteriori et de façon très flexible, contrairement aux systèmes de "trigger physique" (ou hard trigger) utilisé habituellement. Les voies d'ADC fonctionnent de façon asynchrone et indépendantes les unes par rapport aux autres et sont acceptées par l'acquisition avant d'être remises à zéro sans temps morts communs, seules subsistent les temps mort individuels associés à chaque voie d'acquisition. Les informations de chaque voie ADC sont simplement marquées temporellement ("timestamp") avec une résolution de 10 ns via une horloge de 100 MHz distribué sur l'ensemble du système permettant de les ordonner temporellement en un unique flux de données.

Le choix du trigger pour notre expérience correspond à la détection d'un signal - implantation ou décroissance - dans le DSSD. La reconstruction de l'évènement se fait sur critère temporel uniquement de telle sorte que l'évènement associé à ce déclenchement va rassembler sous la forme d'une suite de 4 séries de 16 bits l'ensemble des signaux détectés dans une fenêtre en temps précédant le déclenchement. L'information codée comprend les numéros et les données des voies ADC des détecteurs DSSD, MWPC, SAGE et JUROGAM2 ; les marqueurs en temps associés ; ainsi que des données veto de type "pile up" et de suppression Compton. Les signaux de chaque détecteur vont être associés à l'évènement selon des conditions temporelles spécifiques (cf. fig. 8.7). Ces temps sont arbitraires et dépendent de l'électronique, du câblage, du temps de vol de l'ion dans RITU, ... On aura globalement :

- 0, +80 ns pour le DSSD ;
- -300, +50 ns pour le MWPC ;
- -1500, -300 ns pour SAGE et JUROGAM2.

Les évènements reconstruits rassemblent l'ensemble des signaux détectés dans ces fenêtres en temps, et sont filtrés grâce à la donnée veto. Ils sont finalement envoyés sur un disque pour y être sauvegardés et vers un poste d'analyse en ligne. Les corrélations temporelles et spatiales entre des différents groupes de détecteurs ont été faites avec le paquet d'analyse de données "Grain" [273].

8.7 Calibration des détecteurs et mesures d'efficacité

8.7.1 Calibration et résolution

Le signal déposé dans un détecteur va être préamplifié avant d'être digitalisé par des ADC pour une mesure de son amplitude. Cette amplitude codée est donnée en "canaux" par l'échantillonnage de l'ADC. Elle est proportionnelle à l'énergie déposée à une relation près que l'étape de calibration doit évaluer.

8. CONFIGURATION EXPÉRIMENTALE POUR UNE SPECTROSCOPIE

$\gamma - E^-$ À JYVÄSKYLÄ

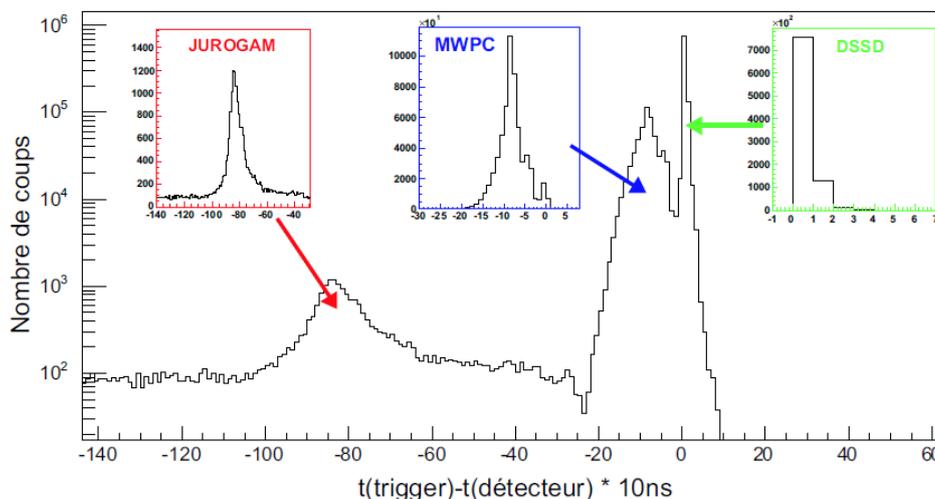


Figure 8.7: Distribution temporelle des signaux de chaque détecteur associé à un évènement. [274]

Il existe deux techniques de calibration de détecteur : les *calibrations sources* et les *calibrations faisceau*.

- La première consiste à utiliser une source radioactive émettant des radiations dont les énergies sont bien connues. Elle est simple à mettre en oeuvre et peut se répéter pour un contrôle de l'évolution du gain des détecteurs au cours de l'expérience (cf. Section 8.6).
- La seconde consiste à effectuer une véritable expérience - synthèse, spectroscopie implantation et décroissance d'un noyau - dont des caractéristiques sont connues et proches de l'expérience envisagée. Dans notre cas, cette expérience de calibration faisceau a consisté à la synthèse de ^{254}No via avec réaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ à une énergie en milieu de cible $E_{\text{Lab}} = 214 \text{ MeV}$, une intensité faisceau de $I = 5 \text{ pnA}$ et une épaisseur de cible de $e = 446 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Calibration des détecteurs au point cible :

La calibration des détecteurs Jurogam2 et SAGE a été faite avec une source mixte $\gamma - e^-$ d'Europium-Baryum EuBa, et les gains ont été contrôlés au cours de l'expérience. On présente sur la figure 8.8 l'évolution de la résolution de Jurogam en fonction de l'énergie. La région d'intérêt des études de structure nucléaire se situe dans la gamme 100 keV – 1,5 MeV et on constate une excellente résolution en énergie de 2 keV (FWHM) dans la gamme 200 – 500 keV, avec une dégradation de la résolution d'environ 10% sur l'ensemble de la gamme en énergie entre le début et la fin de l'expérience. Elle est due à une détérioration lente et progressive de la structure des cristaux germanium ayant pour cause une réaction parasite de type $n + Ge$ (cf. Section 9.2.2).

La résolution des détecteurs Phase I de Jurogam varie habituellement entre 2,2 et 3,2 keV, avec une moyenne de 2,8 keV (FWHM), ce qui permet de souligner la qualité de la calibration effectuée grâce à une procédure automatique développée par Jérôme Rubert de IPHC (Strasbourg). La résolution en énergie de SAGE a été mesurée avec une source de ^{133}Ba , elle est d'environ 6 keV (FWHM) sur la gamme en énergie allant de 40 à 350 keV.

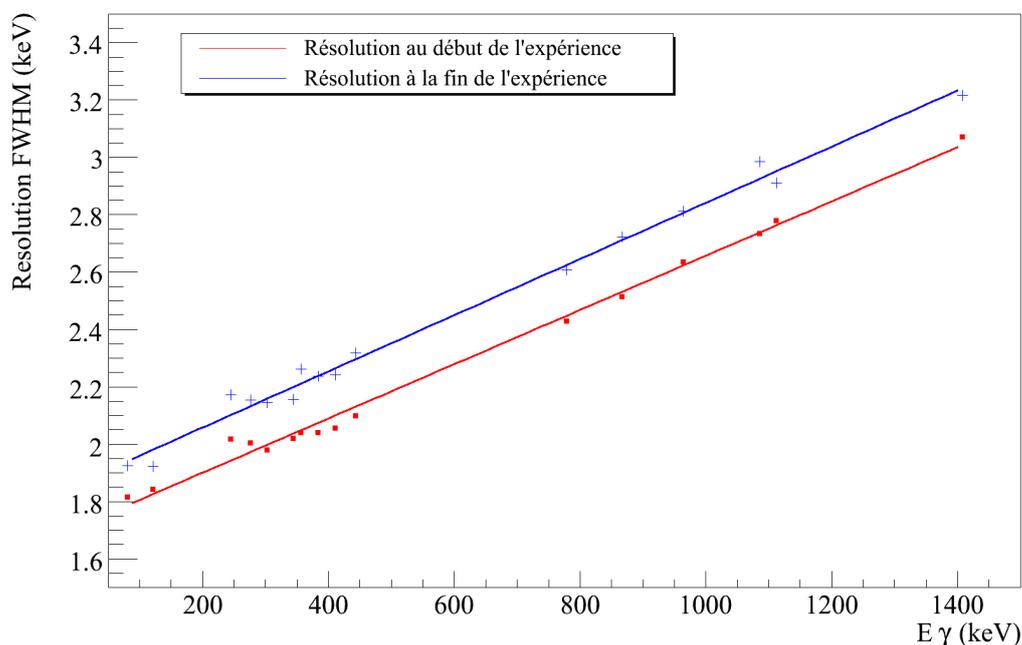


Figure 8.8: Résolution en énergie (FWHM) de JUROGAM mesurée et son évolution au cours de l'expérience.

Calibration des détecteurs au plan focal :

Le détecteur DSSD d'implantation et de décroissance a été calibré avec une source radioactive dite "émettrice 3-alpha" car composée des isotopes de ^{239}Pu avec $E_\alpha = 5,1566$ MeV, de ^{241}Am avec $E_\alpha = 5,4856$ MeV et de ^{244}Cm avec $E_\alpha = 5,8048$ MeV. Les signaux détectés de décroissances α ont été mesurés, puis rapportés aux énergies connues. Il est important de souligner que l'énergie mesurée dans le cas d'une calibration de type source est diminuée de l'énergie perdue par le noyau α dans la zone morte du détecteur (8.5.2). Le biais dans l'énergie calibrée correspondra alors à une surestimation d'environ 70 keV par rapport à l'énergie réelle. A l'inverse, une calibration de type "faisceau" permettra de mesurer l'énergie de décroissance- α d'un ion préalablement implanté, ici le ^{254}No , ainsi que l'énergie de recul de l'ion émetteur (environ 2% de l'énergie α).

8.7.2 Mesures d'efficacité des détecteurs du point cible

Mesure de l'efficacité absolue de JUROGAM2 :

Une mesure d'efficacité absolue des détecteurs correspond au rapport entre le nombre de photon totalement absorbé par le détecteur et le nombre de photon émis par une source placée au centre du détecteur. Une grande efficacité est indispensable pour l'étude des VHE impairs et notamment pour pouvoir prétendre à une spectroscopie en coïncidence $\gamma - \gamma$.

Une mesure de l'efficacité de Jurogam2 a été effectuée avec une source mixte d'Europium-Baryum (EuBa) contenant une source de ^{152}Eu ainsi qu'une source de Baryum ^{133}Ba . On présente la variation d'efficacité de Jurogam2 en fonction de l'énergie (cf. fig. 8.9). Notons que le profil d'efficacité est légèrement inférieure à la courbe usuelle dans la mesure où une couronne

8. CONFIGURATION EXPÉRIMENTALE POUR UNE SPECTROSCOPIE $\gamma - E^-$ À JYVÄSKYLÄ

de détecteurs a été retirée en amont pour la compatibilité avec SAGE.

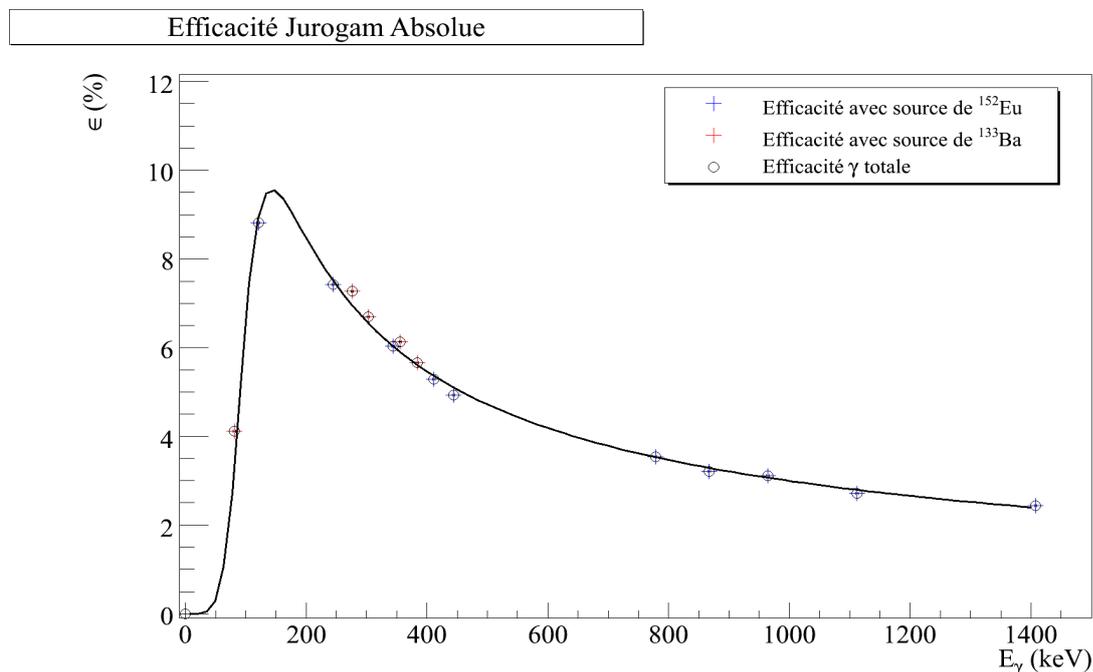


Figure 8.9: Mesure de l'efficacité absolue de Jurogam.

L'ajustement de ces valeurs a été effectué à l'aide d'une fonction correspondant à l'inverse de deux fonctions exponentielles se compensant [283] :

$$\epsilon_{Jurogam}(E_\gamma) = \frac{\epsilon_0}{C_1 E_\gamma^\alpha + C_2 E_\gamma^\beta} \quad (8.1)$$

où $\epsilon_0 = 5690150$, $C_1 = 20423,3$, $C_2 = 2,30410 \cdot 10^{16}$, $\alpha = 0,656205$ et $\beta = -5,35970$ sont des paramètres ajustés. Cette fonction sera utilisée pour corriger l'intensité des transitions observées en fonction de leur énergie.

Mesure de l'efficacité absolue de SAGE :

La calibration des détecteurs d'électron nécessite des sources non-scellées pour que les électrons ne soient pas arrêtés ou ne perdent de l'énergie dans une épaisseur de matière. Le problème avec ce type de sources est qu'elles s'altèrent au contact de l'air, leur activité ne peut donc pas être déduite d'une loi de décroissance radioactive normale mais nécessite d'être re-mesurée à chaque fois. Connaissant l'efficacité de Jurogam, l'activité de la source ouverte de ^{133}Ba (en kBq) a été déduite à partir des 5 transitions les plus intenses tel que :

$$A_t = \frac{N_{^{133}\text{Ba}}(E_\gamma)}{I_{^{133}\text{Ba}}(E_\gamma) \times \epsilon_{Jurogam}(E_\gamma) \times \Delta t_{\text{detection}}} \quad (8.2)$$

où $N_{^{133}\text{Ba}}(E)$ est le nombre de coups pour une transition donnée, $I_{^{133}\text{Ba}}(E)$ l'intensité associée par désintégration (cf. [287]) et $\Delta t_{\text{detection}}$ le temps de la mesure d'efficacité en secondes. L'activité a été déduite comme étant environ de 160,2 kBq.

En comparant maintenant cette activité aux transitions électroniques effectivement observées, on obtient une mesure de l'efficacité absolue de SAGE (cf. fig. 8.10) ajustée avec la

fonction précédente via les paramètres $\epsilon_0 = 2,96641 \cdot 10^7$, $C_1 = 1,57327$, $C_2 = 9,62815 \cdot 10^9$, $\alpha = 2,74547$ et $\beta = -1,50374$. Précisons que la mesure d'efficacité de SAGE a été faite dans les mêmes conditions de fonctionnement du détecteur que lors de l'expérience, avec les conditions $I = 800$ A, $U = -35$ kV, $p = 4,5 \cdot 10^{-6}$ mbar. Des simulations d'efficacité faites dans des conditions proches mais avec une barrière HV de $U = -30$ kV montrent un maximum de 6% à 200 keV et avec une valeur de 4% atteinte à 400 keV.

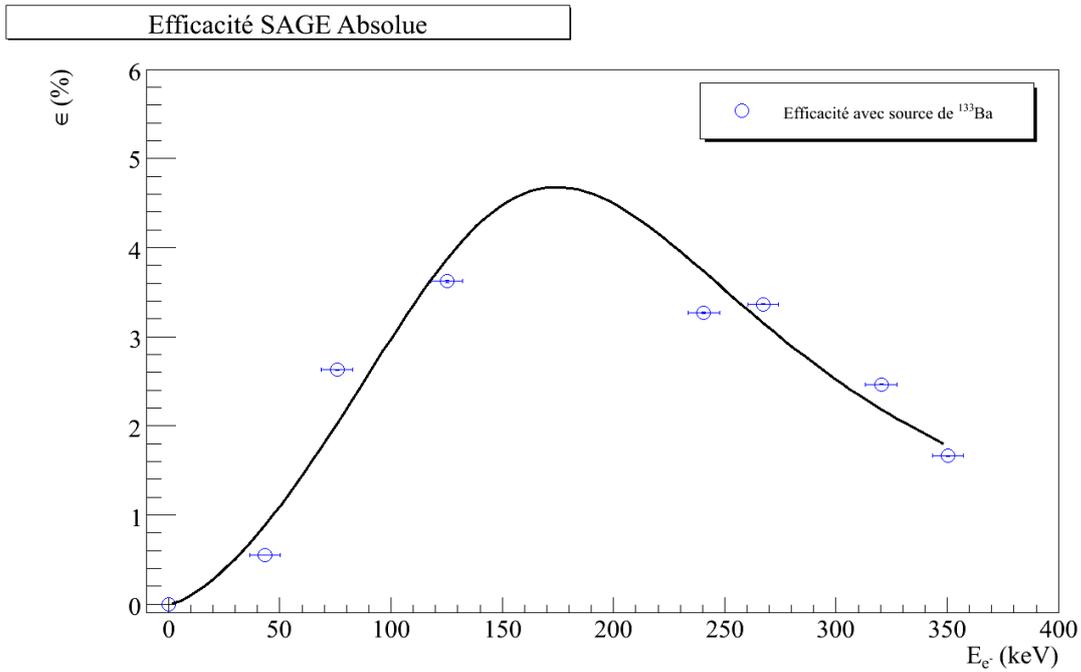


Figure 8.10: Efficacité absolue de SAGE mesuré avec une source ouverte de ¹³³Ba.

Chapitre 9

Spectroscopie du ^{251}Md

Suivant le système des ondulations, la variété infinie des rayons de diverses couleurs qui composent la lumière blanche provient tout simplement de la différence de longueur des ondes lumineuses, comme les divers tons musicaux de celle des ondes sonores.

Fresnel, Inst. Mém. scienc. 1821 et 1822, t. V, p. 342

L'univers est rythme. En toutes ses parties. Il y a une musique des atomes comme il y a une musique des sphères.

"Enfants des étoiles", Herbert George Wells.

9.1 Motivation de l'expérience

Plusieurs études de spectroscopie prompte du ^{251}Md , et de spectroscopie de décroissance α du ^{255}Lr ¹, ont déjà été menées. Ces noyaux de ^{251}Md et de ^{255}Lr sont les seuls isotopes impairs en proton de la région des transfermiums pour lesquels à la fois des structures de particules individuelles et des propriétés collectives ont été découvertes. Ces études, au nombre de quatre [275] [276] [17] [277], ont eu lieu au laboratoire de l'accélérateur de l'université de Jyväskylä (JYFL, Finlande) et au centre de recherche du GANIL (France) pour le ^{251}Md uniquement.

On compte deux expériences de spectroscopie de décroissance en 2002 (JYFL) et en 2003 (GANIL), une expérience de spectroscopie prompte d'électrons avec le détecteur à électrons de conversion SACRED en 2002 (JYFL) et une de spectroscopie prompte γ avec Jurogam en 2003 (JYFL) [276]. Soulignons que cette dernière expérience constitua la toute première spectroscopie γ prompte d'un noyau très lourd (VHE) impair, tout comme l'expérience effectuée durant cette thèse sera la toute première spectroscopie $\gamma - e^-$ en coïncidence d'un noyau transfermium.

On présente dans cette section les expériences de spectroscopie précédemment effectuées sur l'isotope de ^{251}Md . On tentera de synthétiser l'état de nos connaissances sur la structure de ce noyau et de justifier l'intérêt de cette nouvelle expérience de spectroscopie à la lumière du potentiel du détecteur $\gamma - e^-$ SAGE.

9.1.1 Expériences précédentes de spectroscopie retardée

Les expériences de spectroscopie retardées visent la synthèse d'un noyau "père" qui va s'implanter dans le détecteur du plan focal avant de décroître vers le noyau "fils" d'intérêt. La décroissance, α dans notre cas, ne relie pas forcément les états fondamentaux des noyaux père et fils. Différentes énergies de transition alpha sont observées lorsque ces transitions relient différents niveaux peuplés. Cette désintégration peut laisser le noyau fils dans un état excité et peupler ses premiers niveaux. La désexcitation des états peuplés se fait alors par émission gamma, électron ou alpha, et leur étude nous permet de déterminer le spin et la parité des états de l'isotope.

Ce type d'étude a été effectué grâce à la réaction de synthèse $^{209}\text{Bi}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{255}\text{Lr}$ dont la fonction d'excitation avait été préalablement mesurée par [278]. Le ^{255}Lr décroît à 85% par émission α vers le ^{251}Md et à 15% par capture électronique vers le ^{255}No , le ^{251}Md décroît ensuite par décroissance α vers le ^{247}Es avec un rapport d'embranchement de 9,5%. Une telle mesure nécessite de connaître avec précision le nombre de noyaux de ^{251}Md produits : elle est déduite du rapport entre les nombres d'alpha du ^{255}Lr et de ^{251}Md détectés.

L'étude expérimentale des états de particules individuelles a révélé un état fondamental $7/2^-$ [514] avec un état excité $1/2^-$ [521] à 55 keV. Selon les prédictions théoriques, il y aurait trois orbitales actives dans la région et dans un ordre différent de celui observé (cf. fig. 9.1). L'état $7/2^+$ [633] prédit à basse énergie n'a, quant à lui, pas été observé.

9.1.2 Expériences précédentes de spectroscopie prompte

Les expériences de spectroscopie prompte des noyaux très lourds consistent à synthétiser le noyau d'intérêt par réaction de fusion évaporation pour étudier ses propriétés collectives et individuelles. Les noyaux d'intérêt sont formés dans des états excités avec un haut moment

¹Notons qu'une expérience de spectroscopie prompte du ^{255}Lr a été proposée [281], acceptée et réalisée lors de la campagne SAGE, au même titre que l'expérience de ^{251}Md .

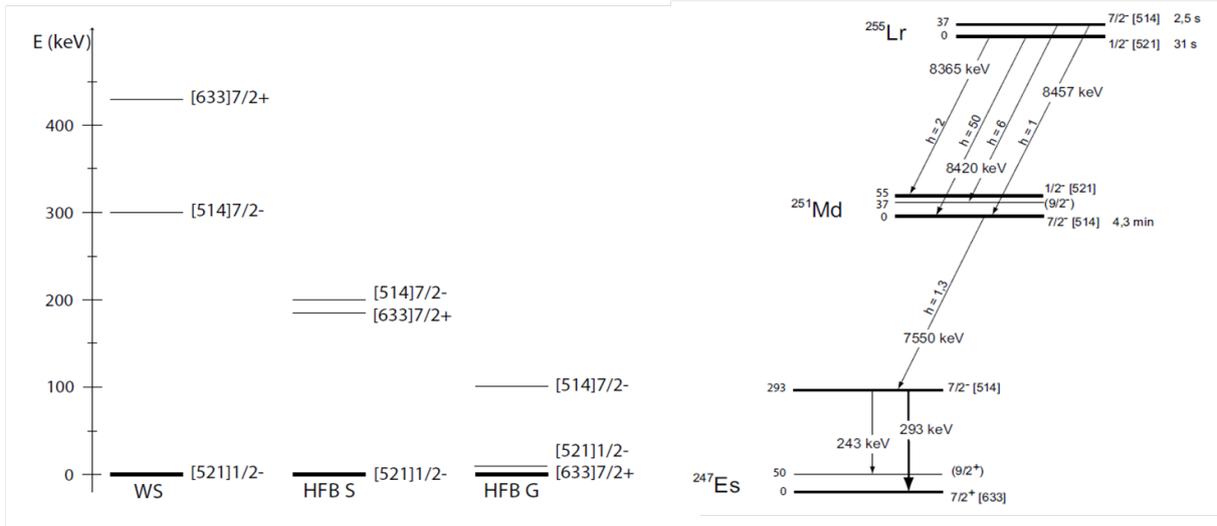


Figure 9.1: A Gauche : les prédictions théoriques du spectre de particules individuelles du ^{251}Md avec les approches : Woods-Saxon [279], HFB-Skyrme [280] et HFB-Gogny. A droite : résumé des connaissances expérimentales de spectroscopie retardé du ^{251}Md . [274]

angulaire, et leur désexcitation procède par cascade de rayon gamma et par électrons de conversion. Le noyau de ^{251}Md est déformé dans son état fondamental et les propriétés observées vont correspondre à des bandes rotationnelles construites sur les états de particules individuelles. Deux expériences indépendantes ont été menées pour l'étude de ces rayonnements, e^- avec le détecteur SACRED en 2002 (en configuration SACRED+RITU+GREAT) [274], et γ avec Jurogam en 2003 (en configuration JUROGAM+RITU+GREAT) [276].

