



HAL
open science

La réaction $^{78}\text{Kr} (\alpha , \gamma)$ d'intérêt astrophysique en cinématique inverse et l'effet d'écrantage électronique dans la décroissance bêta

P. Ujic

► **To cite this version:**

P. Ujic. La réaction $^{78}\text{Kr} (\alpha , \gamma)$ d'intérêt astrophysique en cinématique inverse et l'effet d'écrantage électronique dans la décroissance bêta. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2011. Français. NNT: . tel-00648878

HAL Id: tel-00648878

<https://theses.hal.science/tel-00648878>

Submitted on 6 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE NORMANDIE

U.F.R. de Sciences

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

T H È S E

Présentée par

M. Predrag UJIĆ

soutenu le

2 Décembre 2011

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre : La réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)$ d'intérêt astrophysique en cinématique inverse et l'effet d'écrantage électronique dans la décroissance bêta

MEMBRES du JURY :

M. Bertram BLANK	Directeur de recherche	CENBG	(<i>Rapporteur</i>)
Mme. Vivian DEMETRIOU	Assistant researcher	INP NCSR Demokritos	(<i>Rapporteur</i>)
Mme. Marialuisa ALIOTTA	Senior lecturer	University of Edinburgh	
Mme. Francesca GULMINELLI	Professeur	LPC Caen	
M. François DE OLIVEIRA SANTOS	Chargé de recherche	GANIL	
M. Marek LEWITOWICZ	Directeur de recherche	GANIL	(<i>Directeur de Thèse</i>)

UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE NORMANDIE

U.F.R. de Sciences

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

T H È S E

Présentée par

M. Predrag UJIĆ

soutenue le

2 Décembre 2011

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du

Titre : La réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)$ d'intérêt astrophysique en cinématique inverse et l'effet d'écrantage électronique dans la décroissance bêta

MEMBRES du JURY :

M. Bertram BLANK	Directeur de recherche	CENBG	(Rapporteur)
Mme. Vivian DEMETRIOU	Assistant researcher	INP NCSR Demokritos	(Rapporteur)
Mme. Marialuisa ALIOTTA	Senior lecturer	University of Edinburgh	
Mme. Francesca GULMINELLI	Professeur	LPC Caen	
M. François DE OLIVEIRA SANTOS	Chargé de recherche	GANIL	
M. Marek LEWITOWICZ	Directeur de recherche	GANIL	(Directeur de Thèse)

*Nisu svi ljudi tako rđavi kao što rđav čovek misli
Les gens ne sont pas si mauvais qu'un homme mauvais
pourrait le penser
Ivo Andrić*

Remerciements

S'il est facile d'écrire une thèse, je trouve qu'écrire les remerciements est aussi compliqué qu'écrire un chapitre de la thèse. De toute façon, la pression est plus grande car il ne faut oublier personne...

Au travers de ces quelques lignes, je souhaite adresser mes sincères remerciements à toutes les personnes ayant contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail scientifique. Je tiens à remercier Marek Lewitowicz de m'avoir donné l'opportunité de venir au GANIL. Je remercie profondément Krunoslav Subotić, de m'avoir ouvert au monde de la physique nucléaire et également de m'avoir permis de venir au GANIL. Je remercie également Zora Žunić de m'a emmené à l'Institut Vinča. Je tiens à témoigner ma reconnaissance aux membres du Jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail. Je remercie Francesca Gulminelli d'avoir présidé ce jury, Bertram Blank et Vivian Demetriou d'avoir accepté la tâche de rapporteur ainsi que Marialuisa Aliotta pour nos discussions constructives.

Je voudrais exprimer ma profonde gratitude envers mon co-directeur de thèse François de Oliveira pour toute l'aide et toutes les discussions que nous avons eu. J'ai beaucoup apprécié son ouverture d'esprit et la vie à l'extérieur du GANIL. Je peux dire qu'on était toujours sur les mêmes longueurs ondes. Je tiens à accorder une place toute particulière à Beyhan pour son investissement à la préparation de ma thèse et particulièrement aux corrections de mon français.

Cette thèse aurait sûrement été bien différente sans les contributions décisives de Claude Marry, Vincent Morel, Jean Ropert, Laurent Menager, Bertrand Jacquot, Bruno Raine, Patrice Bourgault, Mehdi Souli, Robert Hue, Guillaume Lescalié. Un merci particulier à Omar Kamalou pour toute son aide durant l'expérience et pour les calculs d'optique ionique. J'en profite pour remercier nos collaborateurs de Grèce : Sotiris, Tassos et Theo pour leur aide lors de l'expérience et aussi pour leur bonne humeur. Je remercie Alain Pautrat pour les instructions concernant les supraconducteurs.

Je souhaite également remercier Sabrina, Virginie, Sophie, Emilie et Véronique pour leur aide dans toutes les formalités administratives que nécessitait ma formation de thésard.

Une grande pensée pour ceux avec qui j'ai eu la chance de partager mon bureau : Antoine et Guillaume. J'ai eu beaucoup de discussions agréables avec vous deux. Je remercie tous mes collègues du GANIL avec qui j'ai eu la chance de partager de très bons moments : Abdou, Christelle, David, Emmanuel, Eric, Fanny, Jean-Charles, Jean-Pierre, John, Geoff, Gilles, Héloïse, Hervé, Maurice, Maurycy, Marie-Geneviève, Marek, Olivier, Pierre et Piet. Un grand merci à Aurore (spécialement pour l'aide pendant la semaine de ma soutenance), les deux Alexandre, Dorothée, Carole, Guilain, Jo, Kasia, Ketel, Emil, Pierre, Kouhei, Lucia, Marco, Marlène, Mark, Matt, Nancy, Kevin, Olivier, Thomas, Pang, Pu, Xavier, Carmen, Danilo et Yannen. Je remercie particulièrement Yannen pour les cours de tennis.

A la fin je voudrais remercier ma famille et les personnes les plus chers pour moi : Dubravka mon épouse et Sofija et Marija, mes filles, pour m'avoir soutenu et m'avoir porter bonheur pendant trois ans dans une pays étranger. Sans vous, tout ça n'aurait eu aucun sens.

Table des matières

Remerciements	I
Introduction générale	1
I La capture alpha en cinématique inverse liée au processus p. Mesure de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha,\gamma)^{82}\text{Sr}$.	3
1 Introduction au processus p	5
1.1 Abstract	5
1.2 La synthèse des éléments dans l'Univers	7
1.2.1 La nucléosynthèse primordiale	7
1.2.2 La nucléosynthèse stellaire	7
1.2.3 Les processus r et s	8
1.2.4 Les processus rp et vp	10
1.3 Le processus p	10
1.3.1 Le processus p dans les supernovae de type II	11
1.3.2 Le processus p dans les supernovae de type I	12
1.3.3 Le processus p dans les supernovae à instabilité de paires	12
1.4 Evaluation théorique des taux de réactions liées au processus p	13
1.4.1 Taux de réaction	13
1.4.2 Le modèle nucléaire statistique de Hauser-Feshbach	14
1.4.3 Les propriétés des états fondamentaux	15
1.4.4 Les densités de niveaux nucléaires (NLD)	15
1.4.5 Les potentiels optiques	16
1.4.6 Les coefficients de transmission de raies γ	17
1.5 Motivations	18
1.5.1 Les limites des modèles théoriques	18
1.5.2 La réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha,\gamma)^{82}\text{Sr}$	21
2 Mesure de la réaction $^4\text{He}(^{78}\text{Kr},\gamma)^{82}\text{Sr}$	25
2.1 Abstract	25
2.2 Introduction	27
2.3 Le choix de la méthode et du séparateur	28
2.4 Le choix de la réaction	29
2.5 Les simulations de l'expérience et du système de détection	31
2.6 Le faisceau	34
2.7 La cible	35
2.8 Dispersion induites par la cible	36
2.9 Le calcul d'optique ionique	37

2.9.1	La distribution des états de charge	37
2.9.2	La simulation avec le programme LISE++	37
2.9.3	La simulation avec le programme COSY INFINITY	39
2.9.4	La simulation avec le programme Zgoubi	41
2.10	Le dispositif de détection	42
2.11	Les détecteurs moniteurs	43
2.12	Conclusion	44
3	L'analyse des données	45
3.1	Abstract	45
3.2	Introduction	46
3.3	Un problème inattendu rencontré avec le détecteur silicium	47
3.4	Le réglage du Filtre de Wien de LISE	49
3.5	Le déroulement de l'expérience	49
3.6	L'étalonnage en énergie et en temps	51
3.7	L'origine du locus à 84 MeV	52
3.7.1	Le bord du ruban adhésif	53
3.7.2	La diffusion du faisceau sur la cible	54
3.7.3	La diffusion du faisceau à l'intérieur du filtre de Wien	58
3.7.4	Diffusion sur de la poussière déposée sur la cible	59
3.8	Identification du ^{82}Sr	60
3.9	Estimation de la limite supérieure de la section efficace de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$	63
3.9.1	Estimation du nombre de coups appartenant potentiellement au ^{82}Sr	64
3.9.2	Estimation du coefficient de transmission et limite supérieure de la section efficace de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$	66
4	Conclusion générale sur l'expérience en cinématique inverse	69
II	Mesures de la décroissance de ^{19}O et ^{19}Ne implantés dans le niobium	71
5	Introduction générale	73
5.1	Abstract	73
5.2	Théories de l'écrantage des charges	76
5.2.1	Le rayon d'écrantage de Thomas-Fermi	76
5.2.2	Le rayon d'écrantage de Debye-Hückel	78
5.2.3	Le rayon d'écrantage induit par des bosons chargés	79
5.3	Probabilité de réaction nucléaire à basse énergie et écrantage électronique	80
5.3.1	Effet d'écrantage atomique	80
5.3.2	Effet d'écrantage dans un plasma chaud	82
5.3.3	Limite adiabatique	83
5.3.4	Effet d'écrantage dans un environnement métallique	84
5.4	Probabilité de décroissance radioactive et écrantage électronique	86
5.4.1	La constante radioactive	86

5.4.2	Variation de la constante radioactive	87
5.4.3	Désintégration alpha	87
5.4.4	Influence de l'écrantage électronique sur la désintégration alpha	87
5.4.5	Radioactivité bêta	88
5.4.6	Influence de l'écrantage électronique sur la radioactivité bêta	90
5.5	Brève revue des expériences menées sur l'influence de l'écrantage sur la décroissance bêta	90
5.6	Décroissance bêta dans un supraconducteur	91
5.6.1	Brève introduction à la physique des supraconducteurs	91
5.6.2	Influence de l'écrantage de paires de Cooper sur la décroissance bêta	93
5.6.3	Les changements de la probabilité de décroissance et du rapport d'embranchement dans un environnement supraconducteur	93
5.7	Les changements attendus de la probabilité de décroissance de l' ^{19}O et du ^{19}Ne et le changement attendu du rapport d'embranchement de l' ^{19}O dans un environnement supraconducteur	94
5.8	Conclusion	95
6	Description du montage expérimental	97
6.1	Abstract	97
6.2	Introduction	98
6.3	Le choix du noyau radioactif	98
6.4	Le choix du matériau supraconducteur	99
6.5	Les cycles de mesure	100
6.6	Estimation des dommages causés par le faisceau	101
6.7	Le dispositif expérimental	102
6.7.1	Les faisceaux	102
6.7.2	Le porte cible cryogénique	103
6.7.3	Les détecteurs	103
6.7.3.1	Le détecteur scintillateur plastique	105
6.7.3.2	Les détecteurs germanium	106
6.7.3.3	Le détecteur LaBr_3	106
7	Analyse de données et résultats	107
7.1	Abstract	107
7.2	La méthode d'ajustement Levenberg-Marquardt pour les taux de décroissance	110
7.3	Mesure de l' ^{19}O	111
7.3.1	Correction pour l'impureté du faisceau	112
7.3.2	Résultats – demi-vies et rapports d'embranchement relatifs mesurés	113
7.3.3	Interprétation - demi-vie "absolue" de ^{19}O	118
7.3.4	Limite supérieure de l'effet d'écrantage observé pour ^{19}O	119
7.4	Probabilité de décroissance du ^{19}Ne	119
7.4.1	Problèmes rencontrés lors de la mesure du ^{19}Ne implanté dans du Téflon - Diffusion du ^{19}Ne dans le Téflon	119
7.4.1.1	Simulation Monte-Carlo de la diffusion et de la détection du ^{19}Ne	120
7.4.2	Comparaison des demi-vies du ^{19}Ne mesurées dans différents environnements	122

7.4.3	Interprétation - demi-vie "absolue" de ^{19}Ne	124
7.5	Effets systématiques sur les mesures de demi-vie de l' ^{19}O et du ^{19}Ne	124
8	Limite supérieure de l'effet d'écrantage observé. Discussion et conclusion	129
	Conclusion générale et perspectives	131
A	Simulation détaillée avec le programme Zgoubi	133
	Bibliographie	139

Table des figures

1.1	Image de la nébuleuse du Crabe.	9
1.2	Carte (N,Z) montrant le rapport r entre le taux maximal et le taux minimal pour les captures radiatives individuels.	19
1.3	Facteur astrophysique S pour la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$ en fonction de l'énergie incidente.	20
1.4	Sections efficaces de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$	22
1.5	Rapport r entre les sections efficaces maximale et minimale de la réaction $^4\text{He}(^{78}\text{Kr}, \gamma)^{82}\text{Sr}$ 23	23
2.1	Schéma simplifié du montage expérimental utilisant le Filtre de Wien LISE.	29
2.2	Sections efficaces des réactions $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$ et $^{78}\text{Kr}(\alpha, p)^{81}\text{Rb}$, prédites avec un code de type Hauser-Feshbach	30
2.3	Simulations du graphe bidimensionnel E mesurée par un scintillateur plastique versus ToF entre les deux GMC	32
2.4	Simulation du graphe E versus ToF pour le détecteur silicium	33
2.5	Simulation du détecteur CHIO pour la mesure de ΔE	33
2.6	Simulation du graphe E versus le temps de vol relatif au signal de haute fréquence (HF) du cyclotron	34
2.7	Distributions des états de charge de ^{78}Kr et de ^{82}Sr après la cible, calculées avec différents modèles (LISE++ charge distribution tool).	38
2.8	Comparaison des distributions des états de charge après la cible de ^{78}Kr calculées avec ETACHA et avec GLOBAL-W	39
2.9	Comparaison des résultats obtenus pour deux versions du programmes LISE++	40
2.10	Schema du FW LISE	41
2.11	Simulation obtenue avec le code SIMION pour tous les états de charge pertinents	42
3.1	Spectre "on line" montrant l'énergie du faisceau mesurée directement avec un détecteur silicium	48
3.2	Les deux noyaux entrant dans le réseau cristalline du silicium sous différents angles	48
3.3	Spectres bruts non étalonnés des temps de vol versus énergies des ions mesurés	50
3.4	Le locus à 84 MeV n'est pas uniforme dans le spectre $E - T_{HF}$	53
3.5	Simulation avec le code SRIM de la diffusion du faisceau de ^{78}Kr sur la cible	54
3.6	Définition de l'angle azimutal (ϕ) et l'angle polaire(θ)	55
3.7	Cinématique de la diffusion Rutherford du ^{78}Kr sur l'hélium	55
3.8	le système de coordonnées sphériques décrivant la diffusion du faisceau par la cible et la position des fentes à mi-Wien et projection sur le plan perpendiculaire au faisceau	57
3.9	Une particule de poussière hypothétique en PVC déposée sur la surface de la cible d'aluminium	59
3.10	L'énergie des particules mesurées sur le détecteur silicium versus les temps de vol réel et relatif	61
3.11	Comparaison entre les configurations "FW éteint" et "FW démarré"	62