L'isotope de ^{251}Md a été produit via la réaction de fusion-évaporation $^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{251}\text{Md}$ avec une énergie en milieu de cible $E_{Lab} = 215 \text{ MeV}$. Les données promptes n'ont pas pu être exploitées mais une fonction d'excitation a pu être mesurée pour la voie $2n$ qui s'est révélée être la seule voie ouverte à cette énergie (cf. 9.2). Le maximum de la fonction d'excitation $\sigma(^{251}\text{Md}) = 804_{-141}^{+188} \text{ nb}$ a été mesuré à $E = 214 \pm 2 \text{ MeV}$ [276]. Une comparaison avec le code HIVAP montre un accord relatif avec un maximum d'environ 760 nb à environ 2 MeV près. Avec une cible de ^{205}Tl de $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, le taux prévu de ^{251}Md au plan focal est d'environ 8 ions/pnA/heure.

L'expérience de spectroscopie gamma prompte a été plus concluante avec l'observation d'une bande rotationnelle identifiée comme étant construite sur l'état excité $1/2^- [521]$ (cf. fig. 9.2). Cette bande a pu être confirmée par une analyse en coïncidence prouvant que ces transitions ont bien été émises lors de la même cascade de désexcitation du noyau composé. D'autres transitions ont été observées mais aucune autre structure collective n'a pu être mise en évidence, notamment concernant la bande fondamentale de l'état $7/2^- [514]$ observé en spectroscopie de décroissance.

9.1.3 Motivations pour une spectroscopie $\gamma - e^-$ en coïncidence

Des calculs théoriques HFB ont été effectués durant la thèse de A. Chatillon [274]. Ils permettent de montrer l'évolution du rapport des taux de transitions radiatives $T(M1)/T(E2)$ en fonction du spin pour chaque orbitale active - $1/2^- [521]$, $7/2^- [514]$ et $7/2^+ [633]$ - prédite dans la région (cf. fig. 9.3).

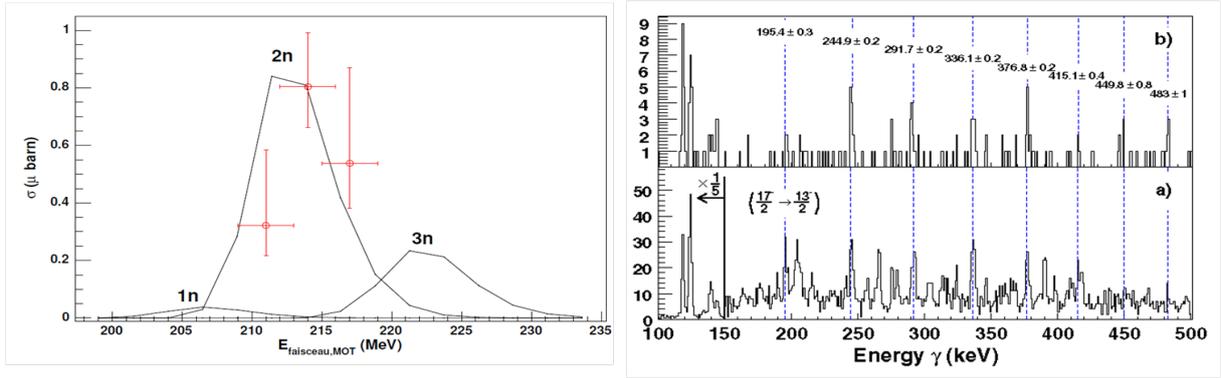


Figure 9.2: A Gauche : Fonctions d'excitations des réactions $^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, xn)^{251}\text{Md}$ avec $x = 1, 2, 3$. En rouge les mesures effectuées par [276], comparées aux prédictions du code HIVAP en noir. Les barres d'erreurs sur les énergies faisceau découlent des $\pm 1\%$ d'incertitude sur l'énergie de l'accélérateur, et celles sur les sections efficaces résultent de la faible statistique. A droite la bande rotationnelle observée par la méthode RT avec Jurogam (a) et sa confirmation par une analyse $\gamma - \gamma$ en coïncidence (b) [276].

D'après ces prédictions, les bandes rotationnelles partenaires construites sur l'état excité $1/2^-$ [521] et sur l'état fondamental $7/2^-$ [514] procèdent majoritairement par transitions "intra-bandes" de multipolarité $E2$. Concernant les structures construites sur l'état $7/2^+$ [633], elles sont prédites comme procédant essentiellement par transitions "inter-bandes" de multipolarité $M1$ très converties, ce qui explique qu'elles n'aient pas été observées en spectroscopie gamma. Ces transitions seraient dominantes aux spins inférieurs à environ $33/2$ ce qui fait de l'orbitale $7/2^+$ [633] une candidate idéale pour une étude par spectroscopie $\gamma - e^-$ en coïncidence.

Ce type de transition $M1$ est aussi dominant aux plus bas spin des structure collective construites sur l'état fondamental $7/2^-$ [514] de telle sorte que les transitions devraient pouvoir être signée dans le spectre en électron. De même, la structure collective construite sur l'orbitale $1/2^-$ [521] décroît par transition $E2$ avec une intensité suffisamment importante aux bas spin pour que les dernières transitions très converties puissent être signées en spectroscopie $\gamma - e^-$. L'un des motivations de l'expérience est de confirmer ces deux bandes en spectroscopie γ en coïncidence, et de signer les transitions les plus converties en spectroscopie e^- .

Ce type d'approche est intéressant dans la mesure où l'intensité relative $T(M1)/T(E2)$ d'une structure rotationnelle dépend fortement de l'orbitale sur laquelle elle est construite via son moment magnétique. La mesure de l'intensité des transitions $E2$ et $M1$ des γ et des e^- de conversions associées devrait ainsi permettre une identification sans ambiguïté des orbitales observées. Cette étude devrait être possible avec le nouveau détecteur SAGE (cf. Section 8.3) entièrement conçu pour la spectroscopie $\gamma - e^-$ en coïncidence.

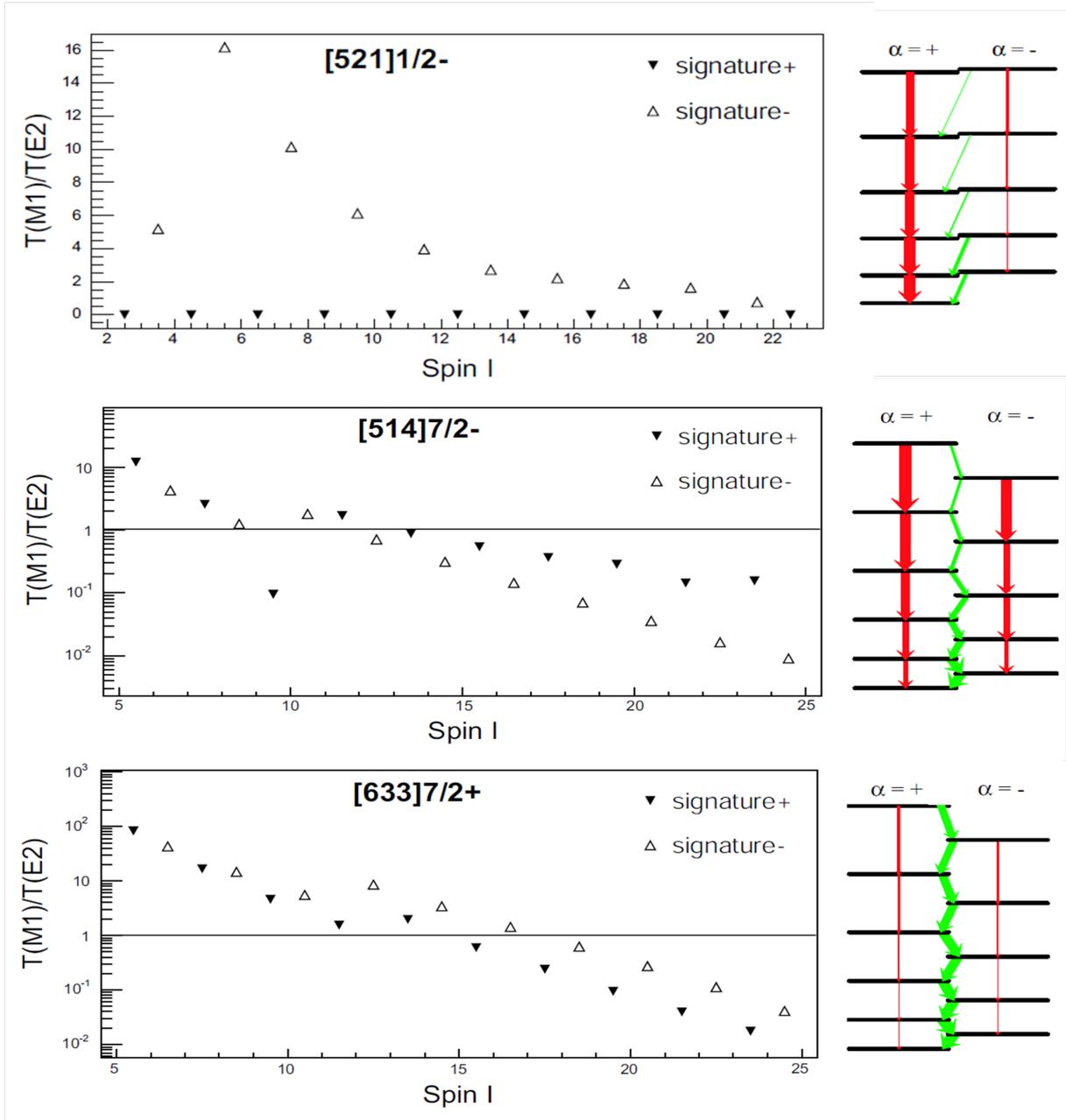


Figure 9.3: Calcul HFB donnant l'évolution du rapport des taux de transitions radiatives $T(M1)/T(E2)$ en fonction du spin pour les configurations $1/2^-$ [521], $7/2^-$ [514] et $7/2^+$ [633] [276].

9.1.4 Informations sur le déroulement de l'expérience

L'expérience S10 de spectroscopie des noyaux $^{249,251}\text{Md}$ a été effectuée du 22 février au 5 mars 2012 lors de la campagne de SAGE et fut financée par le fond ENSAR². Les porte-paroles de l'expérience sont Ch.Theisen (CEA Saclay), R.-D.Herzberg (University of Liverpool) et P.T.Greenlees (University of Jyväskylä) et les participants sont issus d'une collaboration rassemblant les laboratoires de CEA Saclay, University of Jyväskylä (Finlande), University of Liverpool (Angleterre), CSNSM Orsay, IPHC Strasbourg et GSI Darmstadt (Allemagne).

²This work has been supported by the EC- FP7 - Capacities- I3 project ENSAR (262010)

9. SPECTROSCOPIE DU ^{251}Md

Un faisceau de $^{48}\text{Ca}_{10+}$ à une énergie de 218 MeV a été utilisé sur des cibles de ^{203}Tl et ^{205}Tl ($200 - 350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, cf. tableaux ci-dessous) respectivement utilisées pour la mesure d'une fonction d'excitation du noyau ^{249}Md et pour l'expérience de spectroscopie $\gamma - e^-$ du ^{251}Md .

C-Backing	203-Tl-Target	C-Cover
$20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$262 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$11 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
$20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$272 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$11 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
$20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$274 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$11 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
$20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$318 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$11 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
$20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$294 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$11 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

C-backing	205-Tl-Target	C-Cover
$20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$305 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
$20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$219 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
$20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$275 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
$20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
$20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$325 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

Ont été demandé :

- 1 jours pour le réglage de l'accélérateur ;
- 3 jours à 218 MeV pour la mesure de la fonction d'excitation $^{203}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{249}\text{Md}$;
- 7 jours à 215 MeV pour spectroscopie $\gamma - e^-$ du ^{251}Md .

En raison de la toxicité du Thallium, l'intensité moyenne délivrée aura été limité à environ 10 pA , pendant une durée d'environ 288 heures. L'acquisition cumule quant-à elle 13735 min de prise de données soit environ 229 heures.

La configuration instrumentale combine le détecteur SAGE (réglage : $I_{\text{SAGE}} = 800 \text{ A}$ et $HV_{\text{SAGE}} = -35 \text{ kV}$) au séparateur RITU (Réglage du dipôle à 9200 et pression du gaz à 0,4 mbar) et au spectromètre GREAT (cf. chapitre 8).

9.2 Présentation des techniques d'analyse

L'installation que nous venons de décrire a été spécialement conçue pour l'application des techniques de "Recoil tagging" (RT) et de "Recoil Decay Tagging" (RDT). Ces méthodes très puissantes permettent de conditionner temporellement la spectroscopie au point cible par la détection au plan focal de l'implantation du résidu d'évaporation (RT) et de sa décroissance (RDT), respectivement. Rappelons que les corrélations temporelles et spatiales entre des différents groupes de détecteurs ont été faites avec le paquet d'analyse de données "Grain" [273].

9.2.1 Résumé d'un évènement d'intérêt standard et observables associées

On résume le parcours d'un évènement d'intérêt standard et les différentes observables associées (cf. fig. 9.4). Le résidu d'évaporation formé va se désexciter au niveau de la cible par une cascade de rayonnements prompts γ dont la détection est caractérisée par les observables d'énergie E_γ , l'instant de leur détection t_γ , et par le numéro du détecteur touché $N_{JUROGAM}$. La désexcitation procède aussi de manière compétitive par électrons de conversion, caractérisés par les grandeurs similaires E_{e^-} , t_{e^-} et N_{SAGE} issues de SAGE.

Le noyau va ensuite être transmis au séparateur RITU permettant une rejection du faisceau primaire et des polluants, avant d'aboutir à la chambre de détection GREAT située au plan focal. En traversant cette chambre, le noyau d'intérêt va laisser un signal de perte d'énergie ΔE dans le MWPC à l'instant t_{MWPC} , avant de s'implanter à t_{DSSD} dans l'un des pixels $N_{DSSD}(X,Y)$ du détecteur DSSD en y laissant une énergie E_{DSSD} . La différence de temps $t_{DSSD} - t_{MWPC}$ correspond au temps de vol *ToF* du noyau. Enfin, la désintégration du noyau implanté à l'instant t_{DECAY} dans le même pixel $N_{DSSD}(X,Y)$ que l'implantation, laissera une énergie E_{DECAY} caractéristique du noyau étudié.

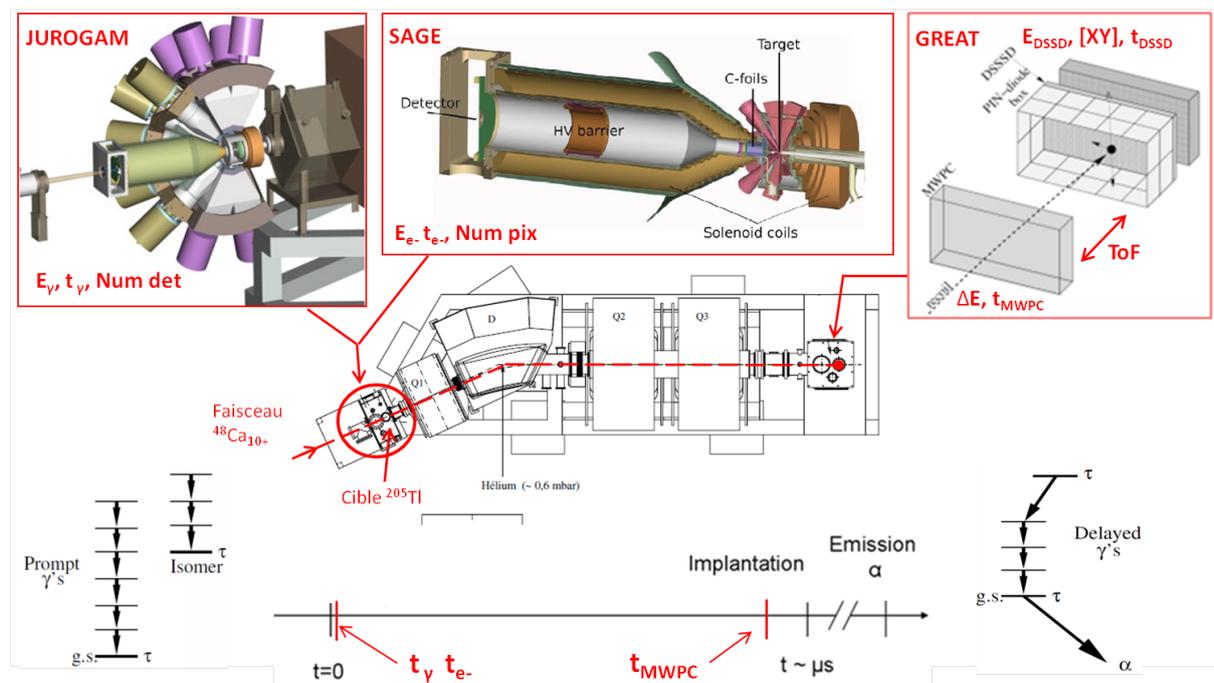


Figure 9.4: Schéma résumant les différents détecteurs et les observables associées nécessaires à l'application des méthodes RT et RDT. Spectroscopie prompte au point cible et retardée au plan focal.

9.2.2 Spectres bruts

Un spectre brut correspond à la totalité des gammas au point cible appartenant à des événements déclenchés par un signal dans le DSSD. On présente le spectre prompt γ brut sur la figure 9.5. Ces rayonnements γ sont pour la plupart associés à des événements fortuits, déclenchés par des polluants transmis directement ou par diffusion dans le séparateur RITU, et implantés dans DSSD.

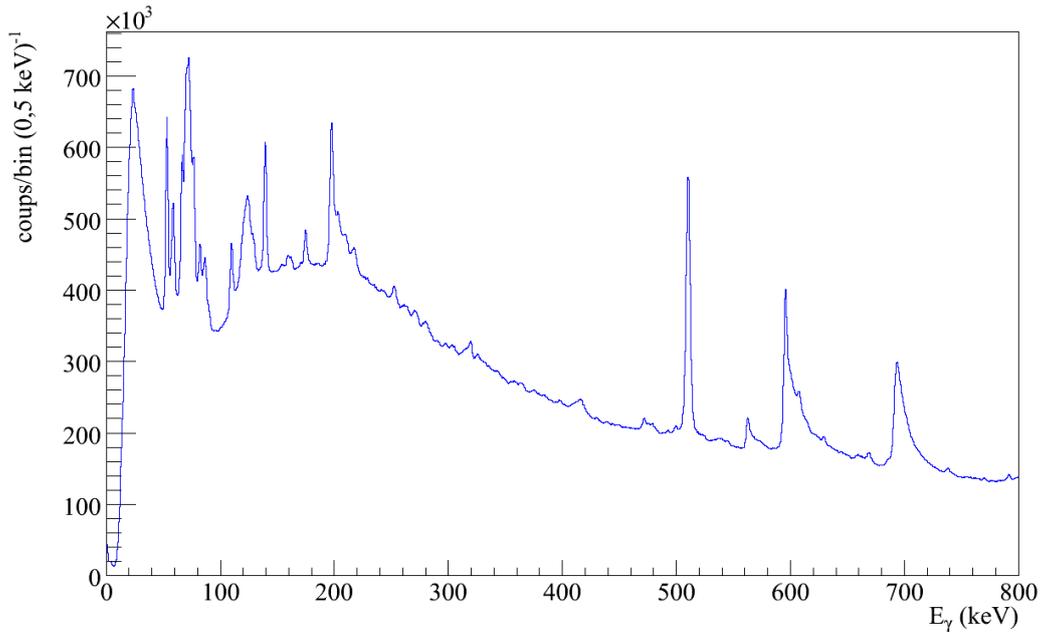


Figure 9.5: Spectre gamma brut corrélé aux déclenchements du trigger dans le DSSD de GREAT.

Ce type de spectre est habituellement dominé par des décroissances gamma parasites : réactions de transferts, produits de fissions, excitations coulombiennes des éléments de cible ^{205}Tl . Mais on observe dans notre cas un nombre très important de transitions gamma bien identifiables. Ces transitions sont associées à une réaction inhabituelle parasite $n + \text{Ge}$ ayant contribué pour environ $2/3$ de la statistique totale de l'expérience. L'origine de ce flux de neutrons, venant interagir avec les détecteurs germanium, a été identifiée comme provenant de neutrons émis par les feuilles de carbone de SAGE (cf. Section 8.3). Par chance, la gamme en énergie 200 – 500 keV est relativement épargnée, mais le nombre important de transitions à haute énergie est à l'origine une importante pollution Compton. De toute évidence, le très haut niveau de bruit gamma résultant des réactions parasites au point cible implique l'application des puissantes méthodes de sélection dites de "Recoil tagging" (RT) et de "Recoil decay tagging" (RDT) que nous allons présenter dans les sections 9.3 et 9.4, respectivement.

9.3 Analyse avec la méthode de "Recoil tagging" (RT)

La méthode de "Recoil tagging" (RT), ou signature du recul, consiste à appliquer des contraintes cinématiques au plan focal pour conditionner les spectres prompts. Toute la sélectivité de la méthode réside dans la *définition cinématique* que l'on donnera aux "reculs". Cette définition se base sur des procédures de sélection des noyaux d'intérêts dans différentes matrices - des histogrammes à 2 dimensions - combinant les observables cinématiques des détecteurs du plan focal.

9.3 Analyse avec la méthode de "Recoil tagging" (RT)

Une étape préliminaire consiste à s'assurer que le signal détecté dans le DSSD à l'origine du déclenchement du trigger correspond bien à l'implantation d'un ion et non à une décroissance radioactive. Un ion incident laissera un signal $\Delta E > 0$ dans le MWPC que l'on retrouvera dans les informations de l'évènement. A l'inverse, une décroissance ou un bruit dans le DSSD pourra être signé par l'absence de signal dans le MWPC.

La plus discriminante est la matrice $[ToF; \Delta E]$ (cf. fig 9.6), elle permet une séparation cinématique assez nette avec les principaux polluants transmis par RITU : faisceau diffusé, particules légères, produits de transferts (RITU permet d'éliminer la majorité des produits de fission). La forme polynomiale d'ordre 2 de la distribution provient du fait que de la perte d'énergie nucléaire $\frac{dE}{dx}$ dominante est inversement proportionnelle à l'énergie cinétique de l'ion $E = \frac{1}{2}mv^2$ (cf. chapitre 2), soit $\Delta E \propto 1/v^2 \propto ToF^2$ pour chaque masse transmise. Précision que d'autres types de matrices sont possibles : $[ToF; E_{DSSD}]$, $[E_{DSSD}; \Delta E]$, $[ToF; \Delta E/E_{DSSD}]$, toutes les combinaisons possibles de ces sélections ont été explorées sans amélioration significative du rapport signal sur bruit par rapport à la principale sélection via la matrice $[ToF; \Delta E]$.

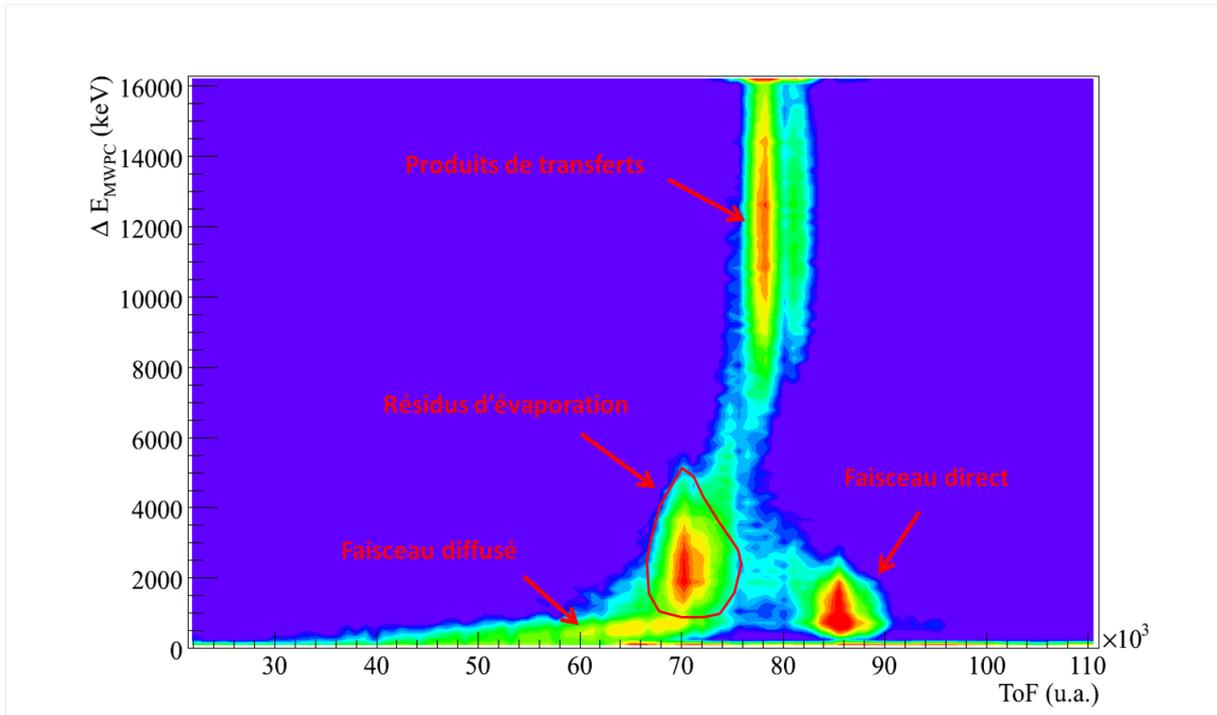


Figure 9.6: Matrice $ToF - \Delta E$ (le temps augmente vers la gauche sur l'axe des abscisses).

La contrainte cinématique se fait par la définition d'une "porte", ou contour à deux dimensions, dans cette matrice et autour des noyaux d'intérêts. Cette porte est utilisée comme condition logique pour la sélection des évènements pertinents en constituant une étape de purification des évènements. La connaissance du temps de vol ToF de l'ion va nous permettre, par coïncidence retardée, de remonter au point cible en déduisant l'instant précis auquel a eu lieu la formation du noyau d'intérêt et sa desexcitation prompte γ et e^- . On observe facilement un pic dans le nombre de ces rayonnements détectés en traçant leur nombre en fonction de la différence en temps $\Delta T_{\gamma, e^-} = t_{DSSD} - t_{\gamma, e^-}$. Le temps de vol du recul à travers le séparateur est de l'ordre de la micro seconde et l'ajustement de cette fenêtre en temps sur ce pic de rayonnement prompt constitue une étape importante de la méthode. Sur ce point, une attention particulière a été portée pour l'alignement en temps des détecteurs germanium de Jurogam2.

9.3.1 Calibration en temps de JUROGAM2

L'alignement en temps des détecteurs germaniums consiste à tracer le nombre de gamma détectés en fonction de ΔT_γ pour chaque cristal de germanium et, après mesure de la valeur centrale de ces distributions gaussiennes, de compenser leur écart relatif. Cette compensation va permettre de minimiser l'écart type de la distribution totale en rendant ainsi possible une meilleure sélection. Les ions du faisceau incident sont organisés en paquets courts et séparés en temps selon la période du cyclotron. L'activité gamma détectée au point cible suit cette périodicité et la sélection temporelle permet d'éliminer une partie des rayonnements parasites. Cette sélection est effectuée dans une matrice $[E_\gamma; \Delta T_\gamma]$ (cf. fig. 9.7) permettant de prendre en compte un effet du discriminateur à basse énergie entraînant une sous-estimation de ΔT_γ . Concernant l'énergie des rayons gamma émis par un noyau en mouvement, ils subissent un décalage de fréquence, appelé effet Doppler, qui doit être corrigé.

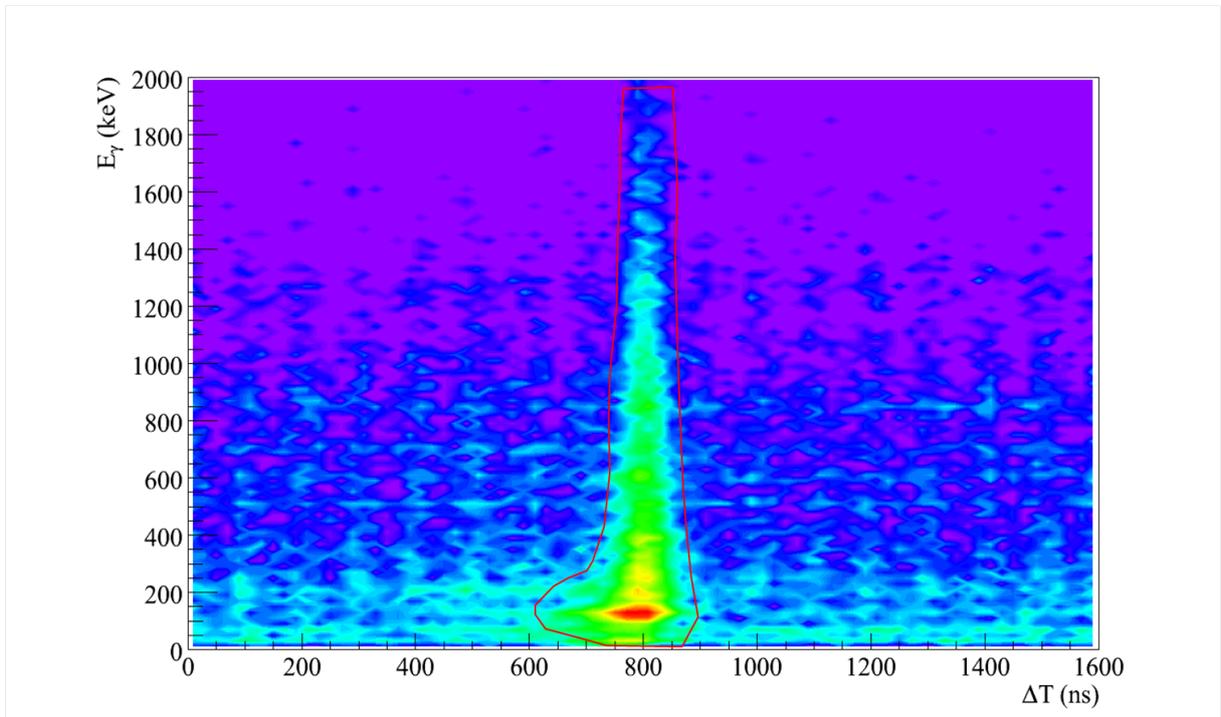


Figure 9.7: Matrice Jurogam $\Delta T_\gamma - E_\gamma$ et le contour de sélection.

9.3.2 Corrections Doppler pour la spectroscopie prompt γ et e^-

L'effet Doppler correspond à un décalage entre les fréquences initiales et mesurées des rayons émis par un noyau en plein vol. Les longueurs d'ondes sont "compressées" à l'avant du noyau avec des fréquences qui deviennent plus importantes, et sont inversement "décompressées" à l'arrière. Entre ces deux extrêmes, ce phénomène varie continument en fonction de l'angle θ entre le vecteur vitesse de l'ion et celui du rayonnement émis.

Correction Doppler de l'énergie des gamma :

L'énergie des rayons γ détectées $E_{\gamma,det}$ est reliée à l'énergie initiale E_γ par :

$$E_\gamma = E_{\gamma,det}(1 + \beta \cos\theta)^{-1} \text{ avec } \beta = \frac{v(^{251}\text{Md})}{c} \quad (9.1)$$

où v (^{251}Md) est la vitesse du résidu d'évaporation et c le célérité de la lumière. Dans la mesure où on ne connaît pas la direction exacte des gammas mais le numéro des cristaux où le gamma a été détecté, on prendra comme approximation l'axe central du détecteur (cf. Section 8.2). Le calcul du β d'un noyau formé en milieu de cible a été fait avec le code S3Fusion présenté au chapitre 2. Une valeur de 1,88% a été trouvée, en accord avec l'estimation faite par A. Chatillon [274] faite pour la même expérience.

L'effet Doppler est à l'origine d'une détérioration de la résolution en énergie. Cet élargissement Doppler dépend de l'angle d'ouverture $\Delta\theta$ des détecteurs, et s'exprime au premier ordre par [288] $\delta E_\gamma = E_0 \beta \sin\theta \Delta\theta$ où E_0 est l'énergie initiale du rayon γ .

Correction Doppler de l'énergie des électrons :

L'énergie des électrons de conversion détectées $E_{e^-,det}$ est reliée à l'énergie initiale E_{e^-} par l'expression :

$$E_{e^-} = \frac{E_{e^-,det} + m_0 - \beta_e \cos(\theta) \sqrt{E_{e^-,det}^2 + 2m_0 E_{e^-,det}}}{\sqrt{1 - \beta_e^2}} - m_0 \quad (9.2)$$

avec $\theta = 160^\circ$, $\beta_e = 1,88\%$ et $m_0 = 511$ keV. En théorie, le temps de vol des électrons dans le solénoïde de SAGE doit varier en fonction de l'angle d'émission mais la résolution en temps s'est révélée insuffisante pour distinguer différents angles. Un angle moyen d'émission de 160° a pu être défini en considérant l'acceptance de la géométrie colinéaire du détecteur [264].

9.3.3 Spectres prompts corrélés à des événements de recul

L'application de la méthode RT a permis d'obtenir des spectres prompts - γ (cf. fig. 9.8) et e^- (cf. fig. 9.9) - corrélés à des événements de recul. La différence avec les spectres bruts illustre la puissance de la méthode, la qualité de la sélection se retrouve notamment à travers la statistique importante des transitions X du Mendelevium. Les énergies X observées sur la figure 9.8 correspondent bien à celles des transitions $E(K_{\alpha_1}) = 125$ keV, $E(K_{\alpha_2}) = 119$ keV et $E(K_{\beta_1}) = 141$ keV prédites comme étant les plus intenses. Elles découlent d'un réarrangement du cortège électronique du Mendelevium suite à la création de lacunes. La grande intensité des transitions X par rapport au spectre indique donc qu'une quantité importante des transitions est convertie et ne peut être observée que par spectroscopie électron.

Beaucoup de transitions peuvent être observées dans la gamme 150 – 400 keV du spectre gamma. Deux structures régulières apparentes se dégagent et semblent confirmer les structures observées dans les expériences de spectroscopie prompte précédentes. Leur analyse est faite dans la section 9.5.

Le spectre d'électrons prompt montre lui aussi une quantité importante de structures que l'on se contentera pour l'instant de présenter. Leur interprétation, en lien avec la spectroscopie gamma, se fera dans la section 9.5.

9. SPECTROSCOPIE DU ^{251}Md

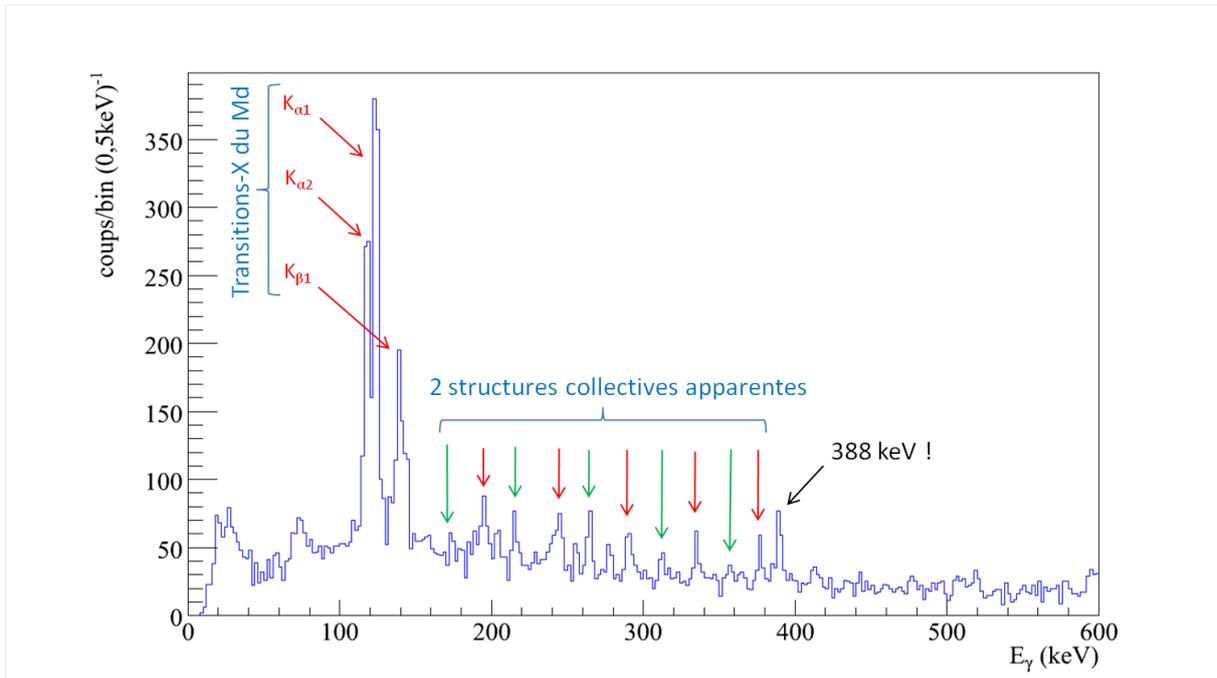


Figure 9.8: Spectre gamma prompt corrélé aux  v nements de recul.

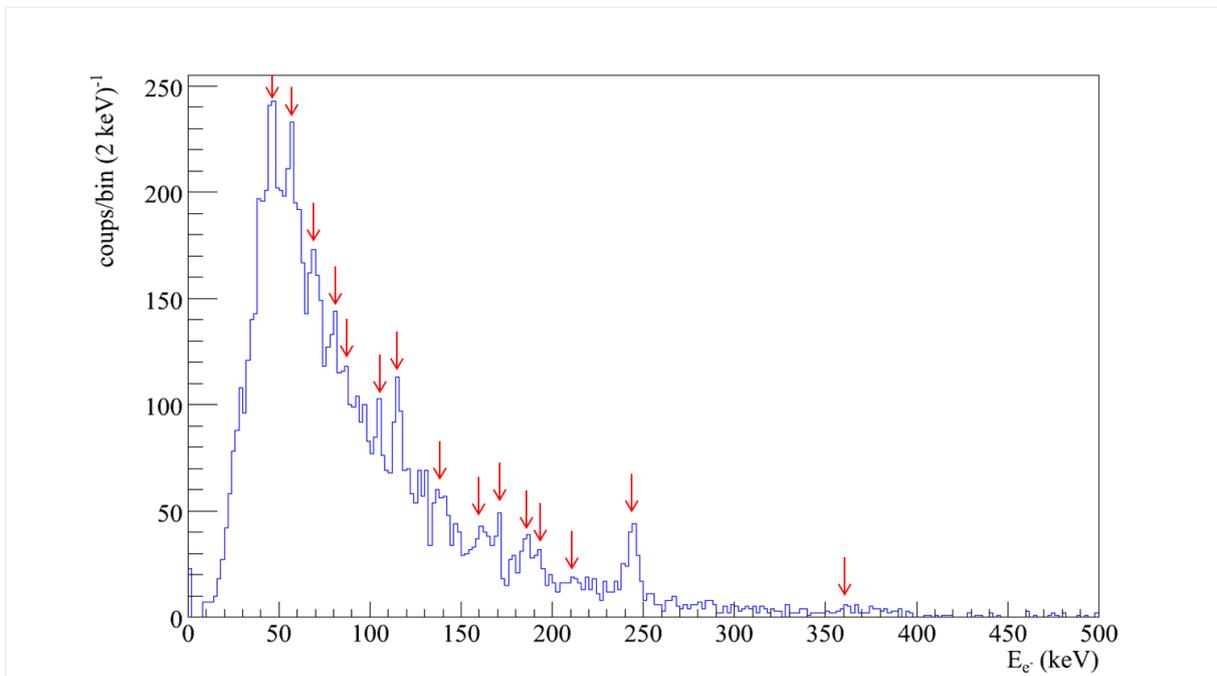


Figure 9.9: Spectre électrons prompt corrélé aux  v nements de recul

9.4 Analyse avec la méthode de "Recoil Decay Tagging" (RDT)

La méthode de "Recoil Decay Tagging" (RDT) [284] [285], ou signature du recul par sa décroissance, englobe la méthode précédente en y ajoutant une contrainte forte : la signature du noyau d'intérêt par l'énergie et le temps de vie de sa décroissance. La décroissance α du ^{251}Md a une énergie caractéristique de $E_{\alpha}(^{251}\text{Md}) = 7550 \text{ keV}$. Le point de départ de la méthode est la sélection, parmi les déclenchements du trigger, des événements de décroissance radioactive caractéristiques du noyau d'intérêt. On cherche préalablement l'absence de signal dans le MWPC en même temps que celui du DSSD, une condition d'anti-coïncidence signant la décroissance. Puis on s'assure que l'énergie E_{DECAY} appartienne à une fenêtre très restrictive permettant d'éliminer la quasi totalité des événements issus du bruit dans le DSSD.

L'étape suivante utilise un élément clé de l'analyse : le "Tagger". Cet outil permet de mémoriser et de corrélérer les événements survenant dans chaque pixel du DSSD. L'histoire de chaque pixel est gardée en mémoire de telle sorte qu'il est possible de trouver l'événement associé à l'implantation d'un ion à partir de l'événement associé à sa décroissance caractéristique. Ainsi, si aucun événement ne survient entre l'implantation et la décroissance radioactive de l'ion d'intérêt, un histogramme représentant les occurrences des différences en temps $t_{\text{DECAY}} - t_{\text{DSSD}}$ montrera un comportement exponentiel décroissant (cf. 9.4.1) dont la constante sera liée au temps de demi-vie $T_{1/2}$ de l'isotope étudié. La dimension temporelle maximum du tagger peut être ajustée, il est coutume de débiter avec un temps de corrélation de $3 \times t_{1/2}$, soit intégrant environ 88% de la quantité de noyaux produits. Le nombre de temps de vie peut être augmenté mais le risque de corréler des événements fortuits augmente en conséquence si la réjection n'est pas optimale.

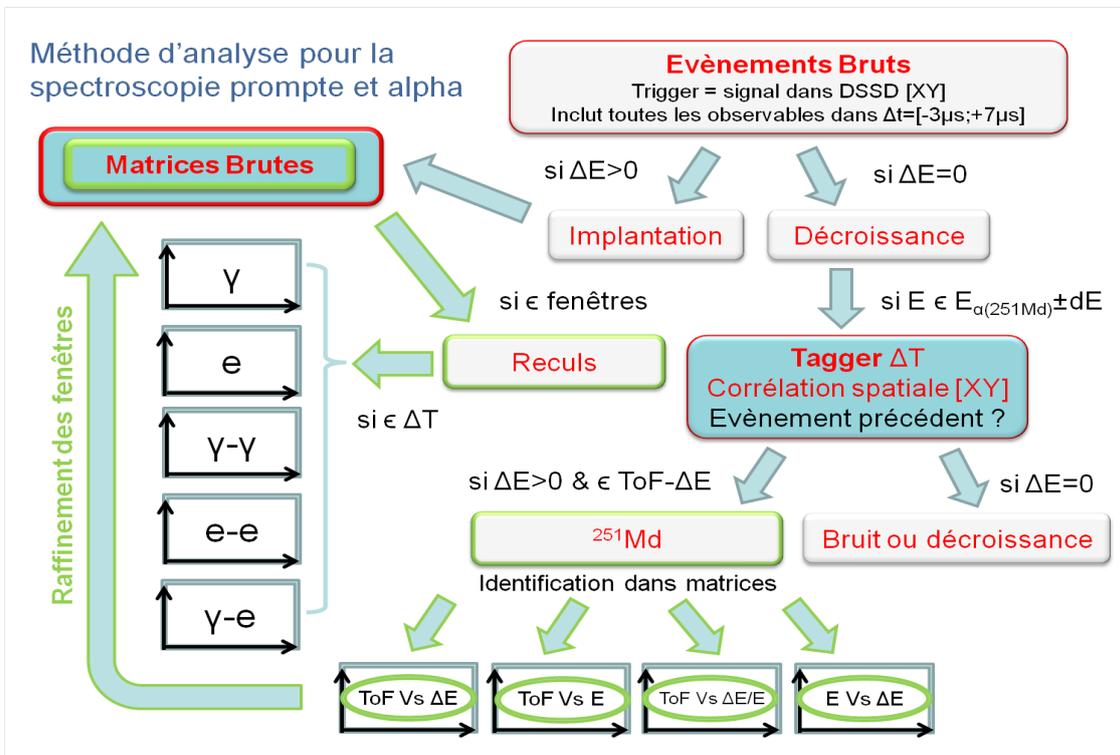


Figure 9.10: Résumé de la procédure d'analyse RDT.

9.4.1 Déduction du temps de demi-vie

On trace l'histogramme représentant l'occurrence des évènements avant une différence en temps $\Delta T = t_{DECA\text{Y}} - t_{DSSD}$ (cf. 9.11). On observe comme prévu un comportement exponentiel décroissant traduisant que les évènements sélectionnés correspondent bien à des décroissances- α du ^{251}Md . Ce comportement est ajusté par une fonction de type $N(\Delta t) = N_0 e^{-\lambda \Delta t}$ où λ est relié au temps de demi-vie par $T_{1/2} = \ln(2)/\lambda$.

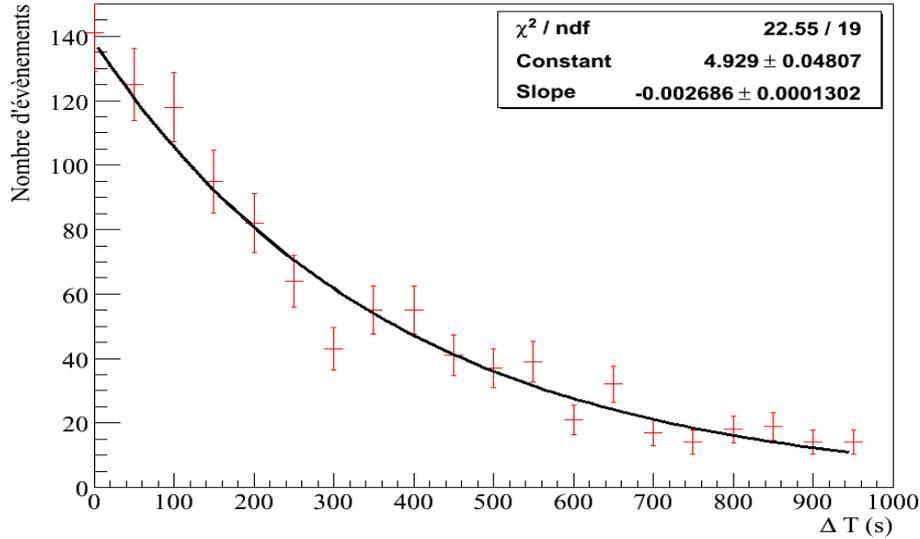


Figure 9.11: Temps de vie du noyau ^{251}Md , déduit de la différence de temps entre l'implantation du recul et sa décroissance- α . L'ajustement a été fait avec une exponentielle décroissante.