3.12	Les positions prévues de ^{82}Sr sur les spectres $ToF - E$ et le $T_{HF} - E$	62
3.13	Spectres T_{HF} (canaux) versus $E(\text{MeV})$ du RUN 1 conditionnés par différentes coupures .	64
3.14	Spectres T_{HF} (canaux) versus $E(\text{MeV})$ du RUN 4 conditionnés par différentes coupures .	65
5.1	L'effet de l'écrantage électronique sur la barrière Coulombienne	81
5.2	Facteur astrophysique $S(E)$ mesuré pour la réaction $d(^3\text{He}, p)^4\text{He}$	82
5.3	Tableau périodique des éléments montrant l'intensité de l'effet d'écrantage pour différents métaux utilisés comme matériaux hôtes	85
6.1	Le schéma de décroissance de l' ^{19}O [Firestone 96]	100
6.2	La densité de sites vacants dans le niobium induite par le faisceau d'oxygène à l'énergie de 6 MeV/u	102
6.3	Le porte cible cryogénique.	104
6.4	Schéma représentant le cryostat OptistatCF-V TM et la connexion du cryostat à la ligne faisceau	104
6.5	Schéma du dispositif de refroidissement à hélium liquide	105
7.1	Taux de comptage mesuré en fonction du temps pour ^{19}O	112
7.2	Composition mesurée du faisceau incident à l'aide d'un détecteur silicium et d'un dégradeur mince	113
7.3	Exemple de résidus (valeur mesurée – valeur ajustée) obtenus après ajustement sur une courbe de décroissance de ^{19}O	114
7.4	Histogramme des valeurs de demi-vie de l' ^{19}O mesurées pour chaque cycle d'implantation	115
7.5	Valeurs mesurées de la demi-vie et des rapports d'embranchement relatifs de l' ^{19}O implanté dans différents environnements et différentes températures	117
7.6	Comparaison des courbes de décroissance du ^{19}Ne implanté dans le niobium et dans le Téflon	120
7.7	Simulation Monte-Carlo de la courbe de décroissance mesurée par le détecteur bêta dans le cas de l'échappement de ^{19}Ne implanté dans le Téflon	121
7.8	Valeurs mesurées de la demi-vie du ^{19}Ne implanté dans différents environnements et à différentes températures	123
7.9	Demi-vies mesurées du ^{19}Ne en fonction du moment du démarrage de l'analyse après l'implantation	125
7.10	Résidus normalisés de demi-vie de l' ^{19}O pour tous les 183 cycles de mesure	127
A.1	Schéma représentant les champs électriques et magnétiques à l'intérieur du filtre de Wien de LISE.	134
A.2	Simulations réalisées avec le code Zgoubi pour les trajectoires des ions $^{82}\text{Sr}^{25+}$ et des ions $^{78}\text{Kr}^{25+}$ dans le FW LISE pour l'optique nominale point-point-point	134
A.3	Simulations avec le code Zgoubi des trajectoires des ions $^{78}\text{Kr}^{28+}$ dans le FW LISE réglé dans l'optique nominale point-point-point pour les ions $^{82}\text{Sr}^{25+}$	136
A.4	Simulations des trajectoire des états de charges pertinents du faisceau ^{78}Kr passant à travers le FW LISE réglé pour le NC	137
A.5	Simulations Zgoubi de $^{82}\text{Sr}^{25+}$ dans le plan horizontal et la simulation des rayons déplacé spatialement par 0.5cm sur la cible dans le plan vertical à la position de miWien.	138

Liste des tableaux

1.1	Étapes de combustion d'une étoile de 25 masses solaires [Chieffi 98]. La masse minimale en masse solaire nécessaire pour initier la combustion des éléments est indiquée [Zeilik 02].	8
1.2	Étapes finales d'évolution des étoiles	9
2.1	Dispersion induites par la cible d'hélium implanté. La dispersion en énergie du NC vient essentiellement de la position de la formation du NC dans la cible. La dispersion de ^{78}Kr est Gaussienne et de ^{78}Sr est carrée.	36
3.1	Vérification expérimentale de la linéarité du FW	49
3.2	Configurations des 4 runs de l'expérience.	51
3.3	Calculs de cinématique	52
3.4	Les temps de vol mesurés et calculés (ToF vrai mesuré avec galettes, ToF total entre cible et silicium).	63
5.1	Predicted change of the half-life and branching ratios of ^{19}O due to the screening potential in superconductor.	75
5.2	The expected changes of half-life and the branching ratios of ^{19}O induced by the screening effect in a superconductor	76
5.3	Le facteur de gain f des sections efficaces dû à l'effet d'écrantage calculé pour différents stades de la combustion d'une étoile de $25M_{\odot}$	83
5.4	Vue d'ensemble des expériences menées sur l'influence de l'écrantage sur la décroissance bêta et la capture électronique	92
5.5	Les changements attendus de la durée de vie et des rapports d'embranchement de ^{19}O induits par un effet d'écrantage	94
5.6	Les changements attendus de la durée de vie et des rapports d'embranchement de ^{19}O induits par l'effet d'écrantage dans un environnement supraconducteur	95
7.1	The measured values of the half-life and relative branching ratios of ^{19}O in different environments and temperatures	108
7.2	Measured ^{19}Ne half-lives in different environments and temperatures.	109
7.3	Abondance mesurée de ^{19}Ne dans le faisceau de ^{19}O à différentes périodes de la mesure de la probabilité de désintégration de ^{19}O	113
7.4	Valeurs mesurées de la demi-vie (DV) et des rapports d'embranchement (RE) de l' ^{19}O implantés dans différents environnements et températures	116
7.5	Valeurs moyennes des χ^2 et leurs variations obtenues pour les mesures correspondantes avec un faisceau de ^{19}O	116
7.6	Tableau récapitulant les valeurs de demi-vie de l' ^{19}O mesurées expérimentalement jusqu'à présent	118
7.7	Résultats des mesures de la demi-vie du ^{19}Ne dans différents environnements et à différentes températures	122

7.8	Les valeurs mesurées de demi-vie de ^{19}Ne dans les expériences précédentes.	124
8.1	Rapport entre les changements de demi-vie et de BR mesuré et le changement prévu théoriquement	130

Introduction générale

Cette thèse se compose de deux parties différentes qui s'inscrivent dans une thématique générale astrophysique. Les titres de ces parties sont : "La réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$ d'intérêt astrophysique en cinématique inverse" et "L'effet d'écrantage électronique dans la décroissance bêta". L'objet de la première partie est directement liée à l'astrophysique nucléaire. Il s'agit d'établir une technique expérimentale pour la mesure directe à basse énergie (quelque MeV par nucléon) de sections efficaces de réactions de capture radiative alpha en cinématique inverse. Ces réactions sont importantes en astrophysique, elles vont permettre d'améliorer les potentiels du modèle optique pour les particules alpha, utilisés dans des modèles nucléaires pour prédire les sections efficaces des réactions ayant lieu dans les supernovae. Ici, nous avons insisté surtout sur la faisabilité technique de ce type d'expériences. En seconde partie de la thèse, on a examiné l'influence de l'environnement sur les probabilités de décroissance bêta d'un noyau, et en particulier de l'influence de l'écrantage électronique de la barrière Coulombienne par les paires de Cooper d'un matériau supraconducteur.

La question de la genèse de l'énergie du Soleil est à l'origine de l'astrophysique nucléaire. En 1930, Hans Bethe et C.F. von Weizsäcker ont indépendamment déduit que l'hydrogène fusionnent en hélium pour produire de l'énergie dans le Soleil. En 1940, les premières théories du Big Bang étaient développées, mais rapidement il a été réalisé que l'Univers s'était refroidi trop rapidement au cours du Big Bang pour permettre la production par fusion d'une quantité significative d'éléments plus lourds que Hélium. Ainsi, en 1957 dans une célèbre publication, aujourd'hui connue sous le nom B²FH, les auteurs Margaret Burbidge, Geoffery Burbidge, William Fowler et Fred Hoyle ont publié la description des processus détaillés ayant lieu dans les étoiles et produisant les éléments plus lourds. C'était la première fois que le terme "processus p" a été utilisé. Le processus p se réfère à toutes les réactions qui conduisent à la formation d'isotopes déficients en neutrons plus lourds que le fer. Ces noyaux ne peuvent être formés ni par le processus s, ni par le processus r. Les estimations des abondances des éléments produits dans ces sites astrophysiques sont basées sur des codes informatiques plus ou moins compliqués. Les incertitudes sur les abondances calculées peuvent provenir du fait qu'il existe différents modèles et différents scénarios astrophysiques, mais aussi des simplifications "numériques" (nécessaire pour rendre les codes de calcul exécutables dans un temps raisonnable). Des incertitudes viennent également des taux des réactions nucléaires, la plupart du temps basés sur des estimations théoriques des sections efficaces des réactions nucléaires. Évidemment, les calculs des abondances des éléments dépendent des paramètres d'entrée utilisés dans les modèles nucléaires pour calculer les réactions nucléaires impliquées. Le calcul du processus p repose essentiellement sur les prédictions du modèle statistique de Hauser-Feshbach. La mesure des réactions de capture de particule alpha (α, γ) permet également d'estimer la réaction inverse correspondante de photodésintégration (γ, α), ce qui est très important pour les modélisations du processus p.

Dans le premier chapitre de cette partie de la thèse, on a donné une courte introduction à l'astrophysique nucléaire et sur les processus de nucléosynthèse des éléments, avec un accent sur le processus p et l'évaluation théorique des taux de réaction impliqués dans le processus p. Le deuxième chapitre est

consacré à la préparation et au montage de l'expérience de test de la mesure de la section efficace de la réaction ${}^4\text{He}({}^{78}\text{Kr},\gamma){}^{82}\text{Sr}$, une réaction choisie pour son intérêt astrophysique et pour sa relative facilité de réalisation. Dans le troisième chapitre, on a exposé l'analyse des données et la conclusion.

Dans la deuxième partie de la thèse, l'influence de l'écrantage électronique du noyau sur la probabilité de décroissance radioactive est examinée. Bien que beaucoup d'intérêt sur ce sujet a été soulevé ces deux dernières décennies, Segré et Benoist ont déjà donné en 1947 les premières preuves que "il a été possible d'influencer la constante de décroissance d'un élément radioactif". Évidemment, s'il était possible de manipuler la barrière coulombienne en utilisant l'effet d'écrantage, il serait également possible de manipuler les processus de décroissance et de fusion de particules chargées. Il a été suggéré que l'effet d'écrantage pourrait être utilisé dans la gestion des déchets nucléaires et aussi dans ce qu'on appelle la "fusion froide". Un grand nombre d'expériences et de publications a été dédié à ce sujet. Dans de nombreuses expériences de fusion de noyaux légers (et un nombre relativement faible d'expériences sur la probabilité de décroissance radioactive) où des métaux ont été utilisés comme environnement pour étudier ces réactions, on a remarqué que l'effet d'écrantage mesuré est supérieur à la limite maximale théorique - la limite adiabatique. Ainsi, afin d'expliquer un tel effet d'écrantage, l'analogie entre les électrons libres dans le plasma et les électrons quasi-libres dans les métaux a été utilisée. Dans certains cas, le potentiel d'écrantage calculé par le modèle de Debye a montré un très bon accord avec les potentiels d'écrantage obtenus expérimentalement dans les réactions de fusion des noyaux légers. Cependant, les électrons sont des fermions et le modèle de Debye décrit le comportement des particules chargées classiques obéissant à la distribution de Maxwell-Boltzmann. Le traitement des électrons dans les métaux comme des particules classiques n'a aucune justification rationnelle. D'autre part, les bosons suivent la distribution de Bose-Einstein et on pourrait s'attendre à ce qu'ils aient un comportement quelque peu différent quant à l'effet d'écrantage. Ainsi, cette idée a été utilisée lorsque il a été décidé de mesurer l'influence des paires de Cooper dans un supraconducteur sur l'écrantage d'un noyau implanté dans un supraconducteur. On a mesuré la dépendance de la demi-vie des noyaux d' ${}^{19}\text{O}$ et de ${}^{19}\text{Ne}$ implantés dans différentes phases (supraconductrice ou métallique) du niobium.

Cette expérience a été le sujet de la deuxième partie de la thèse. Dans le premier chapitre de la deuxième partie de la thèse, la théorie de l'effet d'écrantage sur la probabilité de la décroissance et sur la section efficace de la fusion a été décrite. L'effet d'écrantage induit par différentes particules (classique, fermions et bosons) a été estimé. Le dispositif de l'expérience est décrit dans le deuxième chapitre de cette partie de la thèse et enfin l'analyse des données et la conclusion sont présentées dans le dernier chapitre de cette partie.

A la fin de la thèse, la conclusion générale et les perspectives sont discutées.

Première partie

**La capture alpha en cinématique
inverse liée au processus p. Mesure de
la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha,\gamma)^{82}\text{Sr}$.**

Introduction au processus p

1.1 Abstract

There are several processes in the universe responsible for the nucleosynthesis. First was the Big Bang nucleosynthesis which couldn't produce the elements heavier than lithium, due to the nuclear reaction "bottleneck" — nonexistence of elements of mass 5 and 8. The heavier elements are produced by thermonuclear fusion reactions in stars as well as during explosive events as novae and supernovae.

Nuclear processes and synthesis of elements

Stars produce thermonuclear conditions during very long time allowing the so-called triple alpha process which forms carbon, allowing to surpass the bottleneck of nonexistence of nuclei of mass 5 and 8. However, the thermonuclear fusion in stars cannot produce the elements heavier than iron since all fusion reaction above iron are endothermic, thus other processes are responsible for the synthesis of elements heavier than iron. One of these processes is the s-process (slow-neutron-capture-process) which occurs in low neutron density (10^5 - 10^{11} neutrons per cm^3) and intermediate temperature conditions — conditions mainly fulfilled in Asymptotic Giant Branch (AGB) stars. Main sources of neutrons are $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ and $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reactions. S-process is a successive neutron captures – β^- decays process which climbs along the stability line. As this process is very slow it cannot surpass the alpha-decay region of elements heavier than bismuth. The process responsible for the synthesis of elements heavier than bismuth is the r-process (rapid-neutron-capture-process) which also produces elements of lower mass as the s-process does. The conditions for this scenario are more extreme with high neutron density of $\sim 10^{22}$ neutrons per cm^3 and temperatures over 1 GK, which occurs in the supernovae explosive scenarios. The neutron production by the photodisintegration is so excessive, that the neutron capture process will occur many times before the beta decay takes place and in this case the process goes along the neutron drip line. Certain number of nuclei from the neutron deficient side of the valley of stability cannot be synthesized neither by s-process nor by r-process. These nuclei are formed either by rp , p or newly proposed νp process. The rp -process refers to rapid proton capture process and occurs in the X-ray bursts. The p -process refers to all reactions which leads to formation of neutron deficient isotopes heavier than iron and the νp -process is the nucleosynthesis process which occurs in supernovae when strong neutrino flux creates proton-rich ejecta.