On extrait la constante $\lambda = 0,002686$ et son incertitude statistique $\sigma_\lambda = 0,0001302$. En considérant une propagation de cette erreur sur la valeur $T_{1/2}$ de σ_λ/λ^2 , le temps de demi-vie α déduit est alors :

$$T_{1/2} = (4,3 \pm 0,3) \text{ min} \quad (9.3)$$

Une valeur en parfait accord avec celle publiée par A. Chatillon de $T_{1/2} = (4,3 \pm 0,6) \text{ min}$ [274]. Notons que le taux d'implantation est faible et que les corrélations fortuites [286] n'ont pas été considérées.

9.4.2 Calcul de la section efficace

La mesure de la section efficace de la réaction $^{48}\text{Ca}(^{205}\text{Tl}, 2n)^{251}\text{Md}$ à l'énergie de milieu de cible $E_{\text{Lab}} = 214 \pm 2 \text{ MeV}$ s'effectue par la mesure du nombre d'alpha détecté au plan focal dans un temps donné. On en déduit d'un taux τ_α qui doit être corrigé en fonction du temps de recherche, de l'efficacité de détection des α et de la transmission de RITU.

Le temps de recherche t_{Search} est la dimension temporelle donnée au tagger, elle correspond au temps maximum utilisé pour la recherche de corrélations entre décroissance et implantation. Une décroissance survenant après ce temps limite ne pourra donc être corrélée et sera perdue. Le temps de vie qui vient d'être donné va nous permettre, par intégration de la loi de décroissance radioactive entre t_{Search} et $+\infty$, de calculer ce pourcentage de désintégration α perdu, soit $x\%$, et de corriger le nombre d'alpha total tel que : $\tau_\alpha^{\text{tot}} = \tau_\alpha/(1 - x)$. Dans notre cas, le temps de recherche a été fixé à $\simeq 4 T_{1/2}$ ce qui fait $x = 6,25\%$ d'évènements manquants.

On peut exprimer la section efficace par :

$$\sigma = \frac{\tau_{\alpha}^{tot}}{I \times n_{cible} \times \epsilon_{\alpha} \times T_{RITU} \times BR_{\alpha}} \quad (9.4)$$

- I est l'intensité faisceau en particules par seconde (pps), soit $I = 10$ pA ;
- n_{cible} est le nombre d'atomes de cible en particules par cm^2 , soit $n_{cible} = \bar{e} \frac{N_a}{A_{cible}}$ avec l'épaisseur effective moyenne $\bar{e} = 304 \mu g/cm^2$;
- ϵ_{α} est l'efficacité de détection α estimée à 55% en considérant une implantation à la surface du silicium ;
- T_{RITU} est la transmission du séparateur RITU prise à 40% ;
- BR_{α} le rapport d'embranchement α du noyaux étudié pris à 9,5% [274].

Soulignons que les sections efficaces sont la plupart du temps données à la transmission près, une grandeur que l'on ne connaît a priori pas de façon précise car difficile à simuler et à mesurer. De même, le rapport d'embranchement est source d'incertitude car nécessitant une estimation précise du nombre de noyaux produits (cf. Section 9.1.1). Par cohérence avec les travaux effectués par A. Chatillon [274], les valeurs T_{RITU} , ϵ_{α} et BR_{α} seront prises identiques.

Finalement, et avec ces hypothèses, la détection de 1142 événements de décroissance alpha dans un temps total de 13735 min nous donne une valeur de section efficace de :

$$\sigma = 1266 \pm 36 \text{ nb} \quad (9.5)$$

où on a pris en compte l'erreur statistique. Cette valeur est à comparer avec celle donnée par A. Chatillon $\sigma = 804_{-141}^{+188}$ nb [274] à la même énergie en milieu de cible $E_{Lab} = 214 \pm 2$ MeV. La différence entre ces valeurs peut s'expliquer par une probable dégradation de la cible, et donc de son épaisseur, au cours de l'expérience précédente.

9.4.3 Spectroscopie prompte corrélée à la décroissance alpha

Les techniques de RT s'appliquent ensuite à l'évènement associé à l'implantation. La différence étant que la position des évènements dans les matrices d'identification est cette fois contrainte par la corrélation à la décroissance, cette corrélation confirme la nature de l'évènement et permet de définir des portes 2D beaucoup plus précises (cf. fig. 9.10).

L'application de la méthode RDT nous permet de construire un spectre gamma prompt dit "recoil- α corrélé" (cf. fig. 9.12). On reconnaît la bande rotationnelle identifiée par A. Chatillon [276] en méthode RT comme étant construite sur l'orbitale $1/2^-$ [521], mais sans avoir pu être observée avec la méthode RDT. On note la présence de 11 transitions comparé aux 8 transitions identifiées précédemment en coïncidence $\gamma - \gamma$ (cf. fig. 9.2) : une extension aux hauts spins de la bande rotationnelle avec deux nouvelles transitions, ainsi d'une transition à basse énergie $E_{\gamma} = 144$ keV qui avait été prédite par extrapolation via la méthode de Harris [274].

L'extension de cette bande par la méthode RDT est un succès notable dans la mesure où elle pose une contrainte forte sur la spectroscopie en permettant d'assurer que les structures observées proviennent bien du ^{251}Md . L'application de cette méthode est limitée par la faible statistique résultant du faible taux de production et du rapport d'embranchement de $BR_{\alpha} = 9,5\%$.

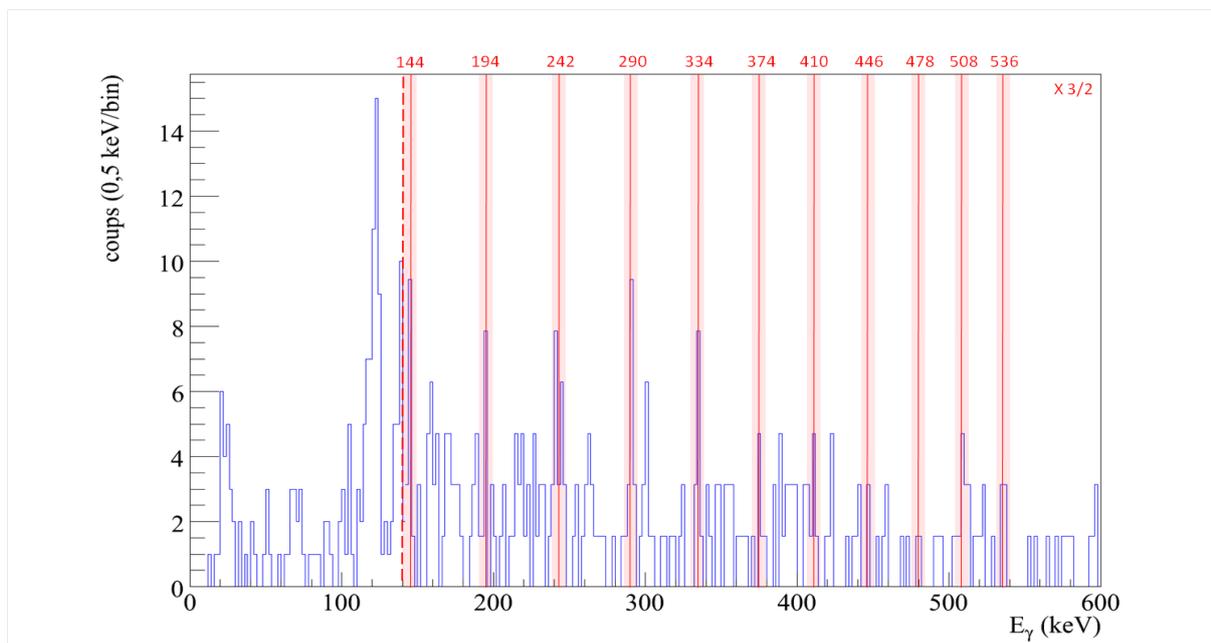


Figure 9.12: Spectre gamma prompt corrélé avec des événements alpha-recoil. L'échelle verticale est à diviser par $3/2$ pour la partie à droite des tirets.

9.5 Analyse des structures observées

Dans cette section nous allons tenter d'interpréter les structures observées. On rappelle que les études précédentes ont révélé l'existence d'un état fondamental $7/2^-$ [514] sur lequel aucune bande rotationnelle n'a été observé, d'un état excité $1/2^-$ [521] associé à une bande rotationnelle, et que les études théoriques prédisent l'existence d'un état $7/2^+$ [633] qui devrait pouvoir être observé en spectroscopie électron.

Plusieurs techniques permettent de confirmer qu'une structure correspond bien à une bande rotationnelle construite sur l'un des états du ^{251}Md . On appliquera pour chaque structure la procédure d'analyse suivante :

- L'observation d'une structure périodique en méthode RT ;
- La confirmation de la structure par une analyse en coïncidences $\gamma - \gamma$;
- La signature des transitions les plus converties en spectroscopie e^- et $\gamma - e^-$;
- L'étude du moment d'inertie associé à la bande rotationnelle ;

L'analyse de la structure en coïncidence $\gamma - \gamma$ permettra d'affirmer que la structure provient bien d'une même cascade de désexcitation. La présence dans le spectre d'électrons des transitions électroniques associées aux transitions γ les plus converties ainsi que leur signature en coïncidence $\gamma - e^-$ doit permettre de compléter les structures et de déduire la multipolarité des transitions. Sur ce point, on vérifiera autant que possible la cohérence des intensités observées avec les prédictions théoriques.

Une fois la structure confirmée, on relèvera les caractéristiques de chaque transitions : l'énergie E de la transition, et son aire A associée au nombre de transitions détectées, corrigée

de l'efficacité de détection de Jurogam2 (cf. fig. 8.9) ou de SAGE (cf. fig. 8.10) selon sa nature. La statistique γ déduite, notée N_γ , devra ensuite être corrigée via le coefficient de conversion interne $\alpha = N_{e^-}/N_\gamma$ où N_{e^-} est la statistique électron pour une transition donnée. L'intensité totale $I_{total} = N_\gamma + N_{e^-}$ sera finalement donnée par $I_{total} = N_\gamma(1 + \alpha)$.

Enfin, les valeurs des énergies permettront de tracer l'évolution des moments d'inertie, cinématique et dynamique, en fonction de la fréquence de rotation du noyau. Leur régularité est un argument important pour confirmer la nature rotationnelle de la structure. Une approche plus systématique consiste à comparer les moments d'inertie des noyaux voisins faisant intervenir les mêmes orbitales.

9.5.1 Structure collective construite sur l'orbitale $1/2^-$ [521]

Les prédictions théoriques relatives au rapport d'intensité $T(M1)/T(E2)$ de la bande rotationnelle construite sur l'état excité $1/2^-$ [521] (cf. fig. 9.3 [274]) indiquent que les transitions de multipolarités $E2$ sont favorisées pour la bande partenaire en signature $\alpha = +1/2$ ($\sigma+$). À l'inverse, les transitions de multipolarités $M1$ sont favorisées pour la partenaire de signature $\alpha = -1/2$ ($\sigma-$). Ces tendances sont valables sur toute la gamme de spin observable expérimentalement (jusqu'à $20\hbar$ environ).

Les deux bandes partenaires sont prédites découplées, avec un paramètre de découplage a proche de 1 [274], de tel sorte que les états $(I - 1)$ de la bande partenaire $\sigma-$ aient une énergie similaire aux états (I) de la bande partenaire en signature $\sigma+$. La proximité de ces énergies rend les taux de décroissance des transitions inter-bandes $M1$ de $\sigma+$ vers $\sigma-$ strictement nulle, au profit de transitions intra-bande $E2$. La désexcitation procédera finalement par une cascade de transitions $E2$ et une autre de $M1$ aux plus bas spins, de telle sorte qu'une seule des deux bandes partenaires de la structure rotationnelle devrait être observable en spectroscopie gamma.

La première structure collective mise en évidence par RT (cf. fig. 9.13) présente une série de 10 transitions régulièrement espacées et constitue une candidate idéale pour cette orbitale. Elle a été confirmée en RDT (cf. fig. 9.12) et observée en coïncidence $\gamma - \gamma$ (cf. fig. 9.15) sans sa bande partenaire. Les énergies relevées confirment et étendent la structure rotationnelle observée par A. Chatillon [276] (cf. fig. 9.2) identifiée comme étant construite sur l'état $1/2^-$ [521].

Confirmation de la structure par coïncidence gamma-gamma

Les analyses en coïncidence sont particulièrement difficiles pour les noyaux impairs mais leur faisabilité a déjà été démontrée par A. Chatillon [274]. Ce type de technique permet d'identifier les transitions émises dans la même cascade de désexcitation du noyau composé en étudiant les γ du spectre RT issus d'évènements pour lesquels la multiplicité est ≥ 2 . Ces gamma doivent être mesurés dans deux détecteurs différents et avec une différence en temps respectant la condition de coïncidence. Les évènements sont alors rassemblés dans une matrice symétrisée de coïncidences dites $\gamma - \gamma$.

L'analyse des coïncidences consiste à effectuer une projection de cette matrice : on sélectionne une des transitions sur un axe avec une fenêtre en énergie de largeur définie centrée sur son énergie, puis on projette cette sélection sur l'autre axe pour obtenir le spectre en énergie des γ détectés en coïncidence avec les γ sélectionnés. La validation d'une bande rotationnelle en coïncidence se fait en appliquant cette procédure sur plusieurs transitions d'une même bande

9. SPECTROSCOPIE DU ^{251}Md

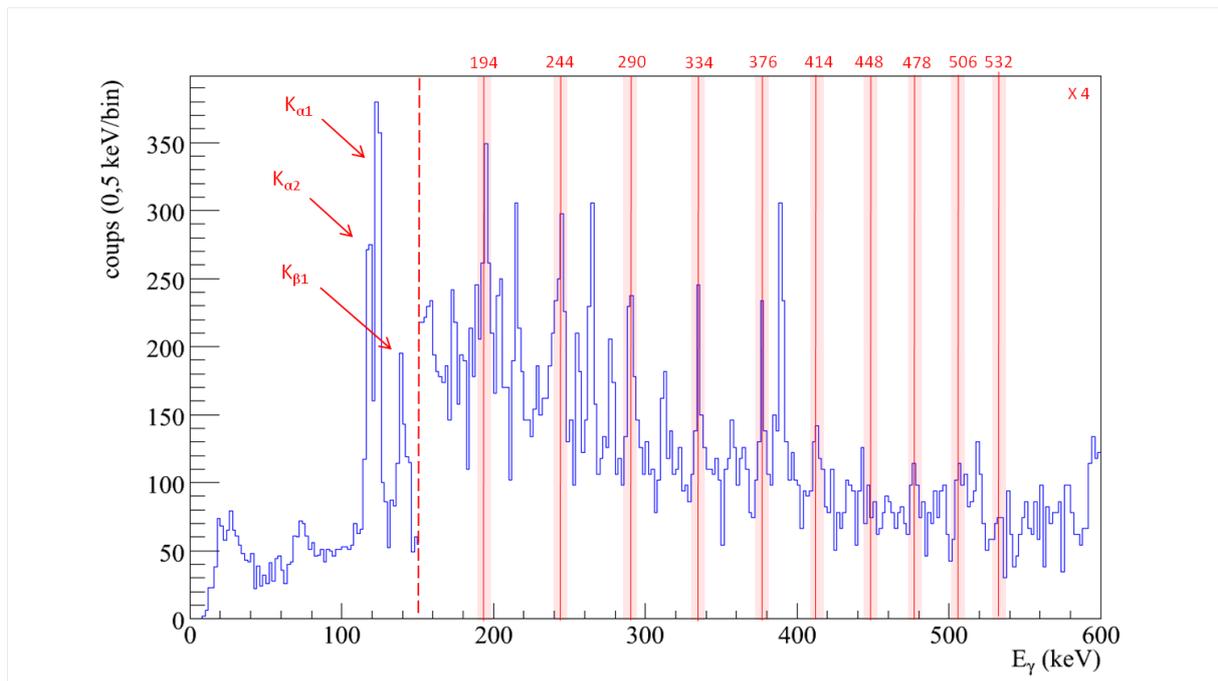


Figure 9.13: Bande rotationnelle 1. L'échelle verticale est à diviser par 4 pour la partie à droite des tirets.

de telle sorte que la bande étudiée puisse être retrouvée dans la somme des projections. La difficulté de ce travail réside dans l'ajustement minutieux des fenêtres de sélection sur chaque transition étudiée pour éviter toute contamination.

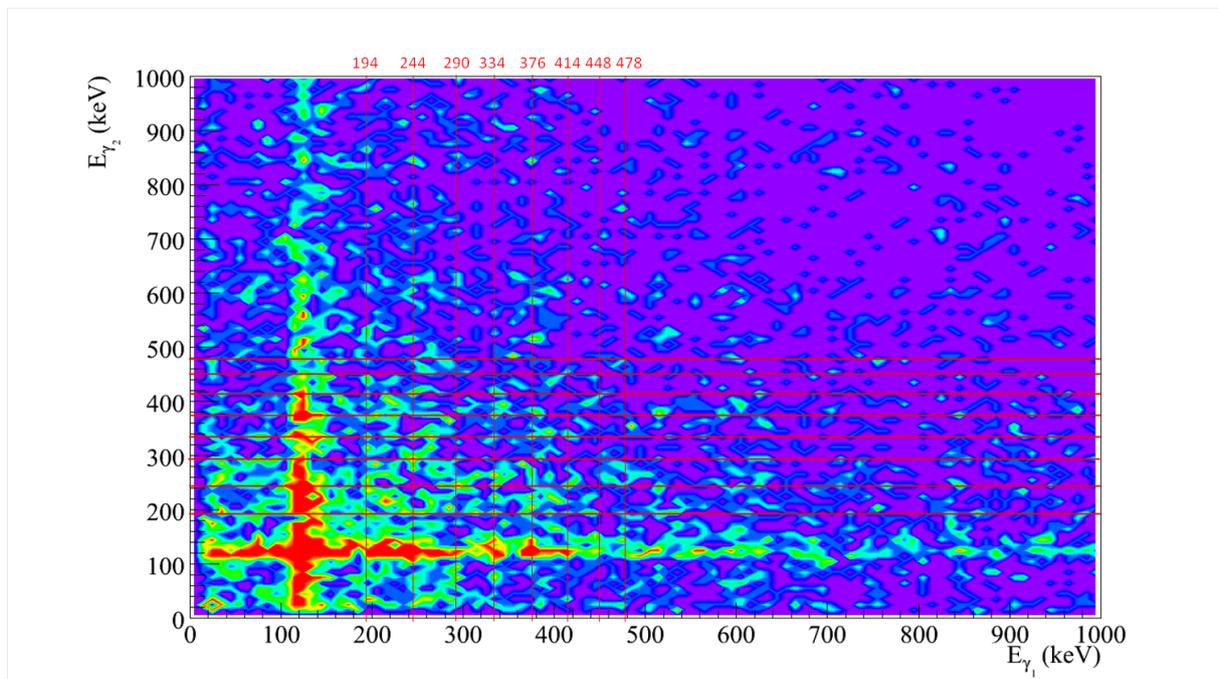


Figure 9.14: Matrice de coïncidences $\gamma - \gamma$.

J'ai écrit un algorithme d'optimisation de projection de matrice $\gamma - \gamma$ permettant d'automatiser cette tâche. Le code permet de tester rapidement un ensemble important de

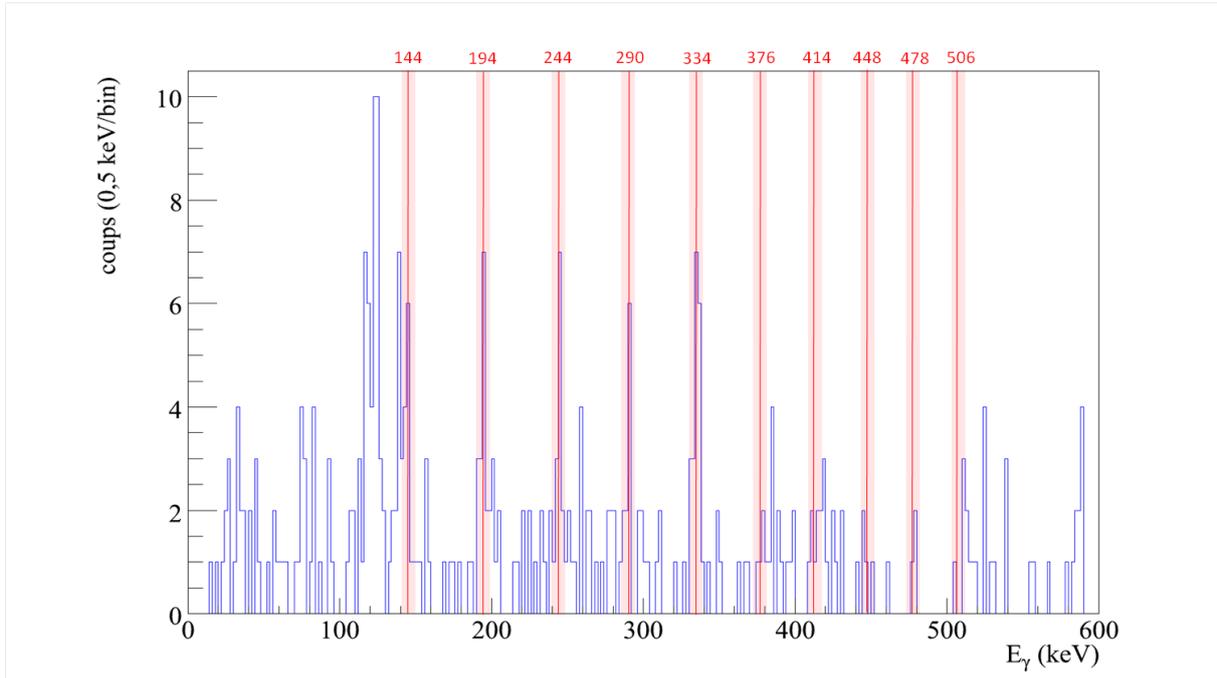


Figure 9.15: Confirmation Bande rotationnelle 1 par coincidence gamma gamma

projections possibles en ajustant les fenêtres autour de chaque transition de façon à maximiser le rapport signal sur bruit du spectre final projeté. La connaissance préalable de l'énergie centrale des transitions permet de centrer des fenêtres de "résolution" (environ ± 2 keV) à l'intérieur desquelles chaque coup sera considéré comme du signal S , un coup à l'extérieur sera inversement considéré comme du bruit B . Les fenêtres de projection sont initialisées à une largeur donnée autour de l'énergie des transitions. Pour chacune des énergies de la structure étudiée, la fenêtre de projection va voir ses bornes minimum et maximum incrémentées successivement et indépendamment afin de trouver la projection maximisant S/B . Dans le cas de la bande $1/2^- [521]$ cette procédure d'ajustement a été faite pour chacune des 10 transitions avec une variation indépendante des deux bornes de ± 10 keV et un pas de 2 keV, soit $10 \times 5 \times 5 = 250$ possibilités, et ce, pour 4 "résolutions" différentes. Le spectre présenté (cf. fig. 9.15) correspond donc à la projection optimale parmi 1000 possibilités.

On note l'apparition dans le spectre de coïncidences de la transition $E_\gamma = 144$ keV prédite par une extrapolation de l'énergie des transitions aux plus bas spin via la méthode de Harris. Cette méthode a été appliquée par A. Chatillon lors de l'analyse de l'expérience précédente, avec la prédiction des énergies $E(5/2 \rightarrow 1/2) \simeq 40$ keV, $E(9/2 \rightarrow 5/2) \simeq 93$ keV et $E(13/2 \rightarrow 9/2) \simeq 145$ keV (cf. Section 9.5.1). Des calculs de coefficient de conversion électronique 9.1 permettent de mettre en évidence que les transitions de basses énergies de multipolarité $E2$ seraient très converties, de plusieurs ordres de grandeurs par rapport aux taux de transitions gamma, et suffisamment intenses pour pouvoir être signées dans le spectre d'électrons.

Conversion électronique

On a résumé dans le tableau (9.1) l'énergie des électrons et les coefficients de conversion [289] associés aux 4 rayonnements de plus basse énergie prédits pour la bande $1/2^- [521]$. Pour chaque orbitale atomique concernée - K, L, M et N - on présente le taux de conversion

9. SPECTROSCOPIE DU ^{251}MD

α_{ec} ainsi que l'énergie E_{ec} à laquelle la transition devrait être observée sous condition d'une intensité suffisante.

$E_\gamma(\text{keV})$	194	144	93	40
α_T	1,629 (23)	5,50 (8)	40,5 (6)	2250 (4)
$E_{ec}(K)$	48,40	-	-	-
$\alpha_{ec}(K)$	0,1342 (19)	-	-	-
$E_{ec}(L_{tot})$	168,08	118,36	67,7	15,16
$\alpha_{ec}(L_{tot})$	1,073 (15)	3,94 (6)	29,0 (4)	1612 (23)
K/L	0,1250 (25)	-	-	-
$E_{ec}(M_{tot})$	187,37 (23)	137,44	86,53	33,64
$\alpha_{ec}(M_{tot})$	0,308 (5)	1,138 (16)	8,38 (12)	466 (7)
L/M	3,49 (7)	3,47 (7)	3,46 (7)	3,46 (7)
$E_{ec}(N_{tot})$	192,29	142,31	91,34	38,37
$\alpha_{ec}(N_{tot})$	0,0878 (13)	0,325 (5)	2,40 (4)	133,4 (19)
L/N	12,22 (25)	12,14 (24)	12,09 (24)	12,09 (24)

Table 9.1: Conversions des transitions γ de multipolarité $E2$ associés à l'orbitale $1/2^-$ [521].

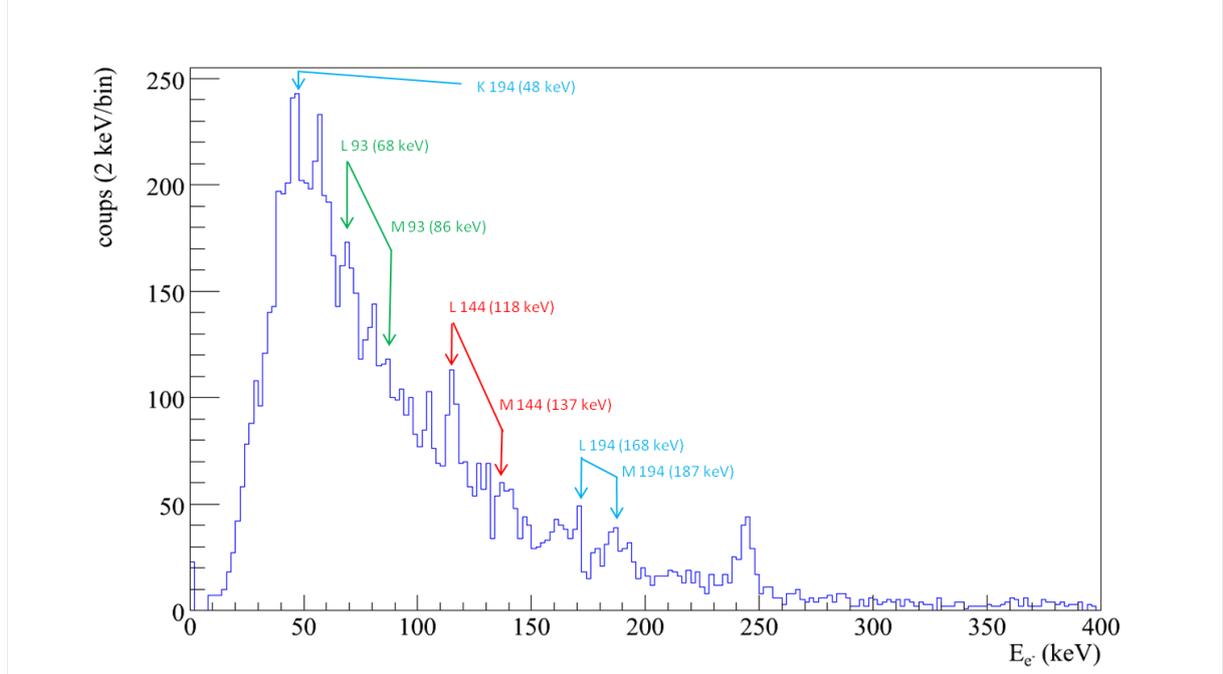


Figure 9.16: Identification des transitions électroniques associées à la conversion des transitions $E2$ de faible énergie de la bande $1/2^-$ [521].

Le spectre d'électrons prompt RT présente des structures correspondant aux conversions K,L et M de la transition $E_\gamma = 194$ keV, mais aussi les conversions L et M de la transition $E_\gamma = 144$ keV, ainsi que les conversions L, M et N de la transition $E_\gamma = 93$ keV. La transition $E_\gamma = 40$ keV étant convertie en électrons dont les énergies < 40 keV sont inférieures au seuil

permis par la barrière haut voltage de SAGE (cf. Section 8.3). Notons que la statistique s'est révélée insuffisante pour une analyse des coïncidences $\gamma - e^-$.

Moment d'inertie dynamique et cinématique

Les énergies peuvent être utilisées pour calculer les moments d'inertie cinématique et dynamique, et tracer leur évolution en fonction de la fréquence de rotation $\hbar\omega$ du noyau. Le moment d'inertie dynamique de la bande $1/2^- [521]$ est calculé en considérant que les transitions entre états sont caractérisées par $\Delta I = 2$. Les résultats sont présentés en comparaison avec les noyaux pair-pair voisins (cf. fig. 9.17). La variation régulière du moment d'inertie dynamique en fonction de la fréquence de rotation atteste que les transitions appartiennent bien à la même bande.

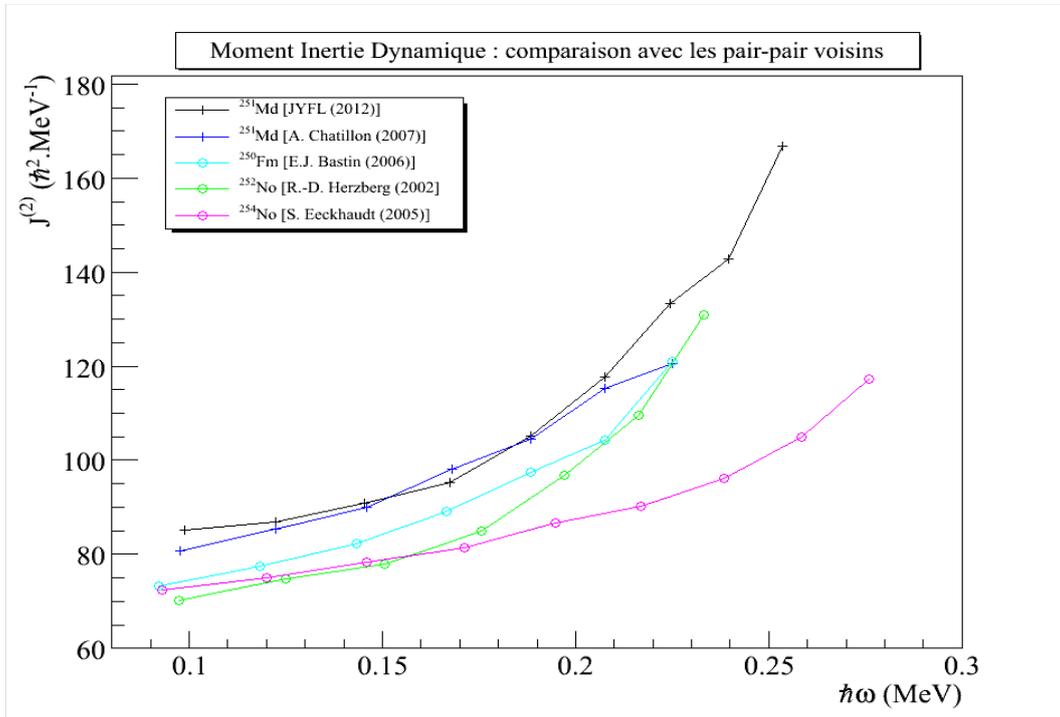


Figure 9.17: Comparaison du moment d'inertie dynamique avec les noyaux pair-pair voisins. [274]

Des structures rotationnelles construites sur l'orbitale $1/2^- [521]$ ont été identifiées dans les noyaux de ^{247}Bk ($Z = 97$) [290] [291] et de ^{251}Es $Z = 99$ [291] [292] produits par réactions de transfert et étudiés par spectroscopie de particules chargées. Les états de plus bas spin jusqu'à $9/2^-$ ont pu être étudiés, et un paramètre de découplage de $a = 0,9$ pour le ^{247}Bk et de $a = 1$ pour le ^{251}Es ont été déduits.

Les valeurs expérimentales du moment d'inertie dynamique ont été comparées avec des prédictions théoriques HFB faites pour les 2 bandes partenaires en signature construites sur chaque orbitale candidate (cf. fig. 9.18) [274]. On constate que la moment d'inertie seul ne permet pas de distinguer entre les configurations qui sont prédites avec HFB comme étant très similaires [276]. On peut néanmoins noter que la variation de $J^{(2)}$ est assez similaire à celle de la bande partenaire $\alpha = -1/2$ de la bande $1/2^- [521]$ à une sous estimation près de la théorie d'environ $10 \hbar^2/\text{MeV}$.

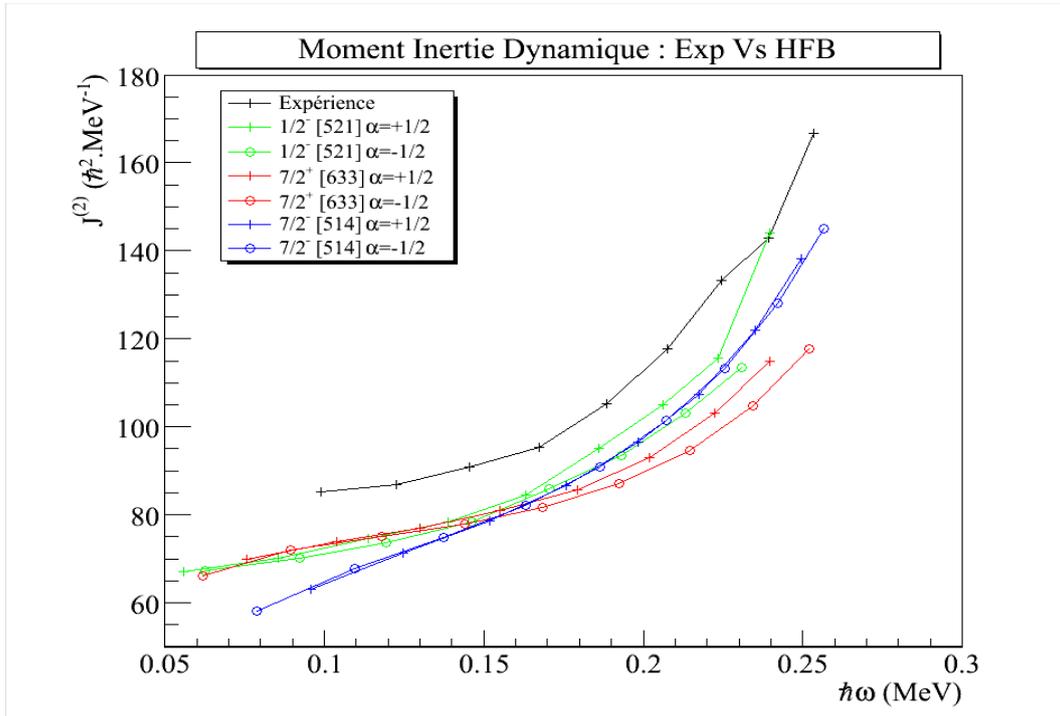


Figure 9.18: Comparaison du moment d’inertie dynamique avec les prédictions HFB pour chaque orbitale. [274]

9.5.2 Structure collective construite sur l’orbitale $7/2^- [514]$

Les prédictions théoriques relatives au rapport d’intensité $T(M1)/T(E2)$ de la bande rotationnelle construite sur l’état fondamental $7/2^- [514]$ (cf. fig. 9.3) indiquent que les transitions de multipolarité $E2$ sont favorisées, sauf aux plus bas spin $< 10\hbar$ où la désexcitation procède par transitions $M1$ [274]. Les décroissances $E2$ des deux bandes partenaires de la structure rotationnelle devraient être observables en spectroscopie gamma.

La spectroscopie gamma prompte a permis de mettre en évidence une nouvelle structure collective (cf. fig. 9.19) candidate pour cette orbitale, et avec une intensité proche de celle de la bande $1/2^- [521]$. La structure n’a pas pu être observée en RDT mais son observation en coïncidence (cf. fig. 9.20) permet d’affirmer que les transitions proviennent bien de la même cascade de désexcitation. Cette structure, si elle est construite sur l’orbitale $7/2^- [514]$, n’a cependant pas été observée avec sa bande partenaire en signature. Cette bande partenaire est attendue à des énergies proches de la $1/2^- [521]$. L’observation d’une largeur anormalement importante de la base des transitions de la bande $1/2^- [521]$ argumente en faveur d’une quasi-dégénérescence des deux bandes.

Cependant, la bande partenaire devrait *a priori* être observée dans le spectre en coïncidences $\gamma - \gamma$ car peuplée lors de la même cascade de désexcitation alors que ce n’est pas le cas. Cette absence peut néanmoins être expliquée par la faiblesse des transitions interbandes $M1$, de tel sorte qu’un noyau peuplé dans l’une de ses bandes partenaires verra son processus de désexcitation majoritairement confiné dans la même bande par transitions intra-bande $E2$. Ainsi, les transitions de chaque partenaire en signature seront en coïncidences séparées, une séparation qui s’estompera progressivement avec l’augmentation de l’intensité des transitions $M1$ par rapport aux $E2$. Le rapport $T(M1)/T(E2)$ montre que ce croisement est atteint à

environ $10\hbar$, ce qui implique que les transitions de la bande partenaire devraient commencer à apparaître en coïncidence aux plus bas spin. Quelques coups sont observables mais sans qu'aucune affirmation ne puisse être faite (cf. fig.9.20).

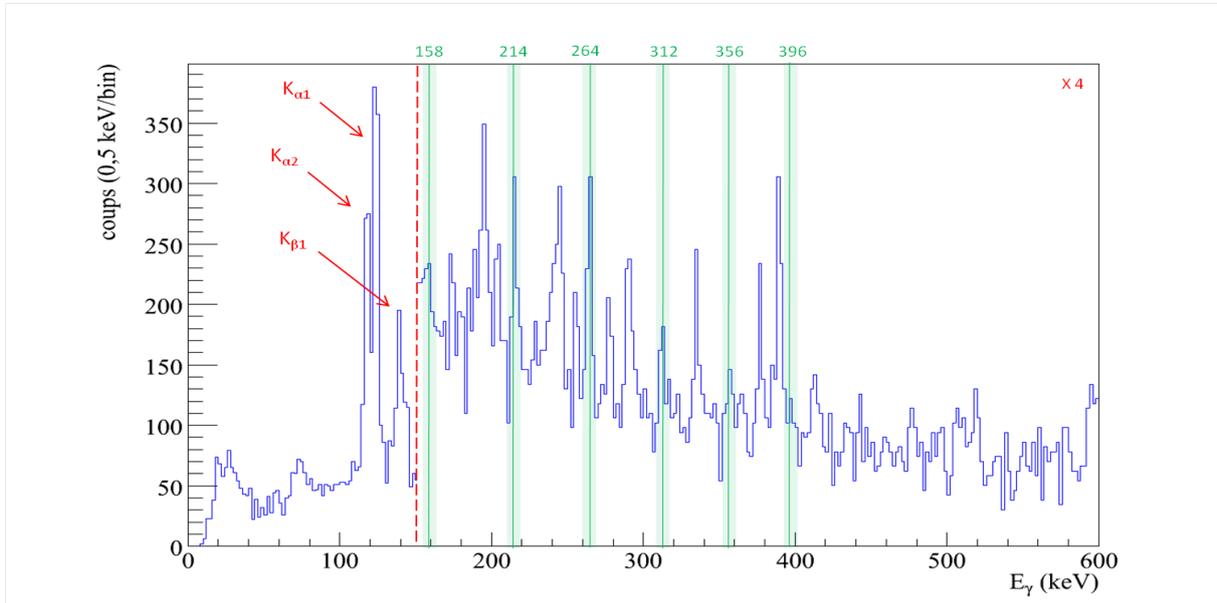


Figure 9.19: Bande rotationnelle candidate pour l'orbitale $7/2^-$ [514].

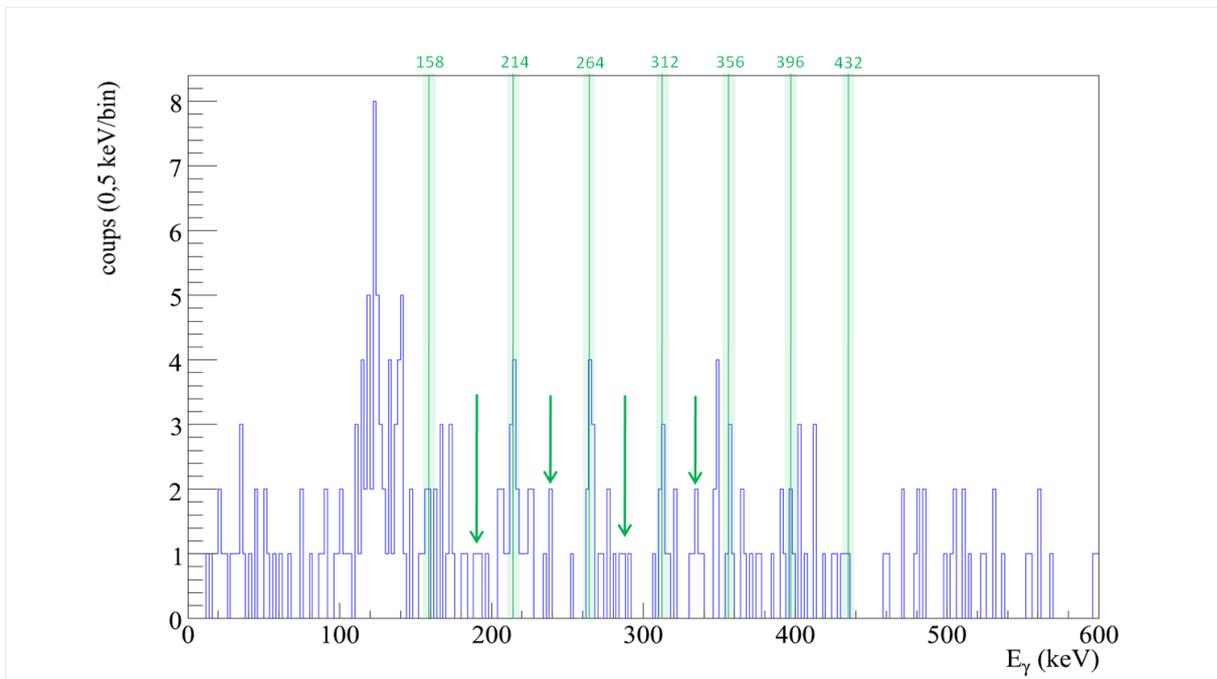


Figure 9.20: Spectre de coïncidences $\gamma - \gamma$. On pointe avec les flèches vertes la potentielle bande partenaire apparaissant aux bas spin.

Suivant l'hypothèse d'une bande partenaire dégénérée avec la bande $1/2^-$ [521], la recherche de signatures dans le spectre d'électrons des transitions inter-bandes de multipolarité M1 n'a pas été concluante.

9.5.3 Structure collective construite sur l'orbitale $7/2^+$ [633]

Les prédictions théoriques relatives au rapport d'intensité $T(M1)/T(E2)$ de la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental $7/2^+$ [633] indiquent que la desexcitation procède majoritairement par transitions inter-bandes de multipolarité $M1$ aux bas spin jusqu'à environ $15\hbar$ (soit environ 300 keV), avec un changement de régime au profit de transitions $E2$ aux spin plus élevés (cf. fig. 9.3) [274]. On devrait pouvoir observer les transitions $E2$ des deux bandes partenaires aux énergies supérieures à 300 keV environ, puis les transitions $M1$ aux énergies inférieures jusqu'à environ 150 keV, une limite en dessous de laquelle les plus basses transitions $M1$ ne seront visibles que dans le spectre d'électrons. La manifestation de cette structure est donc très complexe et nous nous baserons sur les calculs théoriques HFB [274] pour tenter de la mettre en évidence.

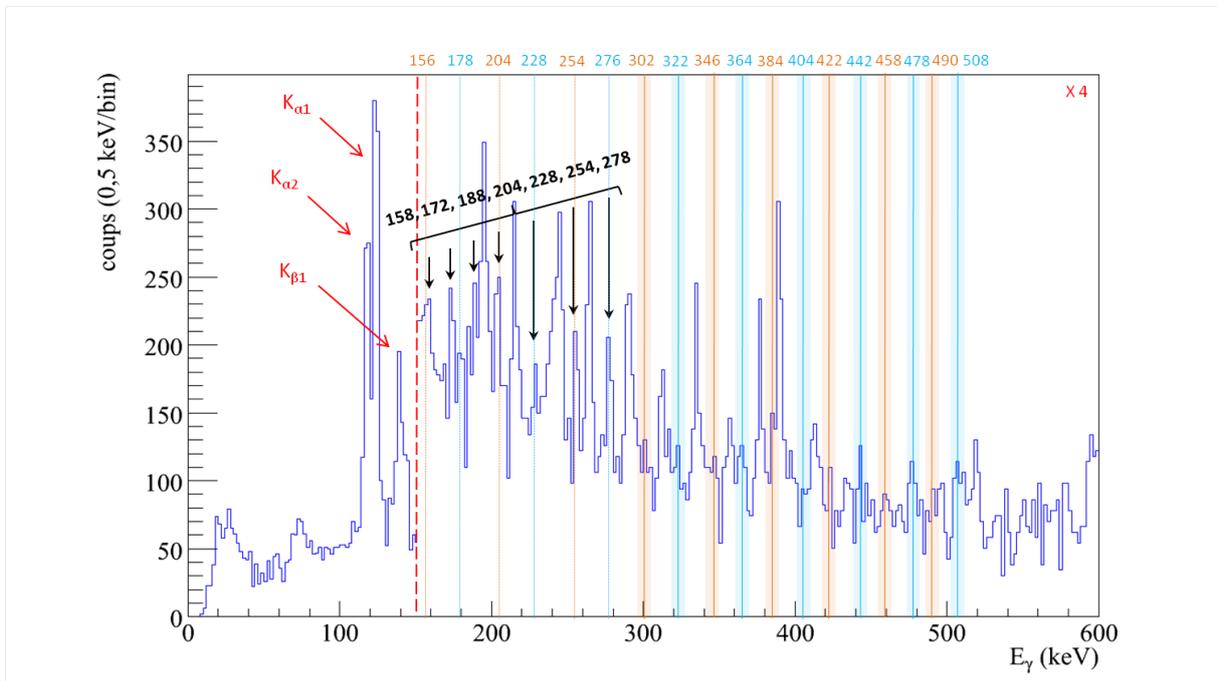


Figure 9.21: Structures périodiques candidates en tant que transitions $E2$ des bandes partenaires en signature $\alpha = +1/2$ et $\alpha = -1/2$. Les transitions fléchées en noires sont des candidates en tant que transitions inter-bandes $M1$.

Si on considère l'ensemble des transitions non assignées aux deux structures précédentes, on peut deviner deux structures régulières (en orange et bleu) aux énergies supérieures à 300 keV pouvant potentiellement correspondre aux transitions $E2$ des bandes partenaires en signature $\alpha = +1/2$ et $\alpha = -1/2$. Ce spectre est présenté de façon "indicative" où l'on a volontairement extrapolé l'identification aux "pseudo-pics" n'ayant pas assez de statistique (cf. fig. 9.21).

En suivant les prédictions HFB [274], les structures observables dans la partie inférieure du spectre (< 300 keV) peuvent être interprétées comme des potentielles transitions inter-bandes $M1$ (transitions fléchées en noir sur la figure 9.21). On remarque que les transitions présentent deux périodicités différentes comme attendu dans le cas de transitions reliant les 2 partenaires en signature. En admettant que ces structures correspondent à des transitions inter-bandes $M1$ associées à l'orbital $7/2^+$, on peut rechercher leur conversion dans le spectre d'électrons. Leurs énergies sont calculées dans le tableau 9.2 [289]. On constate que les transitions les plus converties peuvent toutes être associées à une structure encore non-assignée

du spectre d'électrons (cf. fig. 9.22).