P-process

The term p -process was originally proposed by the famous B²FH [Burbidge 57] paper and it refers to all reactions which leads to formation of neutron deficient isotopes heavier than iron, which cannot be formed neither by s-process nor by r-process. The formation of the p-nuclides proceeds mainly by the sequences of (γ, n) , (γ, p) and (γ, α) reactions. In certain scenaria (p, γ) , (α, γ) and (n, γ) reactions are also involved. Nevertheless, the p-nuclei are supposed to originate from the burning of the preexisting

nuclei in hot stellar plasma of very high temperatures ranging from 1.5 to 3.5 billion degrees Kelvin. In other words, the seed nuclei of the p-process stem from the s-process (and possibly from r-process also). The p-process occurs in explosive environment and several types of supernovae models (type II, type Ia, pair-creation SNe), are investigated. These are the main characteristics of the flow of the p-process in SNII suggested by Rayet et al. [Rayet 90] :

- The synthesis of the heavy p-nuclei occurs at lower temperature in the p-process layers. The reason for this is that the heavy p-nuclei are much more sensitive to the photodisintegration. To be precise the light p-nuclei ($A \lesssim 50$) are mainly produced at $T_{9,m} \gtrsim 3$, intermediate-mass ($50 \lesssim A \lesssim 82$) at $2.7 \lesssim T_{9,m} \lesssim 3$ and heavy ($A \gtrsim 82$) at $T_{9,m} \lesssim 2.5$ - [Rayet 90], where $T_{9,m}$ is the maximum-peak temperature of the p-process layer expressed as $10^9 K$.
- At the very beginning of the p-process, the dominant reaction is the (γ, n) reaction. However as the nuclei starting to be more neutron deficient this reaction starts to be hindered and counterbalanced by the (γ, p) and (γ, α) reactions.
- The (n, γ) reaction can compete and even surpass any photodisintegration reaction. This is especially the case for the nuclei that are more compact and resistant to the photodisintegration – like most of lower-Z isotopes and even-even nuclei.
- Proton captures are found not to be favorable for the $Z \geq 32$ nuclei in the mentioned condition of the p-process

Theoretical evaluation of the reaction rates related to p-process and possible improvements in the theoretical calculations

The p-process is conducted mainly by the photodisintegration process which is complemented by the neutron, proton or radiative alpha captures. The p-process comprise more than 20000 reactions of more than 2000 nuclei with the mass $A \leq 210$. Of course it is absolutely impossible to measure all these reactions, thus the reaction rates rely mostly on theoretical predictions. The entire calculation of the p-process relies on the statistical model of Hauser-Feshbach [Hauser 52], where the cross section is given by :

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi \lambda_{\alpha}^2 \frac{1}{(2J_I + 1)(2J_j + 1)} \sum_{J^{\pi}} (2J + 1) \frac{T_{\alpha}^{J^{\pi}} T_{\beta}^{J^{\pi}}}{\sum_{\alpha'} T_{\alpha'}^{J^{\pi}}}, \quad (1.1)$$

where J_I and J_j are spins of the projectile and the target ; J is the spin of the compound nucleus (CN) ; T_{α} and T_{β} are the transmission coefficients of entrance and exit channel, respectively (probability for emission/absorption of given particles — neutrons, protons, alphas, photons . . .). When the compound nucleus is excited to the continuum, the averaged transmission coefficients obtained from an integral over a specified nuclear level density (NLD) are used instead the single channel transmission coefficient. A cross section calculated within the Hauser-Feshbach (HSFB) framework depends on the ground state properties of nuclei (both entrance and exit channel and the CN). The nucleon (or alpha particle) transmission coefficients are obtained from appropriate optical model parameters (OMP). The photon transmission is calculated under assumption of the dominance of the dipole E1 transitions. The γ -ray strength for E1 transmission requires the knowledge of the low energy tail of the giant dipole resonance (GDR) of the formed compound nucleus. Nowadays the photon transmission coefficient is often represented by the phenomenological generalized Lorentzian model or by quasiparticle random phase approximation (QRPA) approximation.

All in all, required ingredients within the HSFB framework are : the ground state properties,

nuclear level densities, gamma-ray transmission coefficients, proton and neutron optical model potentials and α optical model potentials. Of all ingredients the α -OMP is practically the least reliable ingredient of HSF method, especially when it was realized that the data from the elastic scattering of the alpha particle cannot be used for the extrapolation to lower energies and estimation of the cross section at energies relevant for astrophysics.

The aim of the experiment is to establish experimental technique for the measurement of the alpha capture cross sections which would improve the reliability of α -OMP. In other words the aim is to lower the uncertainties in predictions of abundances of elements coming from the nuclear reaction calculations.

1.2 La synthèse des éléments dans l'Univers

Dans cette partie du document, les différents processus de nucléosynthèse sont décrits brièvement. Le processus p est décrit un peu plus en détail dans une section distincte.

1.2.1 La nucléosynthèse primordiale

La nucléosynthèse primordiale se réfère à la production d'éléments pendant une période très courte du Big Bang, lorsque les températures de l'Univers étaient assez élevées pour permettre les réactions nucléaires de se produire, mais pas trop pour induire essentiellement de la photodésintégration. La nucléosynthèse primordiale ne produit pas d'éléments plus lourds que le béryllium, essentiellement en raison de l'absence d'un noyau stable à cinq ou huit nucléons. Cette restriction n'est pas suffisante dans les étoiles où les collisions triples de noyaux d'hélium-4 (communément appelé processus triple-alpha) permettent la production du carbone-12. La réaction à trois corps ayant une probabilité significativement plus faible de se produire que des réactions à deux corps, ce processus est très lent. Des centaines de milliers d'années sont nécessaires pour convertir une quantité significative d'hélium en carbone dans les étoiles. Comme la nucléosynthèse primordiale n'a pas duré plus de quelques minutes, la production de carbone-12 pendant la nucléosynthèse primordiale a été négligeable. Immédiatement après le Big Bang, l'univers était constitué principalement d'hydrogène $\sim 80\%$ et d'hélium $\sim 20\%$.

1.2.2 La nucléosynthèse stellaire

Les étoiles se forment par contraction de nuages de gaz, essentiellement composés d'hydrogène. Cette contraction de matière, principalement induite par l'attraction gravitationnelle, provoque une hausse de température. Cette hausse de température produit également une augmentation de la pression qui s'oppose quant à elle à la force gravitationnelle. S'il y a assez de matière, l'attraction gravitationnelle provoquera une augmentation de la température dans le centre de la protoétoile suffisante pour déclencher des réactions thermonucléaires. La première étape de la vie d'une étoile est la phase de combustion de l'hydrogène. Les étoiles demeurent la majorité de leur vie dans cette phase de combustion de l'hydrogène, qui est aussi appelée la séquence principale (main sequence). Par exemple, le Soleil se trouve actuellement dans cette phase depuis $5 \cdot 10^9$ années, et il y restera encore autant de temps. L'hydrogène venant à se réduire dans le coeur de l'étoile, l'étoile se contracte lentement pour augmenter la température et la densité, pour ainsi maintenir le taux de combustion et l'équilibre hydrostatique. Si la masse de l'étoile est suffisante, au moins la moitié de la masse du Soleil, la température augmentera

TABLE 1.1: Etapes de combustion d'une étoile de 25 masses solaires [Chieffi 98]. La masse minimale en masse solaire nécessaire pour initier la combustion des éléments est indiquée [Zeilik 02].

Combustible	Produits	Température [K]	Masse minimale	Période de combustion
H	He	3.7×10^7	0.1	7×10^6 ans
He	C,O	1.6×10^8	1 (0,5) ¹	5×10^5 ans
C	Ne, Na, Mg, O	7.2×10^8	1.4	600 ans
Ne	O, Mg	1.2×10^9	5	1 an
O	Si, S, P	1.8×10^9	10	0.5 ans
Si	Ni-Fe	2.8×10^9	20	~ 1 jour

suffisamment pour enclencher la prochaine étape de la fusion thermonucléaire : la phase de combustion de l'hélium. Au cours de cette phase du carbone et de l'oxygène sont produits. L'étoile n'est désormais plus dans la séquence principale et se transforme en géante rouge. Une partie de l'enveloppe finie par être éjectée, l'étoile n'est alors plus qu'une petite étoile très dense et chaude, dite naine blanche. Si l'étoile a une masse dite sous-Chandrasekhar, l'effondrement gravitationnel sera arrêté par la pression de dégénérescence électronique. Si l'étoile est suffisamment massive, en plus de la fusion du carbone, elle sera capable d'initier aussi successivement la fusion du néon, de l'oxygène, du magnésium et finalement celle du silicium. L'étoile sera ainsi pourvue d'une structure en couches avec plusieurs combustions se déroulant simultanément. A chaque nouvelle étape de combustion correspond une période de combustion beaucoup plus courte que la précédente (tableau 1.1). L'élément le plus lourd produit par réactions exothermiques est le ^{56}Fe . Dès lors, il constitue aussi le dernier élément qui peut être produit par fusion dans les étoiles. Si la masse de l'étoile dépasse la limite de Chandrasekhar $1.4 M_{\odot}$, la pression de dégénérescence électronique n'est pas en mesure d'empêcher l'effondrement de l'étoile. Cet effondrement donnera lieu à l'événement connu sous le nom de supernova (de type II). L'effondrement d'une étoile libère une quantité énorme d'énergie potentielle gravitationnelle. Cette énergie chauffe la matière externe de l'étoile et l'éjecte à une vitesse pouvant atteindre 10 % de la vitesse de la lumière, provoquant une onde de choc dans le milieu interstellaire environnant. Cette onde de choc projette une couche étendue de gaz et de poussière, que l'on appelle rémanent de supernova (figure 1.1). Dans le tableau 1.2 sont présentés les produits finals de l'évolution stellaire en fonction du progéniteur. Donc, le processus de fusion n'est pas responsable de la production des éléments plus lourds que le fer.

1.2.3 Les processus r et s

Par des captures successives de neutrons et de désintégrations bêta, des éléments de masse et de numéro atomique significativement plus élevés que le fer peuvent être formés. Il y a deux types de processus de capture de neutrons. Si la séquence des captures neutroniques est suffisamment lente pour que les noyaux nouvellement formés aient assez de temps pour se désintégrer par radioactivité bêta, alors le processus est appelé *processus s* (slow). Le processus *s* se produit pendant une phase de l'évolution de l'étoile appelée AGB (Asymptotic Giant Branch). Les principales sources de neutrons

1. La masse minimale du coeur [Suda 07].

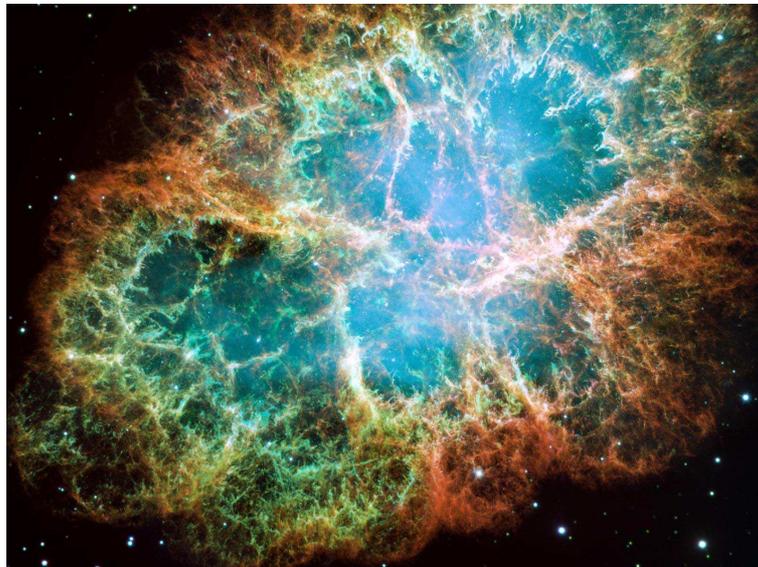


FIGURE 1.1: Belle image de la nébuleuse du Crabe. On y observe les résidus d'une étoile qui a explosé en supernova et dont la lumière a atteint la Terre en 1054.

TABLE 1.2: Étapes finales d'évolution des étoiles

Résidu	Masse du résidu	Masse du progéniteur	Rayon	Contreforce
Naine blanche	$M_{WD} < 1.4M_{\odot}$	$M_p < 8M_{\odot}$	$R_{WD} \sim R_{earth}$	dégénérescence e^{-}
Étoile neutron	$M_{NS} < 3M_{\odot}$	$8M_{\odot} < M_p < 20M_{\odot}$	$R_{NS} \sim 10km$	dégénérescence n
Trou noir	$M_{BH} > 3M_{\odot}$	$M_p > 20M_{\odot}$	$R_{grav} = 2GM_{BH}/c^2$	aucune

dans ces étoiles sont les réactions $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ et $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. A un stade très avancé de l'évolution stellaire - particulièrement dans les scénarios explosifs comme la supernovae de type II - la production de neutrons par photodésintégration devient importante au point que plusieurs captures de neutrons peuvent se succéder avant que la désintégration bêta se produise. Le processus est alors appelé *processus r* (*r* pour *rapid*). Tandis que le processus s suit la ligne de la stabilité, le processus r s'approche de la drip-line neutron et concerne ainsi des noyaux très riches en neutrons. Ces deux processus sont responsables de la production de presque tous les éléments plus lourds que le fer.

1.2.4 Les processus rp et νp

Le processus rp (processus de capture rapide de protons) consiste en de successives et très rapides captures de protons. Les sites possibles du processus rp sont des systèmes binaires d'étoiles où l'une des étoiles est une étoile à neutrons et l'autre une étoile "normale". Ce processus serait étroitement lié aux sursauts X (X-ray burst en anglais). Les noyaux de départ ("seed nuclei") de ce processus sont supposés être des noyaux légers [Vancraeynest 98, Tan 07], typiquement une composition solaire. Le point final du processus rp n'est pas encore bien établi. Des recherches récentes ont néanmoins indiqué qu'il ne peut pas aller au-delà du tellure [Schatz 01]. Toutefois, aucun noyau produit par le processus rp ne devrait échapper à l'étoile à neutrons, ce qui signifie que ce processus ne peut pas contribuer aux abondances isotopiques mesurées dans notre système solaire.

Le processus νp a été introduit récemment [Fröhlich 06]. Il aurait lieu dans les supernovae. Le processus de spallation induit par neutrinos peut produire certains noyaux. Pour l'instant, le processus νp semble apporter une réponse aux abondances solaires observées pour les noyaux stables légers et riches en proton, en particulier les noyaux de $^{92,94}\text{Mo}$ et de $^{96,98}\text{Ru}$. Ce modèle doit cependant être amélioré. Il a notamment été observé qu'une petite variation des taux des réactions triple- α et (n, p) sur le noyau de ^{56}Ni (noyau de départ du processus νp) conduit à un changement substantiel dans la production de ces noyaux [Wanajo 11].

1.3 Le processus p

Le terme processus p (*p process* en anglais) a été introduit pour la première fois dans la célèbre publication de B²FH [Burbidge 57]. Il se réfère à toutes les réactions nucléaires qui conduisent à la formation de noyaux stables, qui sont déficients en neutrons et plus lourds que le fer, qui ne peuvent pas être formés ni par le processus s, ni par le processus r. On appelle généralement ces noyaux les nucléides p ou noyaux p. L'ensemble des noyaux p est constitué de 35 noyaux stables, cela va du ^{74}Se à ^{196}Hg . Les noyaux p ont été observés uniquement dans le système solaire. La fraction des noyaux p dans les isotopes stables est en général très faible (de plus d'un ordre de grandeur). Il existe des exceptions, comme pour le ^{144}Sm qui a une couche en neutrons fermé $N = 82$ et dont l'abondance est de 3,07 %. Les noyaux p plus légers situés dans la région à proximité des couches $N = 50$ et $Z = 50$ sont sensiblement plus abondants. L'exception la plus frappante est le ^{92}Mo qui possède une abondance naturelle de 14,8%. Le ^{96}Ru possède une abondance légèrement plus petite de 5,5 %, mais toutefois très élevée pour un noyau p. Étudier l'origine des noyaux p est essentiel pour comprendre la genèse de notre système solaire et comment la matière solaire s'est formée. De nombreux scénarios ont été proposés pour expliquer l'abondance des isotopes-p et leurs écarts observés avec le système solaire : la pré-supernova, la supernova de type Ia, la supernova de type II,

les flux de protons énergétiques, les processus de neutrinos, le processus rp, le processus vp, etc. [Arnould 76, Woosley 78b, Audouze 70, Woosley 90, Howard 91, Schatz 01, Fröhlich 06]. La formation des nucléides p s'effectue principalement par les réactions (γ, n) , (γ, p) et (γ, α) . Dans certains scénarios, des réactions (p, γ) et (α, γ) sont également impliquées. Les noyaux p ne peuvent pas être produits par les processus r et s puisque la ligne de stabilité les empêche d'être générés par la désintégration bêta de noyaux riches en neutrons. Néanmoins, les noyaux p sont supposés provenir de la combustion de noyaux stables préexistants dans le plasma stellaire. En d'autres termes, les noyaux de départ du processus p ont pour origine les processus s et r. De fait, les abondances finales des noyaux p dépendront aussi de ces processus. Dans cette section, on décrit brièvement les sites astrophysiques possibles pour l'apparition du processus p.