$E_\gamma(\text{keV})$	α_T	$E_{ec}(K)$	$\alpha_{ec}(K)$	$E_{ec}(L_{tot})$	$\alpha_{ec}(L_{tot})$	K/L
158	13.61 (19)	12.40	10.48 (15)	129.76	2.34 (4)	4.49 (9)
172	10.71 (15)	26.40	8.26 (12)	143.76	1.83 (3)	4.51 (9)
188	8.34 (12)	42.40	6.43 (9)	159.76	1.423 (20)	4.52(9)
204	6.62 (10)	58.40	5.11 (8)	175.76	1.129 (16)	4.53 (9)
228	4.84 (7)	82.40	3.74 (6)	199.76	0.824 (12)	4.53 (9)
254	3.58 (5)	108.40	2.76 (4)	225.76	0.608 (9)	4.54 (9)
278	2.78 (4)	132.40	2.15 (3)	249.76	0.472 (7)	4.55 (9)

Table 9.2: Conversions e^- des transitions γ $M1$ inter-bandes candidates pour l'orbitale $7/2^+$.

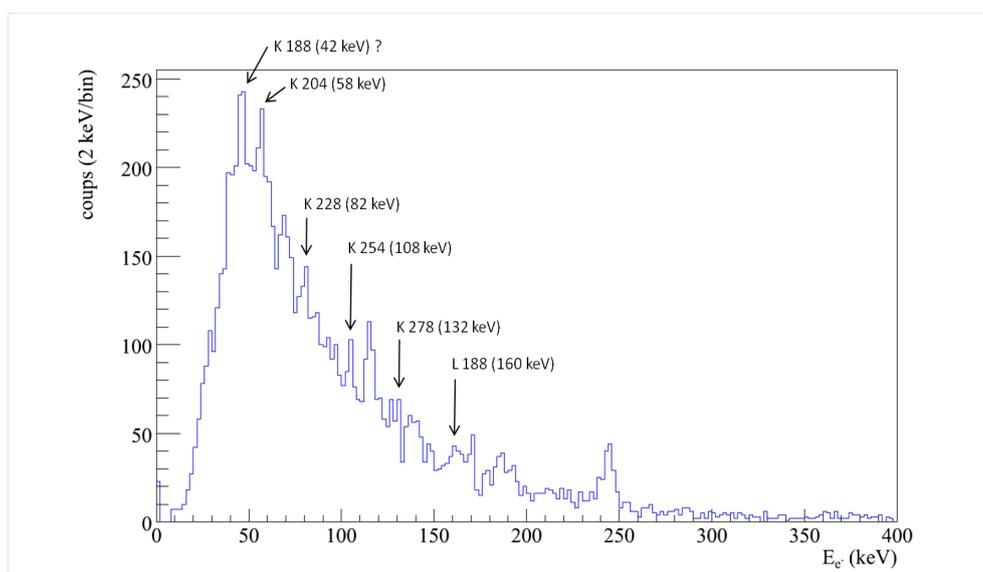


Figure 9.22: Identification dans le spectre e^- de la conversion des transitions γ $M1$ inter-bandes candidates pour l'orbitale $7/2^+$.

Conclusions et perspectives pour l'expérience de spectroscopie du ^{251}Md

L'expérience de spectroscopie gamma-électron en coïncidence du ^{251}Md effectuée à Jyväskylä en février 2012 constitue la première expérience de ce type sur un noyau transfermium. Les résultats obtenus et présentés dans cette thèse sont le fruit d'un travail d'analyse ayant duré 4 mois à partir de la fin de l'expérience.

L'analyse aura permis de confirmer le temps de demi-vie alpha déduit des expériences précédentes, et de corriger la valeur de la section efficace. Une estimation ultérieure du taux de coïncidences fortuites a montré qu'elles pouvaient être négligées. La différence entre les valeurs de section efficace a été interprétée par une probable détérioration de l'épaisseur de cible.

Une calibration en énergie de l'ensemble des détecteurs a été effectuée, ainsi qu'une mesure de l'efficacité de JUROGAM2 et SAGE. L'alignement en temps des détecteurs germanium a aussi permis d'affiner la sélection temporelle sur les événements d'intérêts. Des spectres gamma signés par un événement de recul sont le résultat d'une optimisation de la sélection cinématique à travers les matrices $[\text{ToF}; \text{dE}]$, $[\text{ToF}; \text{E}]$, $[\text{ToF}; \text{dE}/\text{E}]$ et $[\text{dE}; \text{E}]$. La position des événements de reculs dans ces matrices a pu être signée par les décroissances alpha, et différents contours de sections ont été testés. Toutes les combinaisons possibles de ces matrices ont été comparées dans l'optique de maximiser le rapport signal sur bruit. Il est apparu que les sélections, autre que $[\text{ToF}; \text{dE}]$, n'apportaient pas d'amélioration significative au spectre et qu'elles contribuaient finalement à une diminution du nombre de coups dans les matrices de coïncidences. Un ajustement minutieux des différentes sélections m'a permis de mettre en évidence plusieurs structures périodiques dans le spectre recul-gamma, ainsi qu'un ensemble important de transitions dans le spectre recul-électrons.

Une structure rotationnelle construite sur la bande $1/2 - [521]$ observée précédemment a pu être confirmée, à la fois en coïncidence gamma-gamma, mais aussi et pour la première fois par un conditionnement du spectre aux événements recul-alpha. Cette dernière mérite d'être soulignée dans la mesure où elle montre la faisabilité de la méthode RDT à ce noyau, grâce à la section efficace supérieure au micro barn et malgré le faible rapport d'embranchement de décroissance alpha. Une seule des deux bandes partenaires construites sur l'orbitale $1/2 - [521]$ est observée, comme prévu par les prédictions théoriques HFB. Les transitions observées ont permis d'estimer, par extrapolation via la méthode de Harris, les énergies des transitions de plus bas spin. La conversion de ces transitions de multipolarité E2 de faible énergie ont pu être observées dans le spectre d'électron aux énergies exactes prévues, démontrant pour la première fois la fonctionnalité du détecteur SAGE dans la région extrême des transfermiums. L'analyse des coïncidences gamma-électron entre les transitions de cette bande n'a pas aboutie mais mériterait d'être affinée.

CONCLUSION

Une nouvelle structure périodique a été clairement mise en évidence, et confirmée en coïncidence gamma-gamma. Une considération des orbitales actives prédites dans la région permet de faire l'hypothèse qu'elle correspondrait à l'une des 2 bandes partenaires construites sur l'orbital $7/2 - [514]$. Les prédictions HFB de l'évolution du rapport $T(M1)/T(E2)$ donnent néanmoins la deuxième bande partenaire comme observable. La largeur anormale des transitions de la structure construite sur la bande $1/2 - [521]$ argumente en faveur d'une quasi-dégénérescence des deux bandes. Cette seconde bande partenaire n'a pas été observée dans le spectre des coïncidences gamma-gamma, une absence explicable par une décroissance majoritairement par transition E2 intra-bande. L'augmentation du taux de transitions inter-bandes M1 aux bas spin devrait néanmoins la rendre observable en coïncidence pour les plus basses énergies. La statistique semble insuffisante mais l'analyse mériterait d'être affinée sur ce point.

Un certain nombre de transitions, différentes des deux structures précédentes, ont été observées dans le spectre recul-gamma. La présence d'une orbitale $7/2 + [633]$ prédite active dans la région m'a amené à interpréter les transitions restantes comme appartenant potentiellement à la structure rotationnelle qui lui est associée. Les prédictions HFB donnent la structure comme décroissante essentiellement par transitions de multipolarité M1 très convertis. Le calcul des énergies de conversions électroniques m'a permis d'associer les structures encore non assignées du spectre d'électrons à chaque transition gamma suffisamment convertie. Cette correspondance argumente en faveur d'une multipolarité M1 des transitions, mais seule une analyse en coïncidences permettrait de conclure quant à leur appartenance à une même structure rotationnelle.

L'interprétation de la transition à 388 keV dans le spectre recul-gamma et de la transition à 242 keV présente dans le spectre recul-électron n'a pas abouti et il a été choisi de ne pas le faire figurer dans ce manuscrit. La transition électronique observée apparaît à l'énergie exacte de conversion de la transition gamma. Une transition entre les têtes de bande $7/2+$ et $7/2-$ serait de multipolarité E1 très peu convertie ($\alpha_{tot} \simeq 0,03$). De même, une transition entre les états $1/2-$ et $7/2-$ de multipolarité M3 serait trop convertie ($\alpha_{tot} \simeq 7$) pour que la transition gamma soit observable, et l'énergie serait incompatible avec les 55 keV observés en spectroscopie retardée. La seule hypothèse plausible serait une transition reliant les têtes de bande $7/2+$ et $1/2-$ de multipolarité E3 qui donnerait un coefficient de conversion ($\alpha_{tot} \simeq 0,9$) compatible avec les intensités observées. Seule une analyse en coïncidences entre la transition à 388 keV et les transitions associées à la structure rotationnelle construite sur l'état $7/2 + [633]$ nous permettrait de conclure.

Malgré les mesures d'efficacité effectuées pour corriger les intensités des différentes transitions observées, l'absence d'une partie toujours importante des structures rotationnelles observées ne permet pas de mesurer le rapport entre les probabilités de transitions $T(M1)/T(E2)$. L'analyse devrait pouvoir être affinée et le rapport signal sur bruit amélioré, mais le manque de statistique semble indiquer que l'on est aux limites des capacités de détection pour une spectroscopie prompte gamma-électron en coïncidences de ce type de noyau impair.

Annexe A : La collaboration S^3

- ANL - Argonne National Laboratory (Argonne, USA)
- CENBG - Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan (Gradignan, France)
- CSNSM - Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse (Orsay, France)
- FLNR - Flerov National Laboratory (Dubna, Russia)
- GANIL - Grand Accélérateur National D'Ions Lourds (Caen, France)
- GSI - Gesellschaft für Schwerionenforschung (Darmstadt, Germany)
- INFN/LNL - Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Laboratori Nazionali di Legnaro (Legnaro, Italy)
- IPHC - Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (Strasbourg, France)
- IPNL - Institut de Physique Nucléaire de Lyon (Lyon, France)
- IRFU-CEA : Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers - Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (Saclay, France)
- IPNO - Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (Orsay, France)
- JYFL - University of Jyväskylä, Department of Physics (Jyväskylä, Finland)
- KULeuven/IKS - Katholieke Universiteit Leuven, Instituut voor Kern-en-Stralingsfysica (Leuven, Belgium)
- Liverpool-U - University of Liverpool, Department of Physics (Liverpool, UK)
- INFN/LNS - Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Laboratori Nazionali del Sud (Catania, Italy)
- LPSC - Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (Grenoble, France)
- MSU - Michigan State University (East Lansing, USA)
- LMU - Ludwig Maximilians Universität München (Munich, Germany)
- NJU - Nanjing University (Nanjing, China)
- NIU - Northern Illinois University (DeKalb, USA)
- SAS - Slovak Academy of Science (Bratislava, Slovakia)
- JU - M. Smoluchowski Institute of Physics Jagiellonian University (Krakow, Poland)
- CEA/DAM - Direction des Applications Militaires (Bruyères-le-Châtel, France)
- SUBATECH - Laboratoire de Physique Subatomique et des Technologies Associées (Nantes, France)
- TAMU - Texas A&M University (College Station, USA)
- JGU - Johannes Gutenberg Universität Mainz (Mainz, Germany)
- YORK - University of York (York, UK)
- Vinca Institute of Nuclear Sciences (Belgrade, Serbia)

Annexe B : Liste des lettres d'intentions S^3

On retrouvera l'ensemble des 14 lettres d'intentions sur le site officiel du GANIL : <http://pro.ganilspiral2.eu/spiral2/instrumentation/s3>.

Physique atomique

- Projet FISIC de collision ion-rapides ion-lents (LoI Day1 n°1, E. Lamour)

Structure des noyaux riches en protons et $N = Z$

- Etudes des états de particules individuels et de l'interaction proton-neutron dans la région du ^{100}Sn (LoI Day1 n°6, L. Caceres, F. Azaiez)
- "Usine à ^{100}Sn ", étude de la structure des noyaux de la région ^{100}Sn (LoI Day1 n°11, D. Seweryniak)
- Structure en couche, symétrie d'isospin et changement de forme dans les noyaux $N = Z$ (LoI Day1 n°8, G. De Angelis, B. Wadsworth)
- Excitation coulombienne du noyau ^{104}Sn : calcul de modèle en couche de large échelle (LoI Day1 n°8, G. De Angelis, B. Wadsworth)
- Excitations coulombienne des bandes $T = 1$ des noyaux impair-impair ^{62}Ga , ^{66}As et ^{70}Br (LoI Day1 n°8, G. De Angelis, B. Wadsworth)
- Mesure du moment quadripolaire d'états isomériques via la technique de "Tilted-foils" avec S^3 (LoI Day1 n°9, G. Georgiev, M. Hass)
- Etudes de précision des décroissances beta super-permises de noyaux lourds impair-impair $N = Z$ (LoI Day1 n°10, B. Blank)
- Spectroscopie détaillé des noyaux riches en protons autour de $N = 82$ via la décroissance d'états isomériques (LoI Day1 n°17, C. Petrache, Ph. Woods, D. Seweryniak)
- Evolution de la sous-couche $Z = 40$ à l'approche de la dripline proton (LoI Day1 n°18, B. Bastin)

Noyaux riches en neutrons

- In-beam gamma spectroscopy of neutron-rich nuclei studied with PARIS at the intermediate focal plane of S^3 (LoI Day1 n°7, I. Stefan, B. Fornal)

Propriétés de l'état fondamental

Spectroscopie d'ions par résonance laser "en-source" pour :

- le noyau de ^{94}Ag (LoI Day1 n°3, I. G. Darby)
- les isotopes légers d'étain $^{101-107}\text{Sn}$ (LoI Day1 n°4, I. G. Darby)
- les noyaux transuraniens $Z \geq 92$ (LoI Day1 n°5, I. G. Darby)

Étude des noyaux superlourds

Production et spectroscopie d'éléments lourds et superlourds avec S^3 et le LINAG (LoI Day1 n°2, P. Greenlees, Jyväskylä)

- Noyaux déficitaires en neutrons autour de $Z = 92$ et $N = 126$ (K. Hauschild) ;
- Étude des isotopes riches en neutrons produits par réactions asymétriques (A. Korichi) ;
- Étude des isomères K dans la région $Z = 100 - 110$ (Ch. Theisen) ;
- Production des SHE $Z = 106 - 108 - 112$ avec des cibles d'uranium (C. Stodel).

Annexe C : Dessin technique S^3

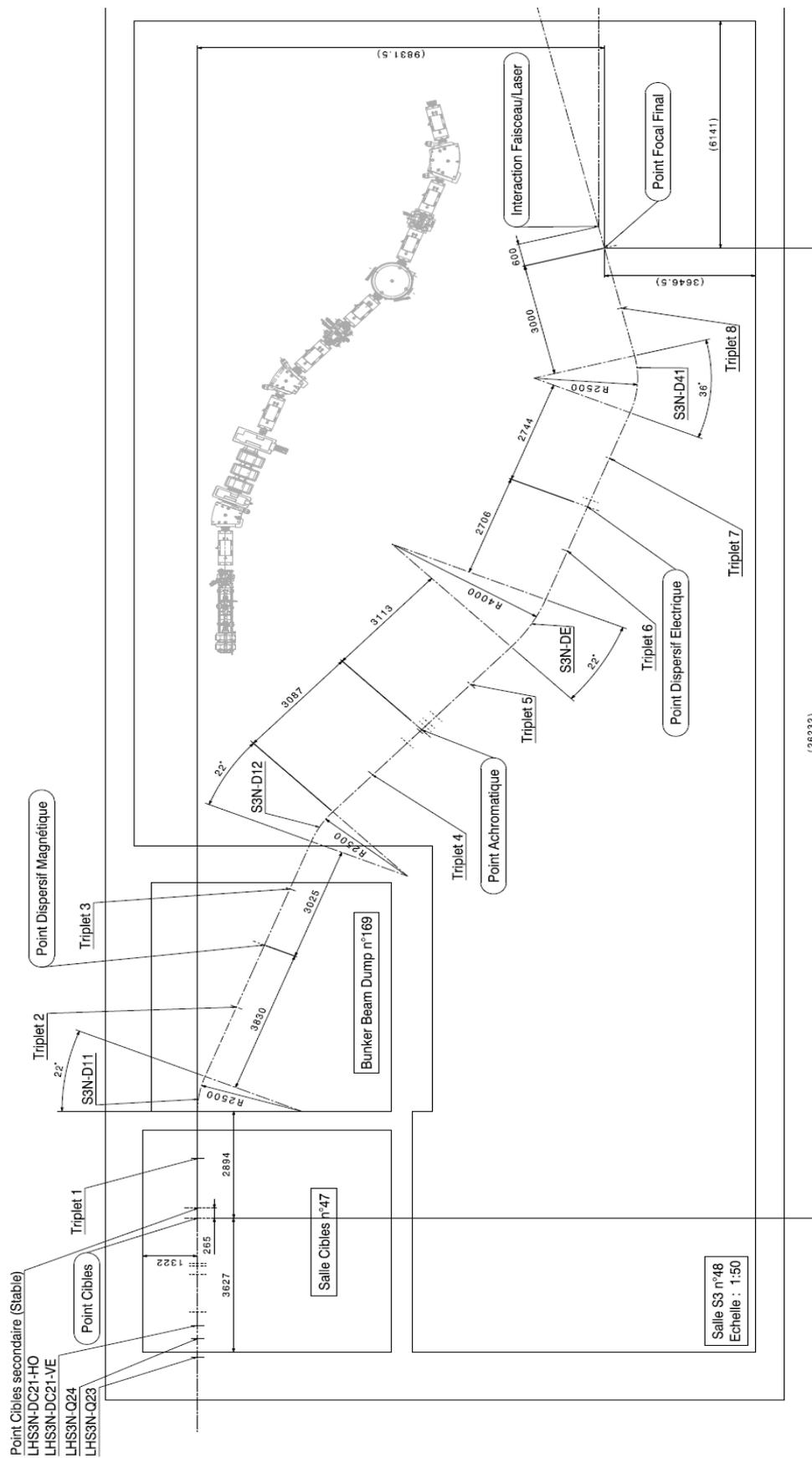


Figure 9.23: Dessin technique de S^3 comprenant l'ensemble des angles et dimensions.

	Longueur / Distance	Total		Longueur / Distance	Total		Longueur / Distance	Total
Distance Point Cibles - Multipôle 11	765 mm		Distance Dipôle S3N-D12 - Multipôle 31	535 mm		Distance Point Dispersif Electrique - Multipôle 44	565 mm	
Triplet 1			Triplet 4			Triplet 7		
Longueur géométrique Multipôle 11	500 mm		Longueur géométrique Multipôle 31	500 mm		Longueur géométrique Multipôle 44	500 mm	
Distance Multipôle 11 - Multipôle 12	100 mm	2465 mm	Distance Multipôle 31 - Multipôle 32	100 mm	3087 mm	Distance Multipôle 51 - Multipôle 45	100 mm	2744 mm
Longueur géométrique Multipôle 12	500 mm		Longueur géométrique Multipôle 32	500 mm		Longueur géométrique Multipôle 45	500 mm	
Distance Multipôle 12 - Multipôle 13	100 mm		Distance Multipôle 32 - Multipôle 33	100 mm		Distance Multipôle 52 - Multipôle 46	100 mm	
Longueur géométrique Multipôle 13	500 mm		Longueur géométrique Multipôle 33	500 mm		Longueur géométrique Multipôle 46	500 mm	
Distance Multipôle 13 - Dipôle S3N-D11	429 mm		Distance Multipôle 33 - Point Achromatique	862 mm		Distance Multipôle 46 - Dipôle S3N-D41	479 mm	
Dipôle S3N-D11			Distance Point Achromatique - Multipôle 34	852 mm		Dipôle S3N-D41		
Angle de déviation Dipôle S3N-D11	22°		Triplet 5			Angle de déviation Dipôle S3N-D41	-36°	
Rayon de déviation Dipôle S3N-D11	2500 mm		Longueur géométrique Multipôle 34	500 mm		Rayon de déviation Dipôle S3N-D41	2500 mm	
Longueur magnétique Dipôle S3N-D11	959.93 mm		Distance Multipôle 34 - Multipôle 35	100 mm	3113 mm	Longueur Magnétique Dipôle S3N-D41	1570.79 mm	
Distance Dipôle S3N-D11 - Multipôle 21	1035 mm		Longueur géométrique Multipôle 35	500 mm		Distance Dipôle S3N-D41 - Multipôle 51	479 mm	
Triplet 2			Distance Multipôle 35 - Multipôle 36	100 mm		Triplet 8		
Longueur géométrique Multipôle 21	450 mm		Longueur géométrique Multipôle 36	500 mm		Longueur géométrique Multipôle 51	500 mm	
Distance Multipôle 21 - Multipôle 22	310 mm	3830 mm	Distance Multipôle 36 - Dipôle S3N-DE	561 mm		Distance Multipôle 51 - Multipôle 52	100 mm	3000 mm
Longueur géométrique Multipôle 22	450 mm		Dipôle S3N-DE			Longueur géométrique Multipôle 52	500 mm	
Distance Multipôle 22 - Multipôle 23	310 mm		Angle de déviation Dipôle S3N-DE	-22°		Distance Multipôle 52 - Multipôle 53	100 mm	
Longueur géométrique Multipôle 23	450 mm		Rayon de déviation Dipôle S3N-DE	4000 mm		Longueur géométrique Multipôle 53	500 mm	
Distance Multipôle 23 - Point Dispersif Electrique	825 mm		Longueur magnétique Dipôle S3N-DE	1535.89 mm		Distance Multipôle 53 - Point Focal Final	821 mm	
Distance Point Dispersif Electrique - Multipôle 24	790 mm		Distance Dipôle S3N-DE - Multipôle 41	561 mm				
Triplet 3			Triplet 6					
Longueur géométrique Multipôle 24	500 mm		Longueur géométrique Multipôle 41	500 mm		Longueur Totale Point Cibles - Point Focal Final	29425.5 mm	
Distance Multipôle 24 - Multipôle 25	100 mm	3025 mm	Distance Multipôle 41 - Multipôle 42	100 mm	2706 mm			
Longueur géométrique Multipôle 25	500 mm		Longueur géométrique Multipôle 42	500 mm				
Distance Multipôle 25 - Multipôle 26	100 mm		Distance Multipôle 42 - Multipôle 43	100 mm				
Longueur géométrique Multipôle 26	500 mm		Longueur géométrique Multipôle 43	500 mm				
Distance Multipôle 26 - Dipôle S3N-D12	535 mm		Distance Multipôle 43 - Point Dispersif Electrique	445 mm				
Dipôle S3N-D12								
Angle de déviation Dipôle S3N-D12	22°							
Rayon de déviation Dipôle S3N-D12	2500 mm							
Longueur magnétique Dipôle S3N-D12	959.93 mm							

Figure 9.24: Positionnement des éléments optiques de S^3

Références

- [1] NuDat 2.6, website : <http://www.nndc.bnl.gov>
- [2] Yu. Ts. Oganessian, "Route to islands of stability of superheavy elements", *Physics of Atomic Nuclei*, Volume 63, Issue 8, pp 1315-1336 (2000)
- [3] M.A. Stoyer, "Nuclear physics: Island ahoy!", *Nature* 442, 876-877 (2006)
- [4] Yuri Oganessian, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna
- [5] K. Morita et al., "New Result in the Production and Decay of an Isotope, $^{278}113$, of the 113th Element", *Journal of the Physical Society of Japan*, Volume 81, 103201 (2012)
- [6] "Origin of the SPIRAL2 Project" <http://pro.ganil-spiral2.eu>
- [7] "The Scientific Objectives of the SPIRAL2 Project", Published by GANIL, June 2006
- [8] The SPIRAL 2 Project ADP Report, GANIL, Janvier 2005 (<http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/what-is-spiral2/apd>)
- [9] "High Intensity beam at GANIL and future opportunities : LINAG" Rapport, Sept. 2001, GANIL R 01 02
- [10] "LINAG Phase I", A Technical Report, Version 1.3, GANIL, Juin 2002, GANIL
- [11] S3 status report, porte parole H. Savajols (2009)
- [12] Spiral2 Letter of Intent "S3: The Super Separator Spectrometer for LINAG beams" (2006)
- [13] Lettres d'intention S^3 et expériences "Day-1" (<http://pro.ganilspiral2.eu>)
- [14] A. Drouart et al., "Super Separator Spectrometer for the LINAG heavy ions beams", *International Journal of Modern Physics E*, 18 2160 (2009)
- [15] Minutes of the S3 collaboration meeting held at GANIL - Caen, July 2-3 (2007)
- [16] Niels Bohr, "Neutron Capture and Nuclear Constitution", *Nature*, Volume 137, Issue 3461, pp. 344-348 (1936)
- [17] Ch. Theisen et al., "Internal conversion and summing effects in heavy-nuclei spectroscopy", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Volume 589, Issue 2, Pages 230-242 (2008)
- [18] D. Durand, E. Suraud and B. Tamain, "Nuclear Dynamics in the nucleonic regime", *Series in fundamental and applied nuclear physics* (2001)
- [19] P. Möller et al., "Nuclear Ground-State Masses and Deformations", *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Volume 59, Issue 2, Pages 185-381 (1995).

CONCLUSION

- [20] G. Audi and A.H. Wapstra, "The 1993 Atomic Mass Evaluation", Nuclear Physics A, Volume 565, 1-66 (1993)
- [21] "A Hartree-Fock nuclear mass table" S. Goriely, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 77, Issue 2, Pages 311-381 (2001)
- [22] C. Simenel, B. Avez and D. Lacroix, "Microscopic approaches for nuclear Many-Body dynamics - Applications to nuclear reactions", Lecture given at the "Joliot Curie" school, Maubuisson, 17-22 (2007)
- [23] Denis Lacroix, "Macroscopic approaches for fusion reactions", LPC/ENSICAEN, IN2P3-CNRS
- [24] P. Bonche, S. Koonin and J.W. Negele, "One-dimensional nuclear dynamics in the time-dependent Hartree-Fock approximation", Phys. Rev. C 13, 1226-1258 (1976)
- [25] P. Bonche, B. Grammaticos and S. Koonin, "Three-dimensional time-dependent Hartree-Fock calculations of $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ and $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ fusion cross sections", Phys. Rev. C 17, 1700-1705 (1978)
- [26] H. Flocard, S.E. Koonin and M.S. Weiss, "Three-dimensional time-dependent Hartree-Fock calculations : Application to $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ collisions", Phys. Rev. C 17, 1682-1699 (1978)
- [27] J.W. Negele, "The mean-field theory of nuclear structure and dynamics", Rev. Mod. Phys. 54, 913-1015 (1982)
- [28] A.S. Umar and V.E. Oberacker, "Three-dimensional unrestricted time-dependent Hartree-Fock fusion calculations using the full Skyrme interaction", Phys. Rev. C 73, 054607 (2006)
- [29] C.Y. Wong, "Interaction Barrier in Charged-Particle Nuclear Reactions", Phys. Rev. Lett. 31, 766-769 (1973).
- [30] W. Nörenberg and H. A. Weidenmüller, Introduction to the Theory of Heavy-Ion Collisions, Springer-Verlag, (1980).
- [31] P. Fröbrich and R. Lipperheide, "Theory of nuclear reactions", Oxford University Press, (1996).
- [32] L. C. Vaz, J.M. Alexander and G.R. Satchler, "Fusion barriers, empirical and theoretical: Evidence for dynamic deformation in subbarrier fusion", Volume 69, Issue 5, Pages 373-399 (1981).
- [33] R. Bass, "Fusion of heavy nuclei in a classical model", Nuclear Physics A, Volume 231, Issue 1, p. 45-63 (1974).
- [34] R. Bass, Nuclear Reaction with Heavy Ions, Springer-Verlag, Berlin (1980).
- [35] R. Bass, "Nucleus-Nucleus Potential Deduced from Experimental Fusion Cross Sections", Phys. Rev. Lett. 39, 265-268 (1977)
- [36] H. Gaggeler et al., "Probing sub-barrier fusion and extra-push by measuring fermium evaporation residues in different heavy ion reactions", Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei, Volume 316, Issue 3, pp 291-307 (1984).
- [37] R. Bass, "Fusion reactions: Successes and limitations of a one-dimensional description", Deep-Inelastic and Fusion Reactions with Heavy Ions, Lecture Notes in Physics Volume 117, pp 281-293 (1980).

-
- [38] J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki and C. F. Tsang, "Proximity forces", *Annals of Physics*, Volume 105, Issue 2, Pages 427-462 (1977).
- [39] J. Blocki *et al.*, "Fusion - Fission dynamics", *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, Volume 341, Issue 3, pp 307-313 (1992).
- [40] W.J. Swiatecki, "Macroscopic description of the interaction between two complex nuclei", Lawrence Berkeley Laboratory report, LBL-4296 (1975).
- [41] W. J. Swiatecki, "The Dynamics of Nuclear Coalescence or Reseparation", *Phys. Scrip.*, vol. 24, pp. 113-122 (1981).
- [42] Fröbrich P., "Fusion and capture of heavy ions above the barrier: Analysis of experimental data with the surface friction model", *Physics Reports*, Volume 116, Issue 6, Pages 337-400 (1984).
- [43] A. G. Popeko, "Subbarrier cold fusion reactions leading to superheavy elements", *Il Nuovo Cimento A*, Volume 110, Issue 9-10, pp 1137-1142 (1997).
- [44] W. Swiatecki, "The dynamics of the fusion of two nuclei", *Nuclear Physics A* Volume 376, Issue 2, Pages 275-291 (1982).
- [45] J. Blocki *et al.*, "Dynamical hindrance to compound-nucleus formation in heavy-ion reaction", *Nuclear Physics A*, Volume 459, Issue 1, Pages 145-172 (1986).
- [46] V. I. Zagrebaev, "Fusion-fission dynamics of super-heavy element formation and decay", *Nuclear Physics A*, Volume 734, Pages 164-167 (2004).
- [47] V. I. Zagrebaev *et al.*, "Fusion-Fission Dynamics and Perspectives of Future Experiments", *Physics of Atomic Nuclei*, Volume 66, No. 6, pp. 1033-1041 (2003).
- [48] V. I. Zagrebaev *et al.*, "Synthesis of superheavy nuclei: How accurately can we describe it and calculate the cross sections?", *Physical Review C*, Volume 65, 014607 (2002).
- [49] K. Hagino *et al.*, "A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions", *Computer Physics Communications* 123, pp. 143-152 (1999).
- [50] V. Zagrebaev, A. Kozhin, *Nuclear Reactions Video* (knowledge base on low energy nuclear physics), JINR Report No. E10-99-151, Dubna (1999). Website : <http://nrv.jinr.ru/nrv>
- [51] Valery Zagrebaev and Walter Greiner, "Synthesis of superheavy nuclei: A search for new production reactions", *Physical Review C*, Volume 78, 034610 (2008).
- [52] W. D. Myers, W. J. Swiatecki, "Nuclear properties according to the Thomas-Fermi model", *Nuclear Physics A*, Volume 601, Issue 2, Pages 141-167 (1996).
- [53] A. Marchix, Thèse de Doctorat, "Etude de l'influence de l'énergie de correction de couches sur les réactions nucléaires menant à la région des noyaux superlourds" (2007).
- [54] A. Gavron, "Statistical model calculations in heavy ion reactions", *Phys. Rev. C* 21, 230-236 (1980).
- [55] W. Reisdorf, "Analysis of fissionability data at high excitation energies", *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, Volume 300, Issue 2-3, pp 227-238 (1981).
- [56] W. Reisdorf *et al.*, "How well do we understand the synthesis of heavy elements by heavy-ion induced fusion?", *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, Volume 343, Issue 1, pp 47-57 (1992).

CONCLUSION

- [57] S. Hofmann, "Superheavy Elements", The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. III, Lecture Notes in Physics, Volume 764, Springer, Berlin Heidelberg (2009).
- [58] Joshua Barnes Patin, "Experimental cross sections for reaction of heavy ions and ^{208}Pb , ^{209}Bi , ^{238}U and ^{248}Cm target", Lawrence Berkeley National Laboratory (2002).
- [59] A. S. Goldhaber, "Volume versus surface sampling of Maxwellian distributions in nuclear reactions", Phys. Rev. C 17, 2243-2244 (1978).
- [60] K.E. Gregorich, "Simulation of recoil trajectories in gas-filled magnetic separators", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 711 (2013) 47-59
- [61] "ABLA07 - towards a complete description of the decay channels of a nuclear system from spontaneous fission to multifragmentation", Aleksandra Kelic et al., "Joint ICTP-IAEA Advanced Workshop on Model Codes for Spallation Reaction", INDC IAEA 181-221 (2008)
- [62] M. G. Itkis et al., "Fusion-fission of heavy and superheavy nuclei", Physics of Atomic Nuclei, Volume 66, Issue 6, pp 1118-1124 (2003)
- [63] Feng Zhao-qing et al., "Dynamics in Production of Superheavy Nuclei in Low-energy Heavy-ion Collisions", Nucl. Phys. Rev. Volume 28, No. 1 (2011).
- [64] A.S. Umar and V.E. Oberacker, and J.A. Marhun, "Neutron transfer dynamics and doorway to fusion in time-dependent Hartree-Fock theory", The European Physical Journal A, Volume 37, Issue 2, pp 245-250 (2008).
- [65] E. Vulgaris et al., "Fusion, transfer, and elastic scattering at sub-barrier energies for $^{16,18}\text{O}$ ions on ^{208}Pb and ^{15}N and ^{16}O ions on ^{209}Bi ", Phys. Rev. C 33, 2017-2027 (1986).
- [66] P. Bonche and N. Ngô, "Time-dependent Hartree-fock description of charge equilibration in heavy-ion collisions", Physics Letters B, Volume 105, Issue 1, Pages 17-21 (1981).
- [67] Ph. Chomaz, M. Di Toro and A. Smerzi, "Pre-equilibrium effects on properties of hot giant dipole resonances", Nuclear Physics A, Volume 563, Issue 3, Pages 509-524 (1993).
- [68] C. Simenel, Ph. Chomaz and G. de France, "Quantum Calculation of Dipole Excitation in Fusion Reaction", Phys. Rev. Lett. 86, 2971-2974 (2001)
- [69] C. Simenel, Ph. Chomaz, and G. de France, "Fusion process studied with preequilibrium giant dipole resonance in time dependent Hartree-Fock theory" Phys. Rev. C 76, 024609 (2007).
- [70] A. Winther, "Grazing reactions in collisions between heavy nuclei", Nuclear Physics A, Volume 572, Issue 1, Pages 191-235 (1994).
- [71] Rapport de prospective 2015 du GANIL : <http://pro.ganil-spiral2.eu>
- [72] Tables of Physical & Chemical Constants (16th edition 1995). 4.8.2 Rutherford scattering. Kaye & Laby Online. Version 1.0 (2005) www.kayelaby.npl.co.uk
- [73] W.-K. Chu, J. W. Mayer and M.-A. Nicolet (1978) Backscattering Spectrometry, Academic Press, New York.
- [74] W. T. Scott, "The Theory of Small-Angle Multiple Scattering of Fast Charged Particles", Rev. Mod. Phys. 35, 231-313 (1963).
- [75] H. A. Bethe, "Molière's Theory of Multiple Scattering", Phys. Rev. 89, 1256-1266 (1953).

-
- [76] R. Anne et *al.*, "Multiple angular scattering of heavy ions ($^{16,17}\text{O}$, ^{40}Ar , ^{86}Kr and ^{100}Mo) at intermediate energies (20-90 MeV/u)", Nucl. Instr. Meth. B Volume 34, Issue 3, Pages 295-308 (1988)
- [77] K. Hagiwara et *al.*, "Review of particle physics 2002", Phys. Rev., D 66 (2002) 010001
- [78] L. Meyer, "Plural and multiple scattering of low-energy heavy particles in solids", Physica Status Solidi (b), Volume 44, Issue 1, pages 253-268 (1971)
- [79] L. Meyer, P. Krygel, "The determination of screening parameters from measurements of multiple scattering of low-energy heavy particles", Nuclear Instruments and Methods, Volume 98, Issue 3, Pages 381-384 (1972)
- [80] L. Meyer et *al.*, "The Energy-Angle Distribution of Heavy Particles", phys. stat. sol. (b) 83, 451 (1977)
- [81] G. Spahn, K.O. Groeneveld "Angular straggling of heavy and light ions in thin solid foils", Nuclear Instruments and Methods, vol. 123, issue 3, pp. 425-429 (1975)
- [82] B.W. Hooton et *al.*, "Small angle multiple scattering of 12-40 MeV heavy ions from thin foils", Nuclear Instruments and Methods, vol. 124, issue 1, pp. 29-39 (1975)
- [83] F. Nickel et *al.*, "Multiple Scattering and Energy Loss of Fast Heavy Ions in Thin Solid Targets", Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei, Volume 288, Issue 2, pp 125-131 (1978)
- [84] G. Frick et *al.*, "Stripping experiments in carbon foils with heavy ions in the energy range of 0.4-0.9 MeV/u", Rev. Phys. Appl. (Paris) 12, 1525-1533 (1977)
- [85] Niels Bohr, "On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter", Philosophical Magazine Series 6, Volume 25, Issue 145 (1913)
- [86] N. Bohr, "The penetration of atomic particles through matter", Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 18, no. 8 (1948)
- [87] H.A. Bethe, "Theory of the Passage of Fast Corpuscular Rays Through Matter", Annalen der Physik, Volume 397, Issue 3, pages 325-400 (1930)
- [88] J. Lindhard, M. Scharff, and H. E. Schiøtt, "Range concepts and heavy ion ranges", Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33, no. 14 (1963)
- [89] K. Subotić et *al.*, "ANAMARI simulation code for gas-filled separators and spectrometers", Nucl. Instr. and Meth. B, Volume 266, Issues 19-20, Pages 4209-4212 (2008)
- [90] O. B. Firsov, Zh. Eksperim., "A qualitative interpretation of the mean electron excitation energy in atomic collisions", i Teor. Fiz. 36, 1517 (1959) [CAS][Sov. Phys. JETP 9, 1076 (1959)]
- [91] C. Tschalar, "Straggling Distributions of Extremely Large Energy Losses", Nuclear Instruments and Methods, Volume 64, Issue 3, Pages 237-243 (1968)
- [92] C.J. Sofield et *al.*, "Charge-exchange effects in energy-loss straggling", Nuclear Instruments and Methods, Volume 170, Issues 1-3, Pages 221-225 (1980)
- [93] Chr. Lehman, Interaction of Radiation with solids and Elementary Defect production, North-Holland Publishing Company, (1977)
- [94] A. Sommerfeld, H. Bethe: Elektronentheorie der Metalle. In: Handbuch der Physik. Vol. 24-2. Springer Verlag, Heidelberg, S. 333-622. (1933)

CONCLUSION

- [95] N. Bohr, "Scattering and Stopping of Fission Fragments", Phys. Rev. 58, 654-655 (1940)
- [96] N. Bohr, "Velocity-Range Relation for Fission Fragments", Phys. Rev. 59, 270-275 (1941)
- [97] J.P. Rozet et *al.*, "ETACHA: a program for calculating charge states at GANIL energies", Nucl. Instr. and Meth. B, Volume 107, Issues 1-4, Pages 67-70 (1996)
- [98] KHALFALLAH, Farid (2007) Spectroscopie de noyaux très lourds en vue de l'étude des noyaux super-lourds. Thèses de doctorat, Université Louis Pasteur.
- [99] Smail BOUDJADAR, Thèse de doctorat, "Etude de la pulvérisation induite par des ions lourds multichargés", page 19 (2005)
- [100] J.F. Ziegler, "The Stopping and Ranges of Ions in Matter", Pergamon Pr, First Edition edition (1985)
- [101] O. Vollmer, "Der Einfluss von Ladungsfluktuationen auf die Energieverlustverteilung geladener Teilchen", Nuclear Instruments and Methods, Volume 121, Issue 2, Pages 373-377 (1974)
- [102] K.-H Schmidt et *al.*, "Energy loss, energy straggling and angular straggling of heavy ions in carbon foils", Nuclear Instruments and Methods, Volume 134, Issue 1, Pages 157-166 (1976)
- [103] H. Schmidt-Böcking and H. Hornung, "Energy straggling of Cl ions in gases", Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei, Volume 286, Issue 3, pp 253-261 (1978)
- [104] Teplova, Nikolaev, Dmitriev, and Fateeva, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. 42, 44 (1962) [Sov. Phys. JETP 15, 31 (1962)].
- [105] J.F. Ziegler et *al.*, "The Stopping and Range of Ions in Solids" Pergamon, New York, 1985
- [106] Y. H. Chung, "Estimation on stopping powers of superheavy ion with $Z=120$ and $A=300$ in several media", International Journal of Modern Physics E Vol. 19, Nos. 5 & 6 (2010) 1117-1124
- [107] F. Hubert, R. Bimbot, H. Gauvin, "Range and Stopping Power Tables for 2.5-100 MeV/nucleon heavy ions in solids", Atomic Data and Nuclear Data Tables 46, pp. 1-213 (1990)
- [108] J. Perkowski et *al.*, "Stopping power measurement of ^{48}Ca in a broad energy range in solid absorbers", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 249, Issues 1-2, Pages 55-57 (2006)
- [109] L.C. Northcliffe and R.F. Schilling, "Range and stopping-power tables for heavy ions", Nuclear Data Table A7, 233-463 (1970)
- [110] Bridwell et *al.*, "Stopping Powers for Iodine Ions at Energies up to 200 MeV", Physical Review, vol. 159, Issue 2, pp. 276-277 (1967)
- [111] C.D Moak and M.D. Brown, "Some Heavy-Ion Stopping Powers", Physical Review, vol. 149, pp. 244-245 (1966)
- [112] L.B. Bridwell and C.D. Moak, "Stopping Powers and Differential Ranges for ^{79}Br and ^{127}I in UF_4 ", Physical Review, Volume 156, 242-243 (1967)
- [113] W.Booth and I.S. Grant, "The energy loss of oxygen and chlorine ions in solids", Nuclear Physics, Volume 63, Issue 3, Pages 481-495 (1965)

-
- [114] Northcliffe L. C., "Passage of Heavy Ions Through Matter", Annual Review of Nuclear Science, Volume 13, 67-102 (1963)
- [115] M. D. Brown and C.D. Moak, "Stopping Powers of Some Solids for 30-90-MeV ^{238}U Ions", Physical Review B, Volume 6, Pages 90-94 (1972)
- [116] H. Geissel et al., "Energy loss and energy loss straggling of fast heavy ions in matter", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Volume 194, Issues 1-3, Pages 21-29 (1982)
- [117] H. Bitao et al., "Energy-loss straggling of low energetic ^{16}O ion in Co, Ni and Lu", Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Volume 262, Issue 2, pp 489-492 (2004)
- [118] R.L. Hahn et al., "Energy loss and straggling of 7.3 MeV/nucleon ^{84}Kr ions in Ni, Al and Ti", Nuclear Instruments and Methods, Volume 180, Issues 2-3, 1 April 1981, Pages 581-588 (1981)
- [119] H. Geissel et al., "Energy loss straggling of 1.4-10 MeV/u heavy ions in gases", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Volume 215, Issues 1-2, Pages 329-335 (1983)
- [120] J.U. Andersen et al., "Energy loss of heavy ions at high velocity", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 90, Issues 1-4, Pages 104-111 (1994)
- [121] C.D. Moak et al., "Evidence of Shell Effects and the Approach to Equilibrium in the Charge-State Distributions for 15-160 MeV ^{79}Br and ^{127}I Ions in Carbon", Physical Review Letter, Volume 18, 41-43 (1967)
- [122] C.D. Moak et al., "Equilibrium Charge States of Br and I Ions in Solids and Gases in the Energy Range 10-180 MeV", Physical Review, Volume 176, 427-431 (1968)
- [123] G. Dollinger and P. Maier-Komor, "Heavy-ion irradiation damage in carbon stripper foils", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 282, Issue 1, Pages 223-235 (1989)
- [124] L. C. Northcliffe, "Energy Loss and Effective Charge of Heavy Ions in Aluminum", Physical Review, Volume 120, 1744-1757 (1960)
- [125] K. X. To and R. Drouin, "Etude des distributions des états de charge à l'équilibre d'ions énergétiques de bore dans le carbone et observation de niveaux d'énergie doublement excités du B III", Physica Scripta, Volume 14, pp. 277 (1968)
- [126] H.D. Betz, in Applied Atomic Collision Physics, edited by S. Datz (Academic, New York, 1984), Vol. 4, p.1
- [127] E. Baron et al., "Charge exchange of very heavy ions in carbon foils and in the residual gas of GANIL cyclotrons", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 328, Issues 1-2, Pages 177-182 (1993)
- [128] A. G. Popeko et al., "Proc. of Int. School Seminar on Heavy ion Physics", Dubna, Russia 10-15 Mai, 1993, ed. Yu. Ts. Oganessian, Yu. E. Penionzhkevich, R. Kalpakchieva, Dubna, JINR, E7-93-264, V.2
- [129] V.S. Nikolaev and I.S. Dmitriev, "On the equilibrium charge distribution in heavy element ion beams", Physics Letters A, Volume 28, Issue 4, Pages 277-278 (1968)

CONCLUSION

- [130] K. Shima et *al.*, "Equilibrium charge state distributions of ions ($Z_1 > 4$) after passage through foils: Compilation of data after 1972", Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 34, Issue 3, Pages 357-391 (1986)
- [131] A.B. Wittkower and H.D. Betz, "Equilibrium-charge-state distributions of energetic ions ($Z > 2$) in gaseous and solid media", Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 5, Issue 2, Pages 113-166 (1973)
- [132] K. Shima et *al.*, "Empirical formula for the average equilibrium charge-state of heavy ions behind various foils", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Volume 200, Issues 2-3, Pages 605-608 (1982)
- [133] K. Shima, "Equilibrium charge fractions of 1 MeV/u Fe and Ni ions after passage through a carbon foil", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 14, Issue 3, Pages 275-277 (1986)
- [134] K. Shima et *al.*, "Projectile atomic number dependence of equilibrium charge states for 1 and 2 MeV/u ions passing through a carbon foil", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 33, Issues 1-4, Pages 212-215 (1988)
- [135] Y. Kanai, "Charge-state distribution measurements of heavy ions", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 262, Issue 1, Pages 128-131 (1987)
- [136] K. Shima et *al.*, "Systematics of equilibrium charge distributions of ions passing through a carbon foil over the ranges $Z=4-92$ and $E=0.02-6$ MeV/u", Physical Review A, Volume 40, 3557-3570 (1989)
- [137] K. Shima et *al.*, "Equilibrium charge fractions of ions of $Z = 4-92$ emerging from a carbon foil", Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 51, Issue 2, Pages 173-241 (1992)
- [138] K. Shima, "Z oscillation of mean charges of energetic ions emerging from a carbon foil: Correlation with the shell structure of ions", Physical Review A, Volume 39, 4316-4318 (1989)
- [139] R.N. Sagaidak and A.V. Yerebin, "On ionic charge distributions of heavy evaporation residues passing through a carbon foil", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 93, Issue 1, Pages 103-106 (1994)
- [140] G. Schiwietz et P. Grande, "Improved charge-state formulas", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volumes 175-177, Pages 125-131 (2001)
- [141] H.D. Betz, "Charge states and charge-changing cross sections of fast heavy ions penetrating through gaseous and solid media", Reviews of Modern Physics, Volume 44, Issue 3, Pages 465-539 (1972)
- [142] S.K. Allison, "Experimental Results on Charge-Changing Collisions of Hydrogen and Helium Atoms and Ions at Kinetic Energies above 0.2 keV", Reviews of Modern Physics, Volume 30, Pages 1137-1168 (1958)
- [143] H. Tawara, "Charge Changing Processes in Hydrogen Beams", Reviews of Modern Physics, Volume 45, 178-229 (1973)
- [144] N. K. Skobelev, "Charge-State Distributions of Heavy Ions and Nuclear Reaction Products at the Exit from Solid Targets", Instrument and Experimental Techniques, 2008, Vol. 51, No. 3, 351-357.