1.3.1 Le processus p dans les supernovae de type II

Comme il a été mentionné à la fin de la section 1.2.2, au stade final d'une étoile très massive le cœur en fer s'effondre et l'étoile finit avec une explosion cataclysmique que l'on appelle supernova de type II (SNII). L'implosion du cœur de fer libère une très grande quantité d'énergie. La plupart de l'énergie issue de l'effondrement gravitationnel, autour de 99%, est emportée par les neutrinos. Les premiers calculs concernant le processus p ont été menés en 1978 par Howard et Woosley [Woosley 78a]. Ils ont utilisé des conditions paramétrées pour décrire la thermodynamique des couches pertinentes de la supernova, et ils ont introduit un réseau simplifié de réactions de photodésintégration incluant uniquement des réactions (γ, n) , (γ, p) et (γ, α) et des noyaux de départ de type s et r et d'abondances solaires. Les captures de neutrons, de protons et d'alpha ont été totalement négligées. On trouve des calculs plus détaillés [Rayet 95, Rauscher 02] menés avec une étoile non-tournante et modélisée à une dimension, dans la gamme des masses $13M_{\odot} \leq M \leq 25M_{\odot}$, où la métallicité est supposée être de type solaire. Il a été montré que le processus p peut se développer dans les couches O-Ne des étoiles massives. Pendant l'explosion, ces couches sont chauffées à des températures situées entre 1,7 et $3,3 \times 10^9$ K. Il s'agit d'une gamme de températures plus ou moins déjà suggérée par des études précédentes. Le développement de la puissance de calcul des ordinateurs modernes permettra prochainement le calcul de modèles explosifs dans l'espace à 3 dimensions. Les calculs d'explosions asymétriques, comme dans le cas de la supernova Puppis A, seront également possible. La température de pointe d'une couche lors du processus p est surtout sensible à l'énergie cinétique finale de la matière éjectée, ainsi qu'au taux de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ qui n'est pas assez bien défini pour l'instant. Les principales caractéristiques du déroulement du processus p dans les SNII sont les suivantes (Rayet et al. [Rayet 90]) :

- Au départ du processus p, la réaction dominante est la réaction (γ, n) . Cependant, les noyaux commençant à être de plus en plus déficients en neutrons, cette réaction commence à être entravée et contrebalancée par les réactions (γ, p) et (γ, α) .
- La réaction (n, γ) peut rentrer en compétition et même dominer toutes réactions de photodésintégration. C'est particulièrement le cas dans les noyaux qui sont plus compacts et résistants à la photodésintégration, comme la plupart des isotopes à faible Z et les noyaux pair-pair.
- Les captures de protons se trouvent non favorisées pour les noyaux de numéro atomique $Z \geq 32$.
- Les noyaux "p" légers ($A \lesssim 50$) sont produits à $T_{9,m} \gtrsim 3$, ceux de masse intermédiaire ($50 \lesssim A \lesssim 82$) à $2,7 \lesssim T_{9,m} \lesssim 3$ et les plus lourds ($A \gtrsim 82$) à $T_{9,m} \lesssim 2,5$ [Rayet 90], où $T_{9,m}$ est la température maximale de la couche, exprimée en milliards de degrés. La synthèse des noyaux "p" lourds se produit à plus basse température que les noyaux légers, parce qu'ils sont beaucoup

plus sensibles à la photodésintégration.

1.3.2 Le processus p dans les supernovae de type I

Les supernovae de type Ia (SNIa) sont certainement dues à l'explosion violente d'une étoile naine blanche dans un système binaire d'étoiles durant le processus d'accrétion de la matière de son étoile compagnon. La naine blanche voit sa masse augmenter et juste avant d'atteindre la limite de Chandrasekhar $\approx 1,4M_{\odot}$, la fusion du carbone est déclenchée et s'emballe¹, suivie peu après de la fusion de l'oxygène. Une fraction importante du carbone et de l'oxygène dans les naines blanches est brûlée, formant ainsi des éléments plus lourds en seulement quelques secondes [Röpke 04] et élevant la température interne de l'étoile à des milliards de degrés. Cette libération d'énergie provenant de la combustion thermonucléaire est plus que suffisante pour détruire l'étoile. Sans entrer dans les détails, la distribution relative globale des noyaux p obtenue par le modèle de détonation retardée n'est pas extrêmement différente de celle des événements SNII ou PCSN [Arnould 03]. Elles s'accordent aussi à propos de la sous-production des isotopes p de molybdène et de ruthénium, ^{113}In , ^{115}Sn , ^{138}La et ^{152}Gd . Kusakabe et al. [Kusakabe 11] en utilisant le modèle W7 [Nomoto 84] ont suggéré que les SNIa pourraient apporter une contribution plus importante que les SNII dans la teneur en noyaux p du système solaire. Ils ont constaté que les isotopes de Mo et de Ru sont produits plus abondamment dans les SNIa que dans les SNII, mais toujours sous-produites par rapport aux abondances solaires.

Les supernovae de type Ib et Ic (SNIb/c) ont pour progéniteurs les étoiles de type Wolf-Rayet (étoiles très massives). Les SNIb/c partagent un mécanisme fondamental similaire à celui de la SNII. On peut estimer que les taux de production des noyaux p à partir des SNIb/c d'un résidu d'étoile à hélium de masse donnée ne doivent pas être très différents de ceux d'une explosion d'étoile de même masse dans une SNII.

1.3.3 Le processus p dans les supernovae à instabilité de paires

Un autre scénario possible pour la création de noyaux p pourrait être les supernovae d'instabilité de paires (PISN). L'existence de ce type de SN a été récemment confirmée [Gal-Yam 09]. Les PISN seraient générées à partir d'étoiles super-massives ayant une masse de $M \gtrsim 100M_{\odot}$. Au cœur de ces étoiles, à un certain moment, la température et la densité atteignent un tel niveau que l'énergie des photons est suffisante pour créer des paires électron-positron. Le libre parcours moyen des photons s'en trouve fortement réduit, entraînant un refroidissement des couches extérieures, ce qui conduit à un effondrement gravitationnel. A cause de cet effondrement, la température du cœur augmente, ce qui produit une rétroaction positive qui a pour effet la création supplémentaire de paires électron-positron. La température de cœur augmente à tel point que les réactions thermonucléaires s'accroissent considérablement, induisant la combustion explosive d'environ $4M_{\odot}$ d'oxygène sur une échelle de temps d'environ 50 s. Le devenir de cette étoile dépend de sa masse initiale. Si elle possède une masse inférieure à $130M_{\odot}$, l'étoile pulse jusqu'à ce qu'elle rejette assez de sa masse pour devenir une SN normal (c'est le scénario supposé pour Eta Carinae² avec une éjection de matière observée en 1843). Lorsque la masse de l'étoile est plus

1. Le terme d'emballement thermonucléaire se réfère à la rétroaction entre la production d'énergie et la température dans les conditions gaz dégénéré d'électrons, lorsque la température peut augmenter sans expansions du gaz, puisque la pression de dégénérescence électronique est nettement supérieure à la pression thermique initiale.

2. Eta Carinae ($\eta\text{Carinae}$) est un système stellaire dans la constellation de Carina, situé à environ 7.500 à 8.000 années-lumière du Soleil. Ce système comporte au moins deux étoiles, dont l'une est une étoile Wolf-Rayet. La masse

grande, celle-ci effondre. Cet effondrement est suivi par une explosion cataclysmique avec formation d'un trou noir (masse plus grande que $250M_{\odot}$) ou sans formation d'aucun résidu ($130M_{\odot} \lesssim M \lesssim 250M_{\odot}$). Un seul scénario de processus p dans les PISN a été étudié [Rayet 93]. Il montre que la production des éléments p dépend fortement de la formation et de la masse du trou noir résultant.

1.4 Evaluation théorique des taux de réactions liées au processus p

Quelque que soit le scénario astrophysique, le processus p est gouverné principalement par des réactions de photodésintégration, qui sont complétées par des captures de neutrons, de protons et de particules alpha. En principe, il est possible d'utiliser directement dans les codes de simulation astrophysique les sections efficaces des réactions nucléaires, qui sont des fonctions de l'énergie des particules, mais dans la pratique ce sont les taux de réaction qui sont utilisés et qui dépendent de la température du milieu.

1.4.1 Taux de réaction

Dans un plasma stellaire, le modèle d'équilibre thermodynamique s'applique avec une très bonne fiabilité, même dans le cas des événements explosifs. Les énergies des particules dans le plasma stellaire obéissent donc à la statistique de Maxwell-Boltzmann (MB). Toutefois, pour une réaction nucléaire $I + j \rightarrow J + k$, le noyau cible I^{μ} peut être dans son état fondamental ($\mu = 0$) ou dans des états excités ($\mu > 0$ avec une énergie ε_I^{μ}) et cette probabilité d'excitation obéit aussi à la statistique de MB. Ainsi, le taux effectif de la réaction dans l'environnement stellaire quand les états excités sont considérés, est donné par l'équation suivante :

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{jk}(T) = \left(\frac{8}{\pi m} \right)^{1/2} \frac{N_A}{(kT)^{3/2} G(T)} \int_0^{\infty} \sum_{\mu} \frac{(2J_I^{\mu} + 1)}{(2J_I^0 + 1)} \sigma_{jk}^{\mu}(E) E \exp\left(-\frac{E + \varepsilon_I^{\mu}}{kT}\right) dE, \quad (1.2)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro ; k est la constante de Boltzmann ; m est la masse réduite du système $I^0 + j$, $G(T) = \sum_{\mu} (2J_I^{\mu} + 1) / (2J_I^0 + 1) \exp(-\varepsilon_I^{\mu}/kT)$ est la fonction de partition normalisée, dépendant de la température, et $\sigma_{jk}^{\mu}(E)$ est la section efficace de la réaction.

Le théorème de réciprocité permet également d'estimer le taux de la réaction inverse. Ainsi, les réactions de photodésintégration (γ, j) peuvent être estimées à partir des réactions de capture radiative (j, γ) par la relation :

$$\lambda_{\gamma, j}(T) = \frac{(2J_I + 1)(2J_j + 1)}{(2J_L + 1)} \frac{G_I(T)}{G_L(T)} \left(\frac{A_I A_j}{A_L} \right)^{3/2} \left(\frac{kT}{2\pi \hbar^2 N_A} \right)^{3/2} N_A \langle \sigma v \rangle_{j, \gamma}(T) e^{-Q_{j\gamma}/kT}, \quad (1.3)$$

où $Q_{j\gamma}$ est la valeur du Q de réaction de la capture radiative $I^0 + j \rightarrow L^0 + \gamma$.

Pour calculer les taux de réactions nécessaires pour simuler le processus p, il faut connaître les sections efficaces de plus de 20 000 réactions différentes impliquant plus de 2 000 noyaux (isotopes) ayant des masses dans la gamme $12 \leq A \leq 210$ [Rayet 95, Goriely 03]. Il est bien évidemment impossible de mesurer toutes ces réactions, on se base donc beaucoup sur des prédictions théoriques concernant les sections efficaces des réactions. Si la densité d'états du système composé, qui est formé à la suite de la

du système est estimée à plus de 100 masses solaires.

capture d'une particule alpha ou d'un nucléon, est suffisamment élevée, un modèle nucléaire statistique peut être utilisé pour prédire les sections efficaces, comme le modèle de Hauser-Feshbach. En général, cette condition est remplie pour le processus p.

1.4.2 Le modèle nucléaire statistique de Hauser-Feshbach

Les simulations astrophysiques du processus p reposent principalement sur des sections efficaces calculées avec le modèle nucléaire statistique de Hauser-Feshbach (HSFB) [Hauser 52]. Dans le cadre HSFB, si nous considérons la réaction $I^\mu + j \rightarrow L + k$ (qui décrit la capture d'un nucléon ou d'une particule $\alpha - j$ par le noyau I dans l'état μ) qui produit le noyau composé L (ou résidu d'évaporation) et des particules d'évaporation ou des photons $- k$, la section efficace de cette réaction dans le centre de masse est donnée par l'équation :

$$\sigma_{jk}^\mu(E) = \pi \lambda_j^2 \frac{1}{(2J_I + 1)(2J_j + 1)} \sum_{J^\pi} (2J + 1) \frac{T_j^\mu(E, J^\pi) T_k(E, J^\pi)}{T_{tot}^\mu(E)}, \quad (1.4)$$

où J_I et J_j sont les spins du noyau et de la particule ; $T_j^\mu(E, J^\pi)$ est le coefficient de transmission pour la formation du noyau composé dans l'état J^π (en supposant que le noyau composé atteigne l'équilibre thermique), ce coefficient est donc sommé sur toutes les orbitales et les états de spin possibles ; $T_k(E, J^\pi)$ est le coefficient de transmission pour la désintégration du noyau composé vers le canal formant la paire $L + k$, où tous les états sont pris en compte ($T_k(E, J^\pi) = \sum_{\xi} T_k^\xi(E, J^\pi)$) ; $T_{tot}^\mu(E)$ est le coefficient de transmission totale pour la décroissance du noyau composé, T_{tot}^μ comprend tous les canaux possibles de décroissance y compris les canaux d'entrée $I + j$ et de sortie $L + k$ ($T_{tot}^\mu(E) = \sum_m T_m^\mu(E, J^\pi)$).

L'équation 1.4 est valable que s'il n'y a aucune corrélation entre les canaux d'entrée et de sortie. Si ce n'est pas le cas, il est nécessaire d'introduire un *facteur de correction associé à la fluctuation de la largeur* W_{jk} (noté aussi WFCF, issu de l'anglais *Width Fluctuation Correction Factor*). On a alors :

$$\sigma_{jk} = \pi \lambda_j^2 \frac{T_j T_k}{\sum_i T_i} W_{jk}. \quad (1.5)$$

Pour des énergies d'excitation suffisamment élevées, il n'est pas possible de connaître les attributs de chacun des états excités du noyau composé. A ces énergies, les niveaux sont de plus en plus denses et superposés. Ils peuvent être alors considérés comme un continuum d'états. Dans ce cas, par exemple, la somme des coefficients de transmission du noyau composé vers tous les états du noyau fils se transforme en une intégrale sur la densité de niveaux nucléaires (NLD=Nuclear Level Density) du noyau fils :

$$T_k(E, J^\pi) = \sum_{\nu=0}^{\omega} T_k^\nu(E, J^\pi) + \int_{\varepsilon^\omega}^{\varepsilon^{\max}} \int_{J^\nu, \pi^\nu} T_k^\nu(E, J^\pi, \varepsilon^\nu) \rho(\varepsilon^\nu, J^\pi, \pi^\nu) d\varepsilon^\nu d\pi^\nu dJ^\nu, \quad (1.6)$$

où ν représente tous les états du noyau fils L , du fondamental $\nu = 0$ à l'état lié le plus haut en énergie $\nu = \omega$ à l'énergie ε^ω , $\rho(\varepsilon^\nu, J^\pi, \pi^\nu)$ est la densité d'états par unité d'énergie du noyau L avec le spin J^ν et la parité π^ν , à l'énergie d'excitation ε^ν .

Évidemment, la connaissance des propriétés des états fondamentaux ($\mu = 0$) est essentielle pour les calculs HSFB. Pour les noyaux d'intérêt pour le processus p, leurs propriétés des états fondamentaux sont en général bien connues. Les états excités devraient aussi être bien connus, mais le manque de données est évident pour les plus grandes énergies d'excitation, particulièrement lorsqu'il s'agit de

noyaux situés loin de la vallée de stabilité. Dans ce cas, les calculs dépendent des modèles NLD utilisés. Les coefficients de transmission sont estimés en utilisant l'équation de Schrodinger et des potentiels optiques pour les interactions particule-noyau. Le coefficient de transmission des photons T_γ utilisé dans l'équation 1.4 est calculé en considérant que les transitions du types E1 sont dominantes, car elles ont pour origine une résonance dipolaire géante (GDR). Le terme "coefficient de transmission de photons" se réfère de manière cohérente à la terminologie utilisée dans le traitement de toutes les particules dans le cadre HSFb. Le coefficient de transmission de photons correspond simplement à la probabilité d'émission (ou d'absorption) d'un photon. On suppose le plus souvent que la GDR possède une forme généralisée de Lorentz.

Tous ces ingrédients (propriétés des états fondamentaux et des états excités, densité de niveaux nucléaires, potentiels optiques, coefficients de transmission de photons), utilisés dans le modèle HSFb, sont en principe estimés à partir de différents modèles phénoménologiques et microscopiques. Les modèles phénoménologiques fournissent un meilleur accord avec les données expérimentales. Cela peut se comprendre puisque les nombreux paramètres utilisés dans les calculs sont issus d'un ajustement sur les résultats expérimentaux existants. L'inconvénient de cette approche est son absence de fiabilité lors de l'extrapolation vers des régions plus exotiques. En comparaison, les modèles microscopiques offrent un moins bon accord général avec les données expérimentales existantes. Cependant, ils fournissent une estimation plus cohérente lors de l'extrapolation vers les noyaux plus exotiques [Demetriou 09]. Dans les paragraphes suivants les différents ingrédients utilisés dans le cadre des calculs HSFb sont expliqués un peu plus en détail.

1.4.3 Les propriétés des états fondamentaux

La plupart des propriétés des états fondamentaux des noyaux d'intérêt pour le processus p a déjà été mesurée. Au total, les masses de plus de 2200 noyaux ont été mesurées. Une estimation relativement fiable peut être faite pour ceux dont on ne dispose pas encore de valeur. Le modèle de la goutte liquide à portée finie (FRDM) [Moller 95] est un modèle macroscopique/microscopique sophistiqué qui prédit les masses nucléaires avec une erreur moyenne de 0,676 MeV. Néanmoins, il n'est pas toujours fiable pour l'extrapolation loin de la ligne de stabilité. Il existe plusieurs autres modèles, chacun d'eux possédant ses propres avantages et ses inconvénients. Tous ces modèles donnent cependant des résultats satisfaisants avec des écarts par rapport à l'expérience de $\sim 0.7\text{MeV}$.

1.4.4 Les densités de niveaux nucléaires (NLD)

Le modèle le plus simple mais toujours utilisé est celui du gaz de Fermi [Bethe 36], qui donne accès à la densité d'états totale du gaz de Fermi, dont l'expression est :

$$\rho_F = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{a(E_x - \Delta)})}{12 a^{1/4}(E_x - \Delta)^{5/4}}, \quad (1.7)$$

où E_x est l'énergie d'excitation ; Δ est un paramètre empirique étroitement lié à l'énergie d'appariement et a est le paramètre de densité de niveaux. L'observable densité de niveaux est aussi définie par l'équation suivant [Gilbert 65] :

$$\rho_{GC} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{a(E_x - \Delta)})}{12 a^{1/4}(E_x - \Delta)^{5/4}}. \quad (1.8)$$

Cette expression est identique à la précédente mais inclus un facteur correctif σ correspondant au paramètre de coupure en spins (spin cut-off). Le paramètre σ représente la largeur de la distribution en moments angulaires de la densité de niveaux. Néanmoins cette formule ne peut pas reproduire les niveaux de basse énergie. Ainsi, pour palier à cela, un modèle complémentaire dit de température constante (CTM) a été introduit par Gilbert et Cameron [Gilbert 65] :

$$\rho = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E - E_0}{T}\right). \quad (1.9)$$

où T et E_0 , exprimés en MeV, sont des paramètres de densité de niveaux. Une tabulation de ces paramètres pour différents noyaux est disponible dans la littérature [Gilbert 65]. Les codes de calcul actuels font bien souvent appel à ces deux précédents modèles de manière complémentaire¹. Une approche statistique largement utilisée pour l'estimation de la NLD est celle nommée "back-shifted Fermi gas" (BSFG). Dans le modèle BSFG, l'énergie d'appariement est remplacée par un paramètre libre d'énergie dit de back-shift. Toutefois, ce modèle ne permet pas d'atteindre une précision satisfaisante, principalement en raison du nombre très faible de paramètres d'ajustement. En dehors de l'énergie, parfois des paramètres nucléaires, comme les corrections de couches, sont utilisés [Egidy 05]. Idéalement, les informations de structure nucléaire devraient être incluses dans les modèles de NLD.

Afin d'augmenter le pouvoir de prédiction des modèles NLD, il est nécessaire d'envisager également les modèles microscopiques. Des modèles microscopiques fiables avec des approches statistiques et combinatoires existent déjà. Peu de modèles statistiques HFBCS (Hartree-Fock Barden-Cooper-Schliefer) ont été développés [Demetriou 01, Goriely 01]. Ils incluent un traitement cohérent des effets de couches, des corrélations d'appariement, des effets de déformation et les excitations collectives. Dans le modèle combinatoire, la NLD est calculée au moyen d'un comptage combinatoire des états excités à plusieurs particules et plusieurs trous, où un traitement explicite de l'appariement et des états rotationnels et vibrationnels est pris en compte [Goriely 08, Uhrenholt 09]. Les méthodes au-delà du champ moyen, comme la méthode Monte-Carlo pour le calcul du modèle en couches (voir, par exemple [Alhassid 00]), sont également utilisés pour décrire les NLD. Expérimentalement, la NLD fait à nouveau l'objet d'un grand intérêt [Schiller 00].

1.4.5 Les potentiels optiques

Le modèle optique (MO) se base sur l'hypothèse que les interactions entre la particule incidente et le noyau cible peuvent être décrites par un potentiel complexe de champ moyen. Ce dernier sépare l'interaction en deux canaux : le canal élastique (défini par la partie réelle du potentiel) et le canal d'absorption (défini par la partie imaginaire du potentiel). Si l'on résout numériquement l'équation de Schrödinger en utilisant un potentiel complexe, on obtient une prévision des observables de base : notamment les distributions angulaires élastiques et les sections efficaces. Le MO peut prédire ces observables pour des énergies et des noyaux pour lesquels nous ne disposons pas de données expérimentales. L'atout majeur du MO réside dans le fait qu'il peut prédire différents canaux de réaction. Un exemple de ce pouvoir de prédiction est l'estimation des coefficients de transmission utilisés dans les calculs HSF. Ces coefficients de transmission de particules sont déterminés en considérant le cas d'une diffusion particule-noyau avec un jeu de paramètres du MO approprié pour l'interaction particule-noyau.

1. Le code Talys, par exemple, utilise ces deux modèles comme une option pour les calculs de NLD

La forme la plus générale du potentiel optique (PO) est la suivante :

$$U(r) = V_C(r) + V(r) + iW(r), \quad (1.10)$$

où $V_C(r)$ est un potentiel de Coulomb et $V(r)$ et $W(r)$ sont les parties réelle et imaginaire du potentiel nucléaire. Il existe plusieurs paramétrisations pour le potentiel nucléaire, qui peuvent contenir, entre autres, une paramétrisation du potentiel de volume et de surface, du potentiel spin-orbite, des rayons effectifs, de la diffusivité etc. On trouve également différentes fonctions qui introduisent ces paramètres dans le PO : par exemple, à travers le potentiel de Wood-Saxon, une dérivation du potentiel de Wood-Saxon, différentes fonctions intégrales etc. Koning et Delaroche [Koning 03] fournissent une paramétrisation locale et globale des paramètres du modèle optique. L'expression du potentiel nucléon-noyau phénoménologique qu'ils définissent est la suivante :

$$U_{nN}(r) = V_C(r) - v_V(E)f_V(r) - iw_V(E)f_V(r) - iw_D(E)g_D(r) \\ + v_{SO}(E)h_{SO}(r)(\vec{L} \cdot \vec{S}) + iw_{SO}(E)h_{SO}(r)(\vec{L} \cdot \vec{S}), \quad (1.11)$$

où $v_i(E)$ et $w_i(E)$ sont les composantes réelle et imaginaire des potentiels de volume (V), de surface (D) et de spin-orbite (SO) ; $f_V(r)$ est le potentiel de Wood-Saxon ; $g_D(r) = df_V(r)/dr$ correspond à la dérivée du potentiel de Wood-Saxon ; $h_{SO}(r)$ est définie par $h_{SO}(r) = (1/r)g_D(r)$. Le potentiel de Coulomb $V_C(r)$ considéré est celui d'une sphère uniformément chargée.

Pour des particules complexes comme l'alpha, les modèles de potentiels optiques (MPO) de type "folding" (par exemple [Watanabe 58]) peuvent être utilisés. Dans ce cas, le MO nucléon-noyau cité précédemment est utilisé comme base pour l'estimation du potentiel optique de la particule complexe. Par ailleurs, Demetriou et al. [Demetriou 02] ont également proposé un nouveau potentiel optique global dans le cas des particules alpha (global α -OMP), où la dépendance en énergie et les effets de structure ont été pris en compte. La partie réelle du potentiel est calculée par une procédure dite "double folding" sur l'interaction nucléon-nucléon effective M3Y. La partie imaginaire du potentiel est décrite quant à elle par le potentiel de Wood-Saxon (et sa dérivée), où une nouvelle paramétrisation est aussi introduite. Toutefois, lorsque l'on considère les sections efficaces de réactions sur des cibles inexplorées expérimentalement, des écarts d'un facteur 10 ou plus sont trouvés entre les différents modèles de potentiels optiques. Ces incertitudes sont essentiellement liées à la difficulté de contraindre le paramètre de diffusivité du potentiel imaginaire à partir de l'analyse des données expérimentales existantes.

À côté des modèles phénoménologiques de potentiel optique, on trouve aussi un modèle de potentiel optique semi-microscopique nommé JLM (ou JLMB pour la nouvelle version [Bauge 01]). Il dérive de l'approximation de Brückner-Hartree-Fock basée sur l'interaction nucléon-nucléon d'un corps dur de Reid (Reid's hard core nucleon-nucleon interaction). Bien que cette méthode est satisfaisante pour les potentiels optiques nucléon-noyau, il ne donne pas de résultats satisfaisants pour les potentiels optiques α -noyau.

1.4.6 Les coefficients de transmission de raies γ

Le coefficient de transmission T_γ de raies γ , apparaissant dans l'équation 1.4, est utilisé pour décrire les canaux d'émission γ . Dans le cadre de HSFb, les coefficients de transmission (représentant essentiellement les probabilités d'émission de raies gamma) sont analogues aux coefficients de transmission de particules. En ce sens, le canal d'émission γ est en concurrence avec les canaux d'émission d'autres particules. Les coefficients de transmission de raies γ de multipolarité l et de type X (ou

$X \in \{E, M\}$, électrique ou magnétique) peuvent être calculés avec la relation :

$$T_{Xl}(E_\gamma) = 2\pi f_{Xl}(E_\gamma) E_\gamma^{2l+1}, \quad (1.12)$$

où E_γ est l'énergie du gamma et $f_{Xl}(E_\gamma)$ est une fonction de rai gamma. Dans le cas de la capture radiative, la transition de type E1 domine parmi tous ces coefficients de transmission. Le calcul de probabilité d'une émission de raie γ pour une transition E1 nécessite la connaissance de la queue à basse énergie d'une résonance géante dipolaire (GDR) du noyau composé formé. Par conséquent, les coefficients de transmission sont souvent calculés avec un modèle lorentzien généralisé phénoménologique [Kopecky 90]. Néanmoins, ce modèle souffre de nombreuses insuffisances, en particulier en ce qui concerne sa fiabilité.

C'est pourquoi, des approches microscopiques ont été développées, comme par exemple l'approximation QRPA [Goriely 02]. Le modèle sphérique de QRPA utilise une interaction réaliste de Skyrme pour une dérivation à grande échelle des transitions E1. En général, il y a un bon accord entre l'approche QRPA et le modèle de Lorentz pour les noyaux d'intérêt dans le cas du processus p. Toutefois, le modèle lorentzien pourrait avoir des difficultés à prédire la section efficace de la réaction (n, γ) autour de l'énergie de liaison neutron. Etant basé sur une description microscopique de particules indépendantes et d'excitations collectives, le modèle QRPA peut reproduire cette section efficace.

1.5 Motivations

1.5.1 Les limites des modèles théoriques

Sur la figure 1.2, on peut voir le rapport r entre le taux maximal et le taux minimal obtenus à une température $T_9 = 2.5$ ($T = 2.5 \times 10^9 K$) avec le code MOST [Goriely 97] pour différents noyaux en utilisant quatorze combinaisons différentes de modèles et de paramétrisations pour les réactions¹. Les calculs ont été effectués pour les réactions de capture radiatives de neutrons, de protons et de particules α . De toute évidence, le plus grand écart entre les estimations est constaté pour le cas de la capture de particules α , atteignant un facteur 100, même le long de la vallée de stabilité. De même, la situation est loin d'être idéale pour les captures de neutrons et de protons qui, considérant le théorème de réciprocité, ont une influence directe sur l'estimation de la photodésintégration.

La paramétrisation du potentiel optique pour des particules α se base principalement sur les données obtenues à partir des diffusions élastiques au-dessus et autour de la barrière coulombienne. Malheureusement, la partie imaginaire du MPO est fortement dépendante de l'énergie. Par conséquent, l'extrapolation aux énergies en deçà de la barrière coulombienne n'est pas très fiable. Dès lors, la mesure de sections efficaces aux énergies pertinentes pour l'astrophysique (autrement dit au dessous de la barrière coulombienne) est indispensable pour contraindre de manière fiable le potentiel optique global dans le cas de particules α .

Un exemple illustrant ce problème est la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$. Les prédictions concernant le facteur astrophysique S pour cette réaction à partir de plusieurs MPO sont complètement différentes (voir figure 1.3). Le modèle de Mann [Mann 79] est un modèle global de potentiel optique phénoménologique,

1. Transmission de raie γ (QRPA ou le modèle Lorentzien), MPO nucléon-noyau (JLM, JLMB ou Koning-Delaroche), MPO α -noyau (OPI, OPII, OPIII et le potentiel de Mann) etc. Parmi toutes les combinaisons possibles de ces ingrédients, quatorze ont été notamment choisies pour permettre une estimation de la précision dans l'estimation des taux de réaction de captures radiatives [Arnould 03]

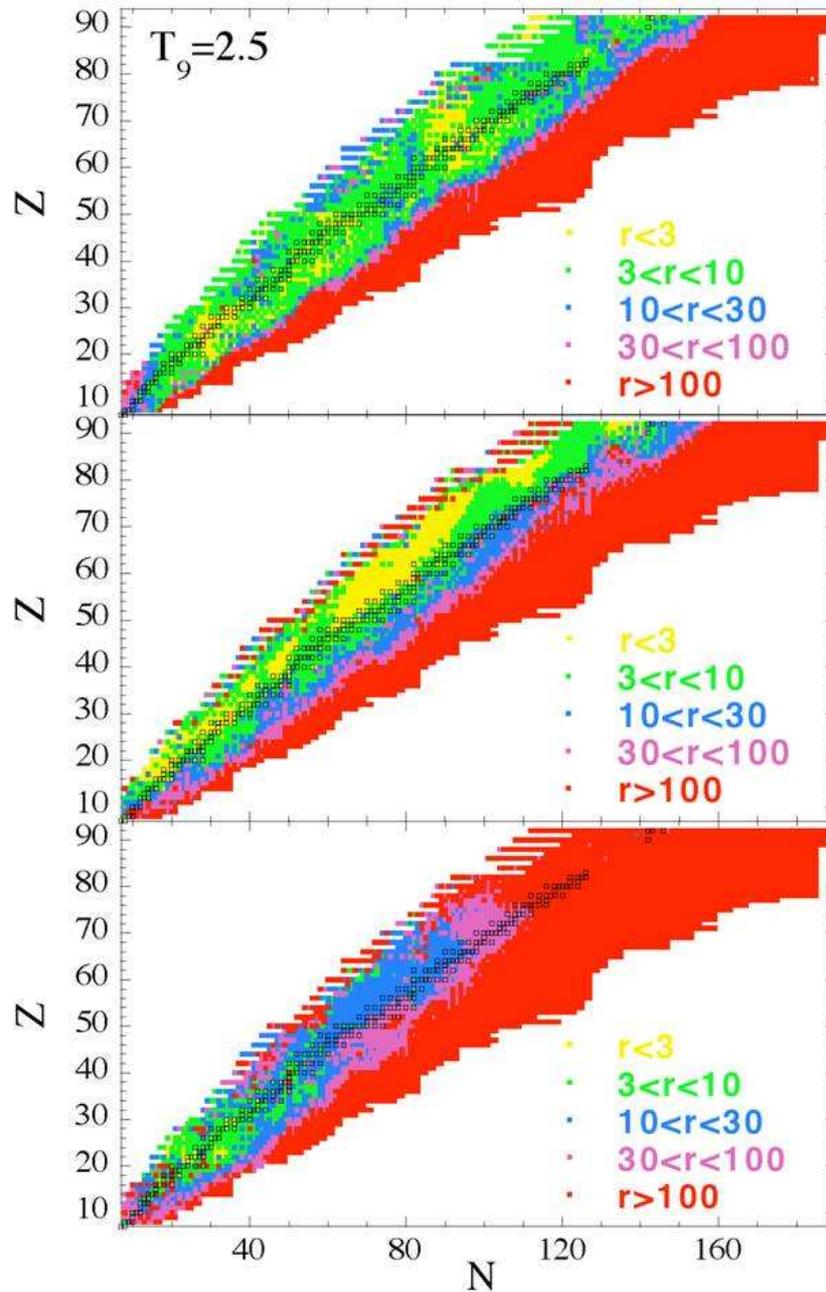


FIGURE 1.2: Carte (N,Z) montrant le rapport r entre le taux maximal et le taux minimal pour les captures radiatives individuels neutron (au-dessus), proton (centre) et alpha (panneau au-dessous) obtenus à une température de $T_9 = 2,5$ avec le code MOST [Goriely 97] en utilisant quatorze différentes combinaisons de modèles et de paramétrisations pour les réactions. Les calculs ont été effectués pour les taux de réaction des captures de neutrons (haut), de protons (milieu) et de particules α (bas) [figure adaptée de [Arnould 03]]

provenant de l'ajustement de données de diffusion élastique alpha-noyau aux énergies $E \geq 80 \text{ MeV}$. Ce

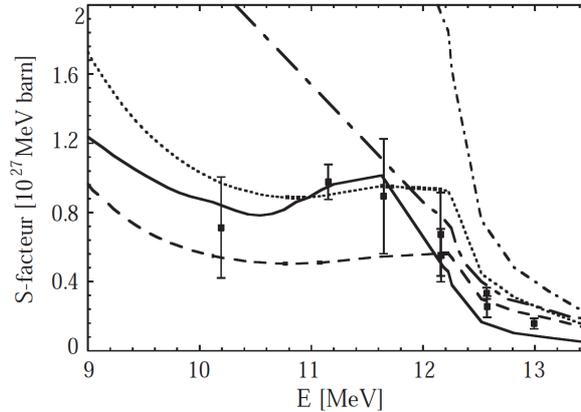


FIGURE 1.3: Facteur astrophysique S pour la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$ en fonction de l'énergie incidente. Les valeurs mesurées sont représentées par des carrés pleins [Somorjai 98]. Les valeurs théoriques sont dérivées du code MOST en utilisant différents potentiels optiques alpha : celui de Mann [Mann 79] (ligne en point trait court), celui de Mohr [Mohr 97] (ligne en point trait long), celui de Somorjai et al. [Somorjai 98] (trait continu), OPI (ligne pointillée) et OPIII (ligne discontinue) de la référence [Demetriou 02]. Le facteur S de $1,0 \times 10^{27} \text{ MeV barn}$ correspond à une section efficace de $0,63 \mu\text{b}$ pour la réaction en question à l'énergie de 11 MeV.

potentiel optique est relativement fiable pour des énergies élevées, mais il échoue complètement dans le cas de la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$ à basse énergie (ligne en point trait court sur la figure 1.3). Le potentiel de Mohr [Mohr 97] (ligne en point trait long) a été développé pour reproduire les basses énergies de cette réaction. Il est également basé sur la diffusion élastique d'alpha jusqu'à des énergies $E_{cm} \gtrsim 11,5 \text{ MeV}$. C'est pourquoi cette paramétrisation ne parvient pas également à prédire le facteur astrophysique S pour des énergies inférieures à 11,5 MeV. Ne pouvant compter sur l'extrapolation basée sur la diffusion élastique, il a donc été nécessaire de procéder à une mesure de sections efficaces de capture alpha à basse énergie (point carrés pleins). Le trait continu sur la figure 1.3 représente le résultat obtenu avec le MPO de Somorjai et al. [Somorjai 98], qui a été ajusté sur la section efficace de la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$. Bien que ce MPO reproduise très bien la réaction en question, il n'est pas généralisable à d'autres réactions et ne peut pas être utilisé de manière globale. La ligne pointillée et la ligne discontinue représentent les résultats obtenus à partir des potentiels OPI et OPIII de Demetriou et al. [Demetriou 02]. Ce sont tous les deux des potentiels optiques globaux alpha qui prennent en compte la forte dépendance en énergie incidente et les effets de structure nucléaire en ayant recours à la partie imaginaire pour décrire cette dépendance.

On peut conclure de cet exemple que le manque de fiabilité des modèles de potentiels optiques dans le cas de particules α est lié à l'insuffisance de données expérimentales concernant les sections efficaces de captures radiatives α à basse énergie. On peut espérer qu'un plus grand nombre de mesures, en particulier si elles sont réalisées dans différents endroits de la carte des noyaux, pourrait permettre la production de nouvelles et meilleures paramétrisations. Ainsi, ces nouvelles paramétrisations pourront être utilisées pour prédire les sections efficaces des réactions non mesurées mais importantes pour le processus p .

1.5.2 La réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$

Nous avons décidé de faire la mesure à basse énergie de la section efficace de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$, dans le but d'alimenter la base de données nécessaire pour mieux contraindre les modèles nucléaires et calculer le processus p . Nous avons choisi cette réaction pour plusieurs raisons, la principale raison étant que cette réaction n'a jamais été mesurée. Nous avons décidé de faire cette mesure en cinématique inverse (voir chapitre suivant pour les détails). La raison principale de ce choix est que cela sera un test pour préparer de nouvelles mesures avec des faisceaux radioactifs, qui seront forcément mesurés en cinématique inverse, et que l'on attend prochainement avec l'arrivée de SPIRAL2.

Il est utile d'estimer la section efficace de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$ en utilisant différents modèles, comme cela a été fait précédemment. Les modèles par défaut du code Talys sont les suivants :

- Pour le MPO nucléon-noyau : Koning-Delaroche
- Pour α -OMP : l'approche de folding de Watanabe [Watanabe 58]
- Pour NLD : température constante + gaz de Fermi
- Pour la probabilité de transition γ : Kopecky-Uhl

Différentes combinaisons de paramètres peuvent être également utilisées avec le code Talys. Les résultats des calculs effectués avec ce dernier sont présentés sur la figure 1.4. L'écart relatif entre les sections efficaces maximal et minimal obtenues avec les différentes combinaisons est représenté sur la figure 1.5. La différence la plus grande (facteur 14) se situe à basse énergie (calculs effectués à 5,5 MeV dans le centre de masse). Il est évident qu'une mesure à basse énergie permettrait de contraindre la section efficace de la réaction. Toutefois, à basse énergie, la section efficace en question est très faible ($<1 \mu\text{b}$). Pour l'expérience que nous avons envisagée et réalisée, le choix de l'énergie incidente a été établi pour avoir un bon compromis entre ces deux aspects : basse énergie pour l'astrophysique et relativement haute énergie pour avoir une section efficace assez grande, permettant la validation du principe de ce type d'expérience. Il constitue donc aussi un bon test de faisabilité pour ce type d'expérience.

Dans le chapitre suivant, les calculs et les simulations relatifs à la faisabilité de l'expérience, et les conditions de l'expérience sont présentés en détail. L'accent sera surtout mis sur les simulations d'optique ionique. Les descriptions de ces conditions sont poussées, principalement en raison du fait que le succès de l'expérience dépend de plusieurs paramètres qu'il faut définir avec une bonne précision.

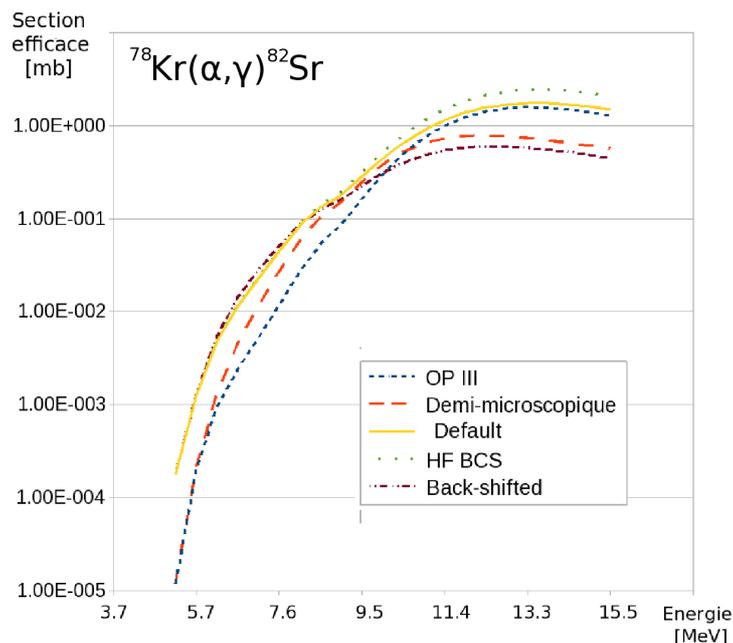


FIGURE 1.4: Sections efficaces de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha,\gamma)^{82}\text{Sr}$ en fonction de l'énergie de la particule incidente, calculées avec le code Talys en utilisant différentes combinaisons de paramètres. Pour chaque section efficace, les paramètres du calcul de Talys sont ceux définis par défaut (voir le texte). La légende indique le paramètre qui a été modifié pour le calcul, si modification il y a. La ligne bleue (discontinue traits courts) représente la section efficace obtenue avec OPIII (α -OMP de Demetriou et al. [Demetriou 02]). La ligne rouge (discontinue traits longs) montre le résultat obtenu à partir de OPIII, JLM standard (pour le MPO nucléon-noyau) et les densités de niveaux microscopiques (à partir des tables de Goriely). Ces trois modèles sont tous microscopiques ou semi-microscopiques. La ligne en jaune (solide) correspond au calcul lorsque toutes les options sont prises par défaut. La ligne verte (pointillée) représente la section efficace considérant la probabilité de transition γ calculée avec HF-BCS. Finalement, la ligne rouge foncée (discontinue point - traits longs) montre le résultat avec NLD calculé à partir du modèle back-shifted.

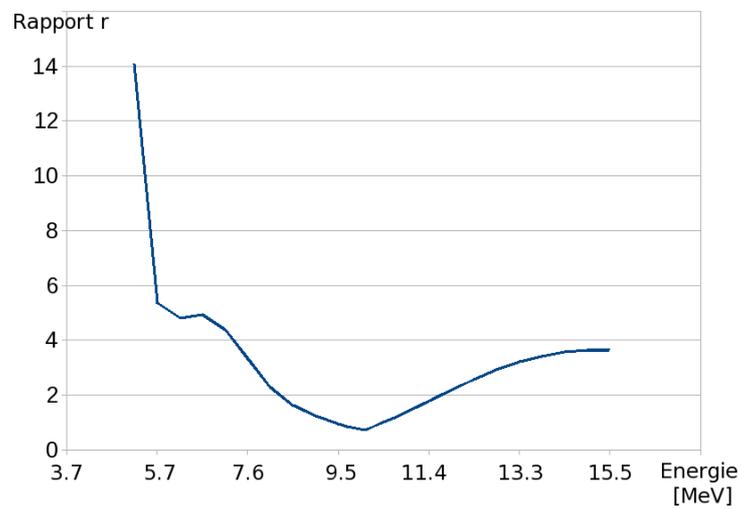


FIGURE 1.5: Rapport r entre les sections efficaces maximale et minimale de la réaction ${}^4\text{He}({}^{78}\text{Kr}, \gamma){}^{82}\text{Sr}$ obtenues par différentes combinaisons (voir texte et figure 1.4) de paramètres nucléaires.

Mesure de la réaction ${}^4\text{He}({}^{78}\text{Kr},\gamma){}^{82}\text{Sr}$

2.1 Abstract

The experiment with reaction ${}^{78}\text{Kr}(\alpha,\gamma){}^{82}\text{Sr}$ intended to verify the feasibility of alpha capture measurement in inverse kinematics.

The choice of the method and the separator

The measurement of the cross-section of the α -particle capture in inverse kinematics is the only possible solution when radioactive nuclei are involved. In order to be able to measure the products of the reaction, the intense primary beam must be rejected. This was not ever performed for the medium-mass nuclei due to the small mass-difference between the beam particles and the recoils which sets tight experimental conditions for their separation.

Due to the momentum conservation and very similar charge distribution between the beam and the compound nucleus (CN) created by the alpha-capture, the magnetic dipoles are not convenient for the separation, since both the beam and the CN have the same $B\rho$. On the other hand, the parameter which defines the resolving power of the electric dipole, the electric rigidity $-E\rho = B\rho \cdot v$, is different for the beam and the CN. However, the electric dipole separate only one charge state of the CN. A more convenient separator is a Wien filter since it is a velocity filter which will collect all charge states at once.

The choice of the reaction for the experiment

Nowadays, SPIRAL delivers mainly noble gas beams. We decided to measure the unknown cross section of ${}^{78}\text{Kr}(\alpha,\gamma){}^{82}\text{Sr}$ reaction. The choice of the energy had to be a compromise between the cross-section, which shouldn't be too small and the fact that at the chosen energy only (α,γ) channel should be open in order to be able to better constrain the α -OMP, which is true only at low energies. It was decided to conduct the measurement at 6.8MeV in the center of mass frame. That energy is marked on the figure 2.2 with the green arrow. The corresponding predicted cross sections for this energy is $\sim 60\mu\text{b}$.

The simulations of the experiment and the detection system

In order to have insight to the experiment, some simulations were conducted before the experiment itself. The simulations took into account some parameters as well as response of the detectors for given resolution. The following detectors were simulated (see the figure 2.1) : energy detector E , possible ΔE detector, time of flight between two MCPs, the position on the MCPs and the time of flight referring to the high frequency (HF) signal of the CIME cyclotron. The aim was also to see after the simulation which parameters could be helpful to separate the beam and the CN. The conclusions of the simulations are :

- To achieve complete separation of ${}^{82}\text{Sr}$ and ${}^{78}\text{Kr}$ by the time of flight, a minimum distance of $2m$ between two MCPs is needed.
- To achieve complete separation by the measurement of total energy, an energy resolution of at least 1% is needed.
- There is no advantage of usage of ΔE detector.
- If we were going to use a plastic scintillator, $2m$ distance between two MCPs would be indispensable.
- The position sensitive MCPs could be useful since non rejected ${}^{78}\text{Kr}$ ions of the beam are arriving at the detector with certain average angle, while the average angle of the CN is 0° .

Beam

For the realization of our experiment we used the CIME cyclotron. The CIME cyclotron is usually used to postaccelerate the radioactive beam after its extraction from the SPIRAL production target. Usually the emittance of radioactive beams is $15\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. The emittance could be made smaller, but the price to pay is a loss of intensity. The energy of the beam was 1.7613 MeV/A i.e. 137.3 MeV . The emittance of the beam was $1\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ at the beginning of the experiment and our intention was to rise it gradually during the experiment in order to see its influence on the resolving power of the spectrometer. The intensity of the beam for the $1\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ emittance was 10 nA (the beam charge state was $8+$) or $7.8 \times 10^9 \text{ pps}$.

Ion optics calculations

It was found that most of the conventional ion optics codes (eg. LISE++, TRANSPORT, even COSY INFINITY) are not fit to simulate our experiment, so it was necessary to use one of the “ray trace” type of code and it was decided to use Zgoubi code which was already used for the calculations on the LISE Wien filter (WF) in experiments with heavy and superheavy elements. Due to tight experimental conditions this was very ambitious work. Namely, every charge state of the CN will have corresponding charge state of the beam with same magnetic rigidity and with much higher intensity of at least 9 orders of magnitude. Furthermore, the velocity difference is only $\sim 5\%$. The projectile ions are deflected by the WF, however due to the small velocity difference, relatively large portion of beam ions manage to arrive in the last quadrupole triplet. Since the projectile has the same magnetic rigidity as the CN for which the focusing of the triplet is optimized, the projectile ions are also focused on the detector, which means that the standard set up of the quadrupoles’ magnetic fields cannot be used for our experiment. Thus, the aim of the ion optics simulations was to find the combination of the quadrupoles’ magnetic fields such that the beam ions would be rejected and the CN ions still focused well.

Target and reaction kinematics in the target

As an alternative to the gas targets, we used a helium implanted aluminium target. The greatest advantage of this kind of target is its compactness and also the simplicity, whereas there is no equipment for the gas pumping and vacuum pumps. The drawback is that it is not possible to use gamma detectors due to high Coulomb excitation of the solid material where the helium is implanted [Harissopoulos 09]. As a target we had a $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ aluminium target and $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ of implanted helium atoms or 10^{18} and $10^{17} \text{ atoms}/\text{cm}^2$, respectively, however the target was contaminated by ${}^1\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$ ions as 5 to 10% of Al in number of atoms. The He content inside the aluminium foils was proven to be very

stable ([Vanderbist 02] and references therein) at room temperature. The energy loss of the beam passing through the target was 2.16MeV . The energy straggling of the beam passing through the target is negligible : 0.041MeV which is around 0.03% of the beam energy. The energy of the ^{82}Sr spans from 128.4MeV to 128.6MeV with an uniform distribution depending mostly on the position in the target where the CN was formed. The velocity dispersion of the beam is $\Delta v/v = 0.16\%$. For the position of the slits in the middle of the LISE WF — $(-3.1\text{cm}, -3.5\text{cm})$, the ZGOUBI calculation gives the maximum velocity acceptance of $\delta v = 0.9\%$.

The detection system

The detection system, based on energy and on time of flight measurement, consisted of the following equipment :

- At the end of the beam line we used :
 - A silicon detector as the energy detector and relative time of flight referred to HF of the cyclotron
 - Two MCP detectors as real time of flight detectors
 - These MCPs were used also as position detectors
- Nearby the target :
 - A silicon detector for the beam monitoring
 - A silicon detector for evaporated protons coming from the reaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, p)^{81}\text{Rb}$

2.2 Introduction

Dans le chapitre précédent il a été montré qu'il faudrait mesurer des réactions (α, γ) avec des noyaux radioactifs. Il est absolument nécessaire de remarquer que la cinématique inverse est la seule solution pour mesurer des sections efficaces de capture de particules α lorsque des noyaux radioactifs sont impliqués. On pourrait penser que pour une mesure de la section efficace de capture alpha, en général, on peut utiliser la méthode d'activation. Cependant, le produit de la fusion d'un élément stable avec une particule alpha est souvent un élément stable et donc la méthode d'activation ne peut pas être utilisée. Les quelques cas où la capture alpha par un noyau stable donne un noyau radioactif ont déjà été examinés. Pour les faisceaux radioactifs, la méthode d'activation n'est pas utilisable en général, à cause du très fort bruit de fond induit par la décroissance des noyaux du faisceau.

Aussi, l'utilisation de détecteurs gamma au niveau de la cible n'est pas viable pour plusieurs raisons. D'abord, les rapports d'embranchement des états ne sont pas toujours bien connus. Comme alternative à ce problème on peut utiliser la méthode de sommation des rayonnements gamma avec un détecteur gamma 4π , mais dans ce cas la cible doit être compacte, ce qui n'est pas le cas pour une cible gazeuse. Donc, on doit utiliser une cible solide mais, dans le cas de faisceaux d'ions lourds, cela produit une excitation Coulombienne très intensive des noyaux de la cible empêchant la détection de gamma provenant de la réaction de capture radiative.

L'expérience que nous avons réalisée avait pour but de vérifier la faisabilité de la mesure de capture alpha en cinématique inverse avec une cible solide mince et un séparateur de recul. Selon le succès de cette expérience, une campagne d'expériences pourrait être lancée afin de mesurer systématiquement les sections efficaces des réactions de capture de particules alpha aux énergies comprises entre 1,1 et $3,4\text{MeV/u}$ (voir section 1.4). Ces mesures ont été proposées pour être réalisées principalement dans les

régions de masse $A = 80 - 140$ et $A = 170 - 200$.

Afin de pouvoir mesurer les produits de réactions, le faisceau primaire intense doit être rejeté et ce n'est pas toujours possible pour les noyaux de masse moyenne en raison de la petite différence de masse entre les particules du faisceau et les noyaux composés, ce qui pose des difficultés expérimentales pour leur séparation. Dans ce chapitre le cas de la mesure de la réaction ${}^4\text{He}({}^{78}\text{Kr},\gamma){}^{82}\text{Sr}$ est présenté en détail.

2.3 Le choix de la méthode et du séparateur

La raison principale du choix de la mesure en cinématique inverse au GANIL est le développement de l'installation SPIRAL2 qui fournira des faisceaux radioactifs de haute intensité, offrant la possibilité d'obtenir des données pour l'amélioration de l'OMP. L'idée d'utiliser SPEG [SPE 10] a été rejetée. Bien que SPEG ait une résolution en impulsion unique, meilleure que $\Delta p/p = 10^{-4}$, ce fait n'est pas pertinent puisque la capture alpha est une réaction de fusion ou la quantité de mouvement est conservée. En fait, une petite différence pourrait apparaître dans l'impulsion entre le noyau composé (NC) et le faisceau en raison des pertes d'énergie différentes dans la cible, mais concernant la séparation optique entre le faisceau et le noyau composé, la différence d'impulsion est négligeable. Puisque l'impulsion est pareille pour le faisceau et le NC, ils auront la même rigidité magnétique $B\rho = p/q$ pour des états de charge identiques, et il est certain que le faisceau et le NC ont des distributions des état de charge très similaires car la différence de numéro atomique entre le faisceau et le NC est seulement de 2. Donc, à cause de la conservation de l'impulsion, les séparateurs de type dipôle magnétique ne sont pas praticables dans les réactions (α, γ) .

Comme la quantité de mouvement est conservé, il est évident que le faisceau et le NC ont des vitesses différentes et cette différence peut être estimée comme $\delta v = m/m_{NC}$, où m est la masse du noyau de faisceau et m_{NC} est la masse du NC. Ainsi, nous devrions considérer les séparateurs de type dipôle électrique. Le paramètre qui définit le pouvoir de résolution du dipôle électrique est la *rigidité électrique* - $E\rho$ et elle est définie comme :

$$E\rho = \frac{p}{q}v,$$

où v est la vitesse de l'ion ; p est son impulsion et q est son état de charge. Le problème avec la mesure avec un dipôle électrique est que la séparation dépend de l'état de charge et dans ce cas il est nécessaire de connaître la distribution des état de charge, sinon chaque état de charge pertinent doit être mesuré ou estimé. Cela augmenterait la durée de la mesure.

Le Filtre de Wien (FW) est un filtre de vitesse et les ions qui ont une vitesse sélectionnée par le FW vont passer directement à travers le FW, quel que soit leur état de charge. Cela signifie qu'avec un FW on serait capable de recueillir tous les états de charge du NC à la fois. Si la vitesse des ions est différente de celle sélectionnée par le FW, l'ion sera dévié. Il ne faut pas oublier que la différence de vitesse entre le faisceau et le NC pour les noyaux de masse moyenne est de $\sim 4\%$ laquelle exige un très puissant FW. Au GANIL, les séparateurs VAMOS et LISE possèdent un FW. Toutefois, le FW du séparateur LISE est beaucoup plus puissant, donc le choix final a été le séparateur LISE.

Un schéma simplifié du montage expérimental est représenté sur la figure 2.1. Il s'agit essentiellement du montage FULIS utilisé dans les expériences pour la production d'éléments super-lourds au GANIL. Dans ce genre de montage, la cible est placée juste avant le FW et des fentes additionnelles sont placées au milieu du FW LISE.

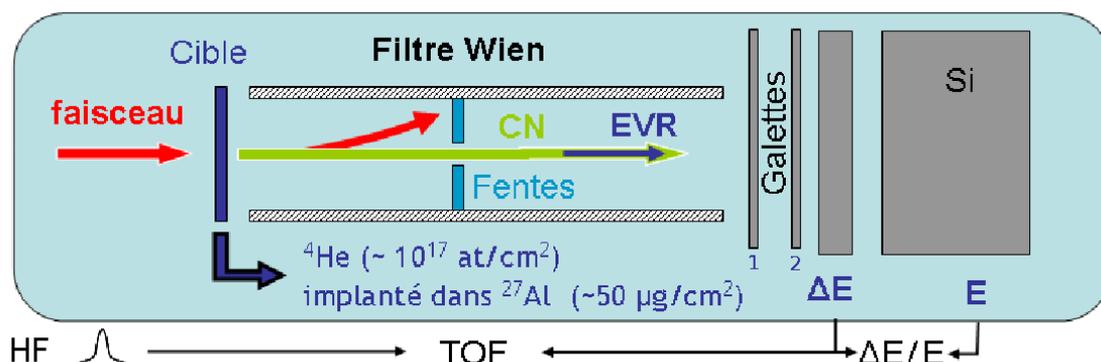


FIGURE 2.1: Schéma simplifié du montage expérimental utilisant le Filtre de Wien LISE. le faisceau primaire (en rouge) est rejeté tandis que le noyau composé est sélectionné, puis détecté avec deux détecteurs galettes, éventuellement un détecteur à perte d'énergie (on ne l'a pas utilisé dans notre expérience) et un détecteur pour mesurer l'énergie restante E.

Une simulation préliminaire de ce montage a été menée avec le code LISE++ et la réaction $^{62}\text{Ni}(\alpha, \gamma)^{66}\text{Zn}$ a été prise pour exemple. Pour un faisceau de ^{62}Ni accéléré à l'énergie incidente de $2.5 \text{MeV}/u$ envoyé sur une cible de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'hélium implanté dans une feuille d'aluminium de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, la perte d'énergie dans la cible est de 1.83MeV et la vitesse du faisceau après cible est de $2,179 \pm 0.007 \text{cm}/\text{ns}$. En supposant que la réaction de fusion se produit au milieu de la cible et compte tenu de la conservation de l'impulsion, la vitesse du noyau composé sortant ^{66}Zn est de $2,047 \pm 0.006 \text{cm}/\text{ns}$. La différence de vitesse est $\delta v/v \approx 6,4\%$ et selon le code LISE++ les deux noyaux sont séparés par 10cm après le FW. Afin de commencer la campagne de mesures des sections efficaces de captures alpha, il était nécessaire de procéder à une expérience test en raison des très délicates conditions de l'expérience causées par la très faible différence entre les vitesses du faisceau et du NC.

2.4 Le choix de la réaction

La réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$ a été choisie pour deux raisons. Tout d'abord du point de vue expérimental, la mesure d'une réaction avec un faisceau stable est moins compliquée que celle utilisant un faisceau radioactif, parce que l'intensité du faisceau radioactif est généralement plus faible et que le réglage de la ligne de faisceau est moins facile. D'autre part, la section efficace de cette réaction n'a jamais été mesurée, ce qui est une motivation pour la mesurer. En outre, tous les faisceaux ne sont pas disponibles à l'installation SPIRAL. Aujourd'hui, SPIRAL offre principalement des faisceaux de gaz nobles.

Le NC ^{82}Sr est radioactif et a une durée de demi-vie de $25,34 \text{j}$. Il décroît par capture électronique pure, cela signifie qu'il n'y a pas de rayonnement gamma. Le noyau fils de $^{82}\text{Sr} - ^{82}\text{Rb}$ a une désintégration β^+ qui aurait pu être mesurée, mais en raison de la longue durée de vie de son noyau père l'activité induite serait si faible qu'elle serait entièrement couverte par le bruit de fond. Si l'on suppose même une production de 1 pps du NC et une collecte sur deux jours, son activité finale serait de $0,055 \text{Bq}$, ce qui est trop petit pour être mesuré.

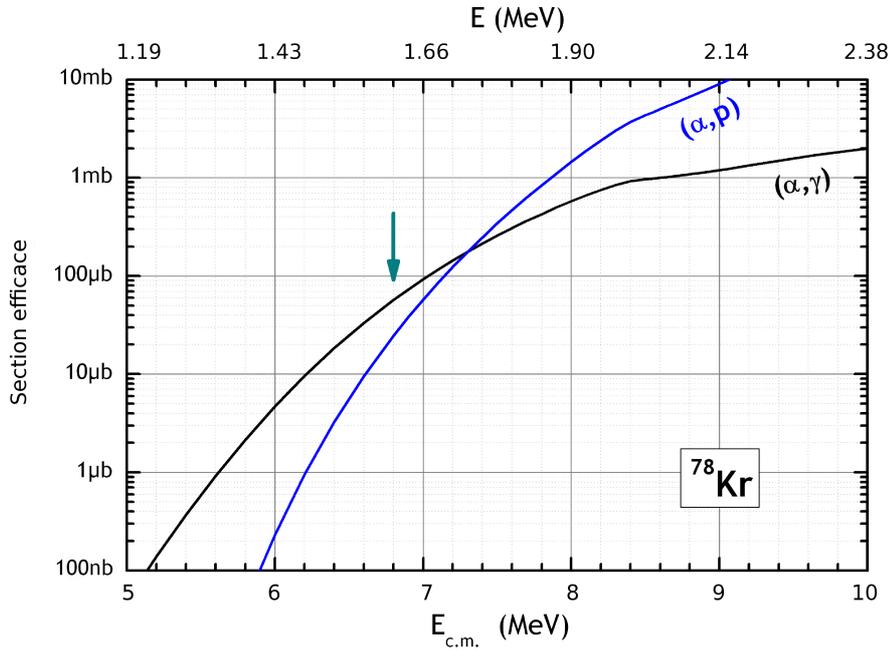


FIGURE 2.2: Sections efficaces des réactions ${}^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma){}^{82}\text{Sr}$ et ${}^{78}\text{Kr}(\alpha, p){}^{81}\text{Rb}$, prédites avec un code de type Hauser-Feshbach [Demetriou 09]. Les deux flèches montrent les énergies choisies dans cette expérience.

Une première expérience a été tentée à Jyväskylä pour mesurer la section efficace de cette réaction en utilisant un faisceau accéléré de ${}^{78}\text{Kr}$ et une cible d'hélium implantée dans une feuille mince d'aluminium de $\sim 50\mu\text{g}/\text{cm}^2$. En principe, la section efficace peut être obtenue en mesurant les gamma de la réaction. Malheureusement dans cette expérience, l'excitation Coulombienne du faisceau induit par la présence de noyaux d'aluminium dans la cible a produit une intensité très élevée de bruit de fond gamma [Harissopoulos 09]. Le rapport signal sur bruit de fond très faible n'a pas permis la mesure de cette section efficace. Après cette expérience, il a été proposé d'utiliser ces cibles solides implantées dans une nouvelle expérience utilisant un séparateur au GANIL.

La section efficace calculée par le code Talys [Demetriou 09] pour la réaction ${}^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma){}^{82}\text{Rb}$ est représentée en fonction de l'énergie sur la figure 2.2. Les énergies significatives dans le centre de masse pour le processus p sont dans l'intervalle $4.3 \lesssim E_{\text{CM}} \lesssim 7.6\text{MeV}$ pour des températures de 1.5 à 3.5 milliards de Kelvins.

Le choix de l'énergie incidente doit être un compromis entre la section efficace qui ne doit pas être trop petite et le fait que, à l'énergie choisie seule la voie (α, γ) doit être ouverte. On a décidé de procéder à la mesure à l'énergie de 6.8MeV dans le centre de masse. S'il y a suffisamment de temps disponible pendant l'expérience, on propose d'abaisser l'énergie du faisceau avec un dégradeur et de mesurer la réaction aussi à l'énergie de 6.0MeV . Ces énergies sont indiquées sur la figure 2.2 avec les flèches vertes. Les sections efficace correspondantes à ces énergies sont $\sim 60\mu\text{b}$ et $\sim 5\mu\text{b}$. Pour cette réaction la différence de vitesse est de $\delta v/v \approx 5.1\%$.

2.5 Les simulations de l'expérience et du système de détection

Afin de bien se préparer, des simulations de l'expérience ont été menées avant l'expérience elle-même. La simulation de l'optique ionique est exclue de cette section car elle mérite une attention particulière. Nous avons étudié comment les noyaux de ^{82}Sr se séparent des noyaux du faisceau incident ^{78}Kr en fonction des paramètres de l'expérience, les distances et les énergies, et des paramètres des détecteurs, les résolutions en énergie et en temps. Les détecteurs suivants ont été simulés (voir la figure 2.1) : le détecteur pour la mesure de l'énergie E des particules, le détecteur de la perte d'énergie ΔE , le temps de vol entre deux GMC (Galette de Micro Canaux) et les positions sur ces deux GMC. Le but des simulations était surtout de voir quels paramètres pourraient être les plus utiles pour la séparation du faisceau et du NC.

Néanmoins, ces simulations ont été menées en parallèle avec les simulations d'optique ionique, car il était nécessaire d'avoir un aperçu global. Par exemple, grâce à la simulation d'optique ionique, nous savions que le faisceau a un certain angle d'entrée lorsqu'il arrive au niveau du détecteur, et cela nous a donné l'indication de faire également la simulation des positions sur les GMC. Ces simulations ont montré que les positions peuvent être utilisées pour réduire le bruit de fond si nécessaire mais pas pour séparer les noyaux de ^{82}Sr des noyaux de ^{78}Kr .

Pour la simulation de la réponse du détecteur E, nous avons besoin de prendre en compte la dispersion d'énergie induite dans la cible, dans les deux GMC, dans le détecteur ΔE et de considérer la résolution du détecteur E lui-même. Cette simulation a été faite avec un code de type Monte Carlo, incluant les énergies et les angles des ions. L'objectif principal de cette simulation était de donner la réponse en énergie des détecteurs et de permettre de choisir entre un détecteur silicium et un scintillateur plastique. Les détecteurs silicium ont une résolution bien meilleure que les scintillateurs plastiques, mais leur fréquence de travail (exprimée comme le nombre de particules arrivant par seconde) ne doit pas dépasser 10^3Hz et à la fréquence de 10^5Hz le détecteur silicium s'arrête de fonctionner. Donc, le rapport entre les taux de comptage de ^{82}Sr et ^{78}Kr était pris comme $1/2000$, parce qu'on attendait $\sim 1\text{pps}$ de ^{82}Sr et un maximum acceptable de taux de comptage du détecteur silicium de $\sim 1000\text{pps}$. Ce rapport a été pris identique pour le détecteur plastique et pour le détecteur silicium afin de faire une comparaison correcte. Le scintillateur plastique a une résolution en énergie plus basse, de quelques pour cent, mais il peut supporter une fréquence de travail allant jusqu'à 10^5Hz . Un autre paramètre important est le temps de vol (ToF). Pour ce paramètre, le pouvoir de résolution dépend de la distance entre les deux détecteurs utilisés pour la mesure du temps de vol. Lorsque la distance augmente le pouvoir de résolution s'améliore. A la fin de la ligne de faisceau où les détecteurs ont été placés, il n'est pas possible d'augmenter de beaucoup la distance entre les détecteurs puisque cela a un impact important sur la focalisation des ions. Les énergies et les vitesses des ions ^{82}Sr et ^{78}Kr utilisés pour la simulation après la cible étaient de : 123.4MeV , 1.7029cm/ns et 129.9MeV , 1.7919cm/ns , respectivement.

La vitesse des ions du faisceau incident intense étant très proche de la vitesse du NC, on s'attendait à avoir un fort bruit de fond provenant de faisceau incident non rejeté sur le détecteur. La figure 2.3 montre les résultats de la simulation de l'énergie mesurée sur un détecteur de type scintillateur en fonction du temps de vol mesuré avec deux galettes pour les distances de séparation de 1m et 2m . Nous avons pris une résolution en énergie de 2%, ce qui est dans ce cas 2.6MeV et une résolution en temps de 1ns . Au total, on avait une cible mince d'aluminium de $50\mu\text{g/cm}^2$ d'épaisseur, deux galettes, avec chacune une feuille de mylar de $0.9\mu\text{m}$ d'épaisseur placé à un angle de 45° et un détecteur scintillateur plastique. Évidemment, lorsqu'on utilise le scintillateur plastique, une distance de seulement 1m entre deux GMC

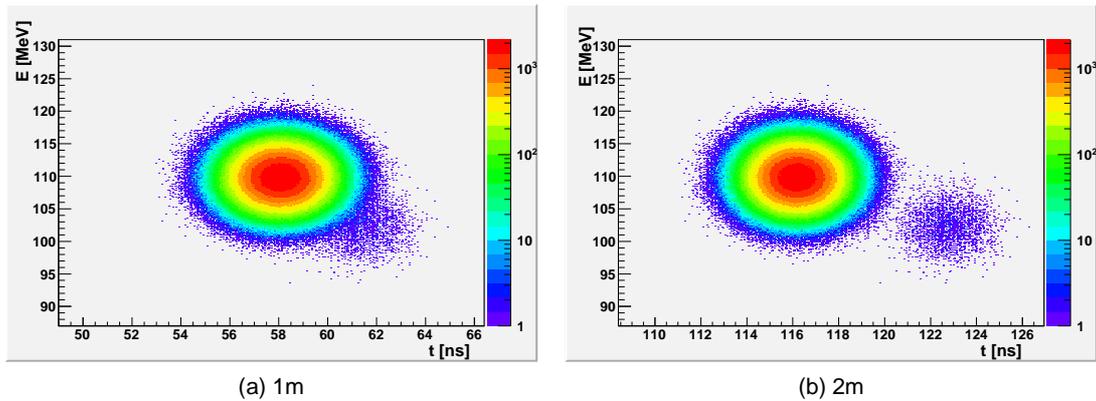


FIGURE 2.3: Simulations du graphe bidimensionnel E mesurée par un scintillateur plastique versus ToF entre les deux GMC, avec $1m$ (à gauche) et $2m$ (à droite) de distance entre deux GMC. La plus grande tache est le faisceau de ${}^{78}\text{Kr}$ et la plus petite est le NC ${}^{82}\text{Sr}$. Il a été supposé que le taux de comptage de ${}^{78}\text{Kr}$ sur le détecteur serait de 2000pps et la production de ${}^{82}\text{Sr}$ de 1pps . La résolution en énergie est de 2% (ce qui correspond à un scintillateur plastique) et la résolution en temps est de 1ns .

n'est pas suffisante pour séparer le faisceau et le NC, alors que la distance de $2m$ est suffisante.

Pour comparaison, sur la figure 2.4 nous pouvons voir le graphe E versus ToF simulé pour un détecteur de silicium ; la distance entre les deux galettes étant de $1m$, la résolution en temps de 1ns et la résolution en énergie de 1% soient 1.3MeV . Malgré la très mauvaise résolution simulée pour un détecteur silicium, les résultats montrent que c'est suffisante pour la séparation de deux ions. La simulation de l'utilisation d'un détecteur mince ΔE a également été menée. Dans la simulation, nous avons utilisé une chambre d'ionisation hypothétique, similaire à la chambre (CHIO) déjà existante de 10cm d'épaisseur de gaz CH_4 sous une pression de 10mbar . Dans notre version, on a utilisé une épaisseur de fenêtre très mince de mylar de $0,9\mu\text{m}$ au lieu de $2,5\mu\text{m}$ du détecteur existant. La faisabilité d'un tel détecteur n'était pas vraiment importante à ce moment là. Malgré cela, nous avons obtenu le résultat présenté sur la figure 2.5. D'une part, voir (a), ce détecteur ΔE ne permet pas la séparation des deux ions. D'autre part, au contraire il détériore la résolution en énergie totale, et donc détériore le pouvoir de séparation des deux ions comme on peut le voir par comparaison de la figure 2.4 avec figure 2.5(b).

Le temps de vol relatif au signal de haute fréquence (HF) du cyclotron a également été simulé, voir la figure 2.6. Le faisceau en provenance de l'accélérateur n'est pas continu, il arrive par paquets d'ions. L'arrivée de ces paquets est dictée par le signal HF du cyclotron moyennant une phase de retard. La même règle s'applique à tous les produits de réaction, dans notre cas le noyau composé. En général, la période du signal HF du cyclotron CIME est de $\sim 100\text{ns}$. La durée des paquets d'ions de faisceau était prise de 10ns au pied. La distance entre la cible et le détecteur silicium étant de 14mètres , et en utilisant les vitesses calculées du faisceau et du NC nous pouvons calculer la différence de temps de vol entre les ions - dans notre cas entre le faisceau et le NC. Cette différence devrait être $\sim 60\text{ns}$. Cela est plus que suffisant pour séparer le faisceau et le NC.

Conclusions sur les simulations :

- Pour obtenir une séparation complète de ${}^{82}\text{Sr}$ et ${}^{78}\text{Kr}$ par le temps de vol, une distance de $1m$

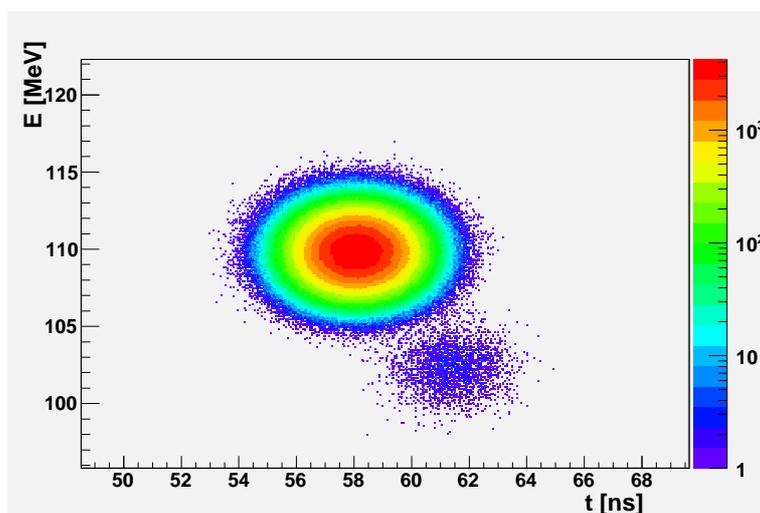
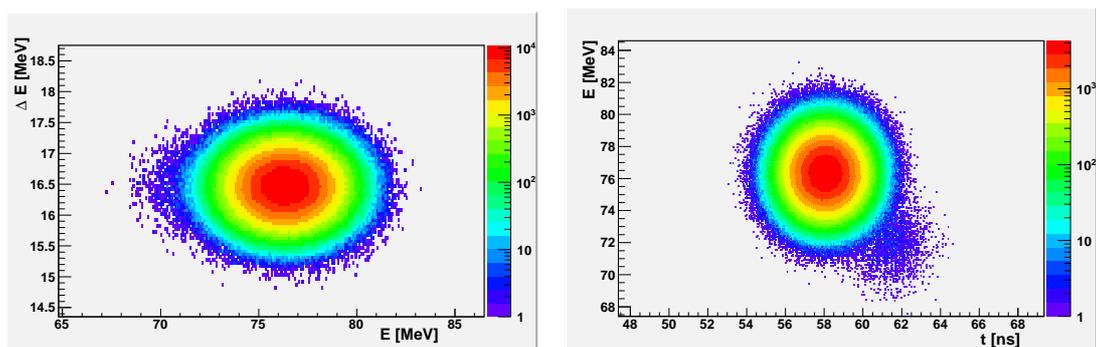


FIGURE 2.4: Simulation du graphe E versus ToF pour le détecteur silicium avec une distance de $1m$ entre deux galettes pour la mesure de ToF. La plus grande tache est le faisceau de ^{78}Kr et la plus petite est le NC ^{82}Sr . Le rapport des taux de comptage du $^{82}\text{Sr}/^{78}\text{Kr}$ est de $1/2000$. La résolution en énergie est de 1% (pour tenir compte de l'acceptance en énergie du filtre de Wien et la résolution en temps est $1ns$). On sépare facilement les deux noyaux.



(a) Simulation du graphe $E-\Delta E$ pour la chambre d'ionisation hypothétique (ΔE , du type mesure des super lourds résolution 2%) et le détecteur silicium (E). Les