-
- [145] N. K. Skobelev et al., "Some Features of the Ionization of Nuclear Reaction Products", *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, Volume 314, 5-7 (1983)
- [146] Skobelev et al., "Investigation of charge states of ^{147}Dy and ^{199}Po produced in complete-fusion reactions", *Yad. Fiz.* 29, 615 (1979)
- [147] D. Peterson et al., "Decay modes of ^{250}No ", *Phys. Rev. C* 74, 014316 (2006)
- [148] P. Reiter et al., "Ground-State Band and Deformation of the Z=102 Isotope ^{254}No ", *Phys. Rev. Lett.* 82, pp. 509-512(1999)
- [149] J. Qian et al., "Spectroscopy of ^{257}Rf ", *Phys. Rev. C* 79, 064319 (2009)
- [150] D. Chmielewski et al., "K-shell ionization of Dy atoms produced in (α, xn) and $(^{12}\text{C}, xn)$ nuclear reactions", *Nuclear Physics A*, Volume 366, Issue 1, Pages 142-170 (1981)
- [151] H. J. Karwowski et al., "Multiplicity of K x rays and collective structure in the transitional nuclei with $A \simeq 200$ ", *Physical Review C*, Volume 25, 1355-1378 (1982)
- [152] J-L. Biarrotte et al., "Configuration de base des lignes basse-énergie", 20 Juillet 2006 EDMS n°I-008526 Version 1.0
- [153] J-L. Biarrotte et al., "Configuration de base des lignes basse-énergie", 31 Janvier 2007 EDMS n°I-009436 Version 2.0
- [154] Interactive Chart of the Nuclei with currently available and future beams at the GANIL/SPIRAL1/SPIRAL2 facility (<http://pro.ganil-spiral2.eu>)
- [155] R. Ferdinand et al., "Spiral 2 RFQ Prototype first tests", avec "RFQ Final Report", technical note SPIRAL2 EDMS n°I-004532
- [156] D. Uriot et al., "Configuration de base de la ligne moyenne énergie (LME) V2.0", 20 Juin 2007 EDMS n°I-010934/1 Version 2.0
- [157] D. Uriot et al., "Configuration de base le LINAC supraconducteur V1.0", 30 Juin 2007 EDMS n° I-010910/1 Version 1.0
- [158] Configuration des Lignes Haute Energie (LHE), EDMS
- [159] Description de l'accélérateur de SPIRAL2, EDMS
- [160] Liste des paramètres SPIRAL2, EDMS version 1.2 2006
- [161] Réglage faisceau de l'accélérateur SPIRAL 2, P. Bertrand, J.L. Biarrotte, L. Perrot, D. Uriot, draft du 2/07/08, documentation interne, edoc S3
- [162] R. Ferdinand, "Status and challenges of the Spiral2 facility" et "Spiral2 Project", *Revue cryomodule B*, 18/07/2008, Orsay, France.
- [163] D. Longuevergne, Thèse de doctorat, "Etude et test d'un module accélérateur supraconducteur pour le projet Spiral2" (2009)
- [164] Luc Perrot "Etude préliminaire de la réalisation d'un faisceau primaire ralenti dédié au réglage du spectromètre S3 pour les expériences d'élément super-lourd", documentation interne, edoc S3
- [165] Documentation interne, edoc S3 (<https://www-s3.cea.fr>)

CONCLUSION

- [166] Rapport SPIRAL2 SP2 NT IO22717 v1.0, documentation interne, edoc S3
- [167] Ch. Stodel et *al.*, "Targets for S3 at SPIRAL2", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 613, Issue 3, p. 480-485 (2012)
- [168] G. Munzenberg et *al.*, "The velocity filter SHIP, a separator of unslowed heavy ion fusion products", Nuclear Instruments and Methods, Volume 161, Issue 1, Pages 65-82 (1979)
- [169] Bertrand Jacquot "Introduction aux spectromètres et séparateurs en physique nucléaire", (GANIL, CNRS/IN2P3-CEA/DSM), cours Joliot-Curie de 2008
- [170] W. Mittig, "Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs", p. 147 du cours Joliot-Curie "Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix", Maubuisson, 13ème session, 12-17 septembre 1994
- [171] H. Geissel et *al.*, "The GSI Projectile Fragment Separator", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 70, 286 (1992)
- [172] T. Kubo, "In-flight RI beam separator BigRIPS at RIKEN and elsewhere in Japan", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 204, Issues 2-3, Pages 97-113 (2003)
- [173] R. Anne et *al.*, "LISE 3: a magnetic spectrometer-Wien filter combination for secondary radioactive beam production", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 70, Issues 1-4, Pages 276-285 (1992)
- [174] D.J. Morrissey et *al.*, "Commissioning the A1900 projectile fragment separator", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 204, Pages 90-96 (2003)
- [175] R.C. Barber et *al.*, "Precise atomic mass measurements by deflection mass spectrometry", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 204, Pages 460-465 (2003)
- [176] H. Sunaoshi et *al.*, "Ion-optical design of the high-resolution mass separator for the Japanese Hadron Project", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 70, Issues 1-4, Pages 421-426 (1992)
- [177] P.T. Greenlees, PhD thesis, "Identification of Excited States and Evidence for Octupole Deformation in ^{226}U ", University of Liverpool, July 1999
- [178] M. Leino, "Gas-filled separators - An overview", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 204, Pages 129-137 (2003)
- [179] G. Munzenberg et al, "The velocity filter ship, a separator of unslowed heavy ion fusion products", Nuclear Instruments and Methods, Volume 161, Issue 1, Pages 65-82 (1979)
- [180] G. Munzenberg et *al.*, "The experimental work at the velocity filter SHIP - Results and plans", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 26, Issues 1-3, Pages 294-300 (1987)
- [181] A.V. Yeremin et *al.*, "The electrostatic separator VASSILISSA Performance and experimental results", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 126, Issues 1-4, Pages 329-333 (1997)
- [182] O. N. Malyshev et *al.*, "Modernization of the detector system at the recoil separator Vassilissa", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 440, Issue 1, Pages 86-94 (2000)

-
- [183] A.V. Yeremin et *al.*, "The Vassilissa facility for electrostatic separation and study of complete fusion reaction products", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 274, Issue 3, Pages 528-532 (1989)
- [184] Yu. Ts. Oganessiana, "Study of heavy nuclei at FLNR (Dubna)", The European Physical Journal D, Volume 45, Issue 1, Pages 17-23 (2007)
- [185] S. Antalic et *al.*, "Target cooling for high-current experiments at SHIP", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 530, Pages 185-193 (2004)
- [186] M. Schädel, D. Semchenkov, A. Türler, GSI Scientific Report 2005, GSI Report 2006-1, Pages 262
- [187] Alexander Gorshkov, thèse de doctorat, "A new focal plane detector for the gas-filled separator TASCA" (2010)
- [188] K. Morita, "Superheavy research at RIKEN", Nuclear Physics A, Volume 834, Issues 1-4, Pages 338c-344c (2010)
- [189] H. Haba et *al.*, "Development of Gas-jet Transport System Coupled to the RIKEN Gas-filled Recoil Ion Separator GARIS for Superheavy Element Chemistry", Journal of Nuclear and Radiochemical Sciences, Vol. 8, No.2, Pages 55-58 (2007)
- [190] K. Morita et *al.*, "RIKEN isotope separator on-line GARIS/IGISOL", Nucl. Instr. and Meth. B, Volume 70, Issues 1-4, Pages 220-225 (1992)
- [191] K. E. Gregorich, "Superheavy elements with the Berkeley gas-filled separator", Journal of Nuclear and Radiochemical Sciences, Volume 1, No. 1, Pages 1-4 (2000)
- [192] V. Ninov et *al.*, "The Berkeley Gas-filled Separator", Proceedings of the Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses, ENAM98 ; AIP Conf. Proc. 455, Pages 704-707 (1998)
- [193] Séparateur RITU, Website de l'Université de Jyväskylä (JYFL) (<https://www.jyu.fi/fysiikka/en>)
- [194] M. Leino et *al.*, "Gas-filled recoil separator for studies of heavy elements", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, Volume 99, Issues 1-4, Pages 653-656 (1995)
- [195] K. Subotic et *al.*, "Evaporation residue collection efficiencies and position spectra of the Dubna gas-filled recoil separator", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 481, Issues 1-3, Pages 71-80 (2002)
- [196] Yu. Oganessian, "Heavy element research at FLNR (Dubna) ", The European Physical Journal A, Volume 42, Issue 3, pp 361-367 (2009)
- [197] Yu S Tsyganov, "The Dubna gas-filled recoil separator: status and developments", Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics Volume 25, Pages 937-940 (1999)
- [198] C. Schmitt et *al.*, "New gas-filled mode of the large-acceptance spectrometer VAMOS", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 621, Issues 1-3, Pages 558-565 (2010)
- [199] J.M. D'Auria et *al.*, "Astrophysics with a DRAGON at ISAC", Nuclear Physics A, Volume 701, Pages 625c-631c (2002)

CONCLUSION

- [200] D.A. Hutcheon et *al.*, "The DRAGON facility for nuclear astrophysics at TRIUMF-ISAC: design, construction and operation", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 498, Pages 190-210 (2003)
- [201] J. Sarén et *al.*, "The new vacuum-mode recoil separator MARA at JYFL", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 266, Issues 19-20, Pages 4196-4200 (2008)
- [202] C. N. Davids et *al.*, "The Argonne fragment mass analyzer", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volumes 40-41, Part 2, Pages 1224-1228 (1989)
- [203] C.N. Davids et *al.*, "Startup of the Fragment Mass Analyzer at ATLAS", Volume 70, Issues 1-4, Pages 358-365 (1992)
- [204] C.N. Davids et *al.*, "Experiments using the Argonne fragment mass analyzer", Revista Mexicana de Fisica 39, Suppl. 2, Pages 56-63 (1993)
- [205] C. N. Davids, "Computer Control of the Fragment Mass Analyzer at ATLAS", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 345, Issue 3, Pages 528-533 (1994)
- [206] B.B. Back et *al.* "Transport efficiency of the Argonne fragment mass analyzer", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 379, Issue 2, Pages 206-211 (1996)
- [207] C. Signorini et *al.*, "Performance of the LNL recoil mass spectrometer", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 339, Issue 3, Pages 531-542 (1994)
- [208] P. Spolaore et *al.*, "Coupling of the recoil mass spectrometer CAMEL to the γ -ray spectrometer GASP", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 359, Issue 3, Pages 500-505 (1995)
- [209] A. K. Sinha et *al.*, "Heavy ion reaction analyzer (HIRA): a recoil mass separator facility at NSC", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 339, Issue 3, Pages 543-549 (1994)
- [210] H. Ikezoe et *al.*, "JAERI recoil mass separator", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 376, Issue 3, Pages 420-427 (1996)
- [211] H. Ikezoe et *al.*, "The feature of the JAERI recoil mass separator", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 126, Issues 1-4, Pages 340-343 (1997)
- [212] S. Mitsuoka et *al.*, "The Present and the Future of JAERI Recoil Mass Separator", Journal of Nuclear and Radiochemical Sciences, Volume 3, No. 1, Pages 209-211 (2002)
- [213] S. Morinobu et *al.*, "Performance of and experiments with the recoil separator CARP at RCNP", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 70, Issues 1-4, Pages 331-342 (1992)
- [214] J. D. Cole et *al.*, "A recoil mass spectrometer for HHIRF", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 70, Issues 1-4, Pages 343-357 (1992)
- [215] C. J. Gross et *al.*, "Performance of the Recoil Mass Spectrometer and its detector systems at the Holifield Radioactive Ion Beam Facility", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 450, Issue 1, Pages 12-29 (2000)

-
- [216] A. Drouart et *al.*, "The Super Separator Spectrometer (S3) for SPIRAL2 stable beams", Nuclear Physics A, Volume 834, Issues 1-4, Pages 747c-750c (2010)
- [217] C.N. Davids, "Split Anode for the First FMA Electric Dipole", ANL Phys. Div. Annual Report ANL-03/23, 2003, p. 104
- [218] S3 Status Report, SPIRAL2 Scientific Advisory Committee, SPIRAL2 Week, 23-27/01/2012
- [219] H. Savajols and **the S3 collaboration**, "S3: The Super Separator Spectrometer for SPIRAL2 stable beams", Tours Symposium on Nuclear Physics and Astrophysics VII, AIP Conf. Proc. Volume 1238, Page 251 (2010)
- [220] A. Drouart et *al.*, "Fusion-evaporation studies with the Super Separator spectrometer (S^3) at Spiral2", EPJ Web of Conferences 17, 14004 (2011).
- [221] High-resolution γ -ray spectroscopy at SPIRAL 2 (AGATA - EXOGAM2), J. Gerl, W. Korten, B. Wadsworth (2006)
- [222] I. Stefan, B. Fornal et *al.*, LoI Day 1 - 7 : "In-beam gamma spectroscopy of neutron-rich nuclei studied with PARIS at the intermediate focal plane of S3"
- [223] J. Simpson et *al.*, "The EXOGAM Array : A Radioactive Beam Gamma-Ray Spectrometer", APH N.S., Heavy Ion Physics, Volume 11, Page 159 (2000)
- [224] J. Simpson, "The AGATA project", Journal of Physics: Conference Series Volume 41, Page 72 (2006)
- [225] Dimiter Balabanski and Dorel Bucurescu on behalf of the AGATA collaboration, "Agata Physics Case" (2008)
- [226] Spokesperson Bertram Blank, "The DESIR Facility (Decay, Excitation and Storage of Radioactive Ions)", Letter of Intent for SPIRAL 2
- [227] D. Uriot, TraceWin code : <http://irfu.cea.fr/Sacm/logiciels>
- [228] Romuald Duperrier et *al.*, "CEA Saclay Codes Review for High Intensities Linacs Computations", Computational Science - ICCS 2002, Lecture Notes in Computer Science, Volume 2331, pp 411-418 (2002)
- [229] Opera-3d Design Software by Cobham (<http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/sakemi/OPERA/ref-3d.pdf>)
- [230] Zgoubi ray-tracing code (<http://zgoubi.sourceforge.net>)
- [231] D. C. Carey et *al.*, "TURTLE with MAD Input (Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements) A Computer Program for Simulating Charged Particle Beam Transport Systems", SLAC-R-544, Fermilab-Pub-99/232 (1999)
- [232] L. Manikonda Shashikant, J. Nolen (ANL), J. Payet (CEA/SACM), "3D-cosine field map analysis", communication interne.
- [233] "Triplet de multipôles ouvert pour la réjection du faisceau primaire : modélisation et déduction de contraintes", **F. Déchery**, CEA/DSM, 07/11.
- [234] O. Delferièrè, communication interne.

CONCLUSION

- [235] D. Boutin et *al.*, "Optical studies for the super separator spectrometer S^3 ", Proceedings of International Particle Accelerator Conference (IPAC), 4464, Japon (2010)
- [236] H.A. Enge, "Magnetic Spectrographs for nuclear reaction studies", Nuclear Instruments and Methods, Volume 162, Issues 1-3, Pages 161-180 (1979)
- [237] H. Wollnik, "Optics of Charged Particles", Academic Press inc (1987)
- [238] Erdelyi et *al.*, "Symmetry-based design of fragment separator optics", Phys. Rev. ST Accel. Beams 10, 064002 (2007)
- [239] D. Boutin et J. Payet, Groupe optique S3, communication privée.
- [240] P. Spolaore et *al.*, "A Recoil Mass Spectrometer for the XTU Tandem et LNL", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 238, Issues 2-3, Pages 381-392 (1985)
- [241] B. Davids et *al.*, "EMMA: A recoil mass spectrometer for ISAC-II at TRIUMF", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 544, Issue 3, Pages 565-576 (2005)
- [242] Jan Sarén, These de Doctorat, "The ion-optical design of the MARA recoil separator and absolute transmission measurements of the RITU gas-filled recoil separator", Université de Jyväskylä, Finlande, 2011.
- [243] B.J.P. Gall et *al.*, "Pushing the Limits of Spectroscopy with S3", Acta Physica Polonica B, Volume 42, Page 597 (2011)
- [244] K. Hauschild, "Preliminary simulations for the focal plane detection system of S3, version 1.0", SPIRAL2 Collaboration(s), in2p3-00431873 (2008)
- [245] S3 Detection Group - Progress Report - December 2010
- [246] J. Piot, "S3: Pushing Spectroscopy Forward", Acta Physica Polonica B, Volume 43 (2012)
- [247] A. Drouart et *al.*, "Very large emissive foil detectors for the tracking of low-energy heavy ions", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 579, 1090-1095 (2007)
- [248] J. Pancin et *al.*, "Secondary electrons detectors for beam tracking: micromegas and wire chamber", Journal of Instrumentation, Volume 4, P12012 (2009)
- [249] O.H. Odland et *al.*, "A fast position sensitive microchannel plate detector for ray-tracing of charged particles", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 378, Issues 1-2, Pages 149-154 (1996)
- [250] M. Vostinar et *al.*, "Experimental characterization of secondary electron detector for the final focal plan of S^3 ", rapport interne, edoc S3 (2012)
- [251] K. Livingstone et *al.*, "Heavy ion radiation damage in double-sided silicon strip detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 370, Issues 2-3, Pages 445-451 (1996)
- [252] B. Sulignano et *al.*, NIM A, to be published.
- [253] J. B. Moulton et *al.*, "A new method for calibrating the pulse-height defect in solid state detectors", Nuclear Instruments and Methods, Volume 157, Issue 2, Pages 325-331 (1978)

-
- [254] V. Zagrebaev et *al.*, Nuclear Reactions Video (knowledge base on low energy nuclear physics), JINR Report No. E10-99-151, Dubna, 1999. (Site NRV).
- [255] G. F. Knoll, "Radiation detection and Measurement", Third Edition, John Wiley & Son , 2000
- [256] B.J.-P. Gall, "Super et Hyper déformation du noyau atomique : du discret au continu.", *Annales de Physique*, Volume 24, Issue 6, pp. 1-93 (1999)
- [257] W. Korten, "In beam spectroscopy of exotic nuclei using Recoil-Decay Tagging", *Nuclear Physics A*, Volume 654, Issue 1, Supplement 1, Pages 677c-682c (1999)
- [258] U.K. - FRANCE EUROGRAM Collaboration, "EUROGAM - A high efficiency escape suppressed spectrometer array", *Nuclear Physics A*, Volume 520, Pages 657c-667c (1990)
- [259] L. Arnold et *al.*, "TNT digital pulse processor", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Volume 53, Issue 3, Page 723 (2006)
- [260] P. Papadakis, "Combining in-beam gamma-ray and conversion electron spectroscopy : the SAGE spectrometer ", Thèse de Doctorat, University of Liverpool (2010)
- [261] P. Papadakis et *al.*, "Towards combining in-beam γ -ray and conversion electron spectroscopy", *AIP Conference proceedings*, Volume 1090, Pages 14-20 (2009)
- [262] P. Papadakis et al, "The SAGE spectrometer: A tool for combined in-beam γ -ray and conversion electron spectroscopy", *Journal of Physics: Conference Series*, Volume 312, 052017 (2011)
- [263] P. A. Butler et *al.*, "Electron spectroscopy using a multi-detector array", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Volume 381, Issues 2-3, Pages 433-442 (1996)
- [264] H. Kankaanpää et *al.*, "In-beam electron spectrometer used in conjunction with a gas-filled recoil separator", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Volume 534, Issue 3, Pages 503-510 (2004)
- [265] J. Piot, "Sur la route de l'îlot de stabilité superlourd. Spectroscopie prompte des noyaux ^{246}Fm et ^{256}Rf ", thèse de doctorat (2010)
- [266] J. Uusitalo et *al.*, "In-beam spectroscopy using the JYFL gas-filled magnetic recoil separator RITU", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, Volume 204, Pages 638-643 (2003)
- [267] Jan Saren, "The ion-optical design of the MARA recoil separator and absolute transmission measurements of the RITU gas-illed recoil separator", Thèse de Doctorat (2011)
- [268] R.D. Page et *al.*, "The GREAT spectrometer", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, Volume 204, Pages 634-637 (2003)
- [269] F. Sauli, "Principe of operation of multiwire proportional and drift chamber", Lecture given in the academic training programme of CERN 1975-1976, Genève (1977)
- [270] N. Saito et *al.*, "The Segmented Super Clover VEGA detectors"
- [271] P. Rahkila, "Shape evolution in even-even $N \leq 126$, $Z \leq 82$ nuclei", thèse de doctorat, JYFL (2010)

CONCLUSION

- [272] I. H. Lazarus et *al.*, "The GREAT triggerless total data readout method.", IEEE Trans. Nucl. Sci. 48 (2001) 567-569.
- [273] P. Rahkila, "Grain - A Java data analysis system for Total Data Readout", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 595, Issue 3, Pages 637-642 (2008)
- [274] A. Chatillon, "Spectroscopie des transfermiums impairs en proton: la structure du noyau de ^{251}Md ", Universite Lyon I - Claude Bernard, Doctorat d'université, dapnia-05-13-T (2005)
- [275] A. Chatillon et al, "Spectroscopy and single-particle structure of the odd-Z heavy elements ^{255}Lr , ^{251}Md and ^{247}Es ", The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, Volume 30, Issue 2, pp 397-411 (2006)
- [276] A. Chatillon et *al.*, "Observation of a Rotational Band in the Odd-Z Transfermium Nucleus $^{251}_{101}\text{Md}$ ", Physical Review Letter, Volume 98, 132503 (2007)
- [277] S. Ketelhut et *al.*, " γ -Ray Spectroscopy at the Limits: First Observation of Rotational Bands in ^{255}Lr ", Physical Review Letter, Volume 102, 212501 (2009)
- [278] H.W. Gäggler et *al.*, "Cold fusion reactions with ^{48}Ca ", Nuclear Physics A, Volume 502, Pages 561-570 (1989)
- [279] S. Cwiok et *al.*, "Shell structure of the heaviest elements", Nuclear Physics A, Volume 573, Issue 3, Pages 356-394 (1994)
- [280] M. Bender et *al.*, "Skyrme mean-field study of rotational bands in transfermium isotopes", Nuclear Physics A, Volume 723, Issues 3-4, Pages 354-364 (2003)
- [281] M. Sandzelius et *al.*, "Complete Spectroscopy of the Transfermium Nucleus ^{255}Lr ", JYFL Proposal (2010)
- [282] Jérôme Rupert, communication privée.
- [283] R. C. McFarland, "Behavior of Several Germanium Detector Full-Energy-Peak Efficiency Curve-Fitting Functions Analytics", Radioactivity & Radiochemistry, The Counting Room: Special Edition, Vol. 2, No.4, 1991
- [284] E.S. Paul et *al.*, "In-beam γ -ray spectroscopy above ^{100}Sn using the new technique of recoil decay tagging", Phys. Rev. C 51 (1995) p. 78
- [285] R.S. Simon et *al.*, "Evidence for nuclear shape coexistence in ^{180}Hg ", Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei, Volume 325, Issue 2, pp 197-202 (1986)
- [286] Yu. Tsyganov, "Complex Signal Amplitude Analysis for Complete Fusion Nuclear Reaction Products", Physics of Particles and Nuclei Letters, Volume 8, Issue 1, pp 37-39 (2011)
- [287] BNM - LNHB/CEA, Table de Radionucléides, ^{133}Ba (www.nucleide.org)
- [288] J. Pakarinen, "Probing Non-Yrast Structures of ^{186}Pb in a RDT Measurement Employing the JUROGAM Array University of Jyväskylä", August 2005 JYFL, No4/2005
- [289] T. Kibédi et *al.*, "Evaluation of theoretical conversion coefficients using BrIcc", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 589, Issue 2, Pages 202-229 (2008)

- [290] I. Ahmad et *al.*, "Proton Orbital $1/2^-$ [521] and the Stability of Superheavy Elements", Physical Review Letter, Volume 39, Page 12 (1977)
- [291] I. Ahmad et *al.*, "Energy levels of ^{249}Bk populated in the α decay of $^{253}_{99}\text{Es}$ and β -decay of $^{249}_{96}\text{Cm}$ ", Physical Review C 71, p. 054305 (2005)
- [292] I. Ahmad et *al.*, "Proton states in the $Z = 99$ nucleus ^{251}Es excited by ^{251}Fm electron capture decay and $^{250}\text{Cf}(\alpha, t)$ reaction", Physical Review C 17, p. 2163, (1978)
- [293] C. Baktash et al., "Identical Bands in Deformed and Superdeformed Nuclei", Annual Review of Nuclear and Particle Science, Volume 45, Pages 485-541 (1995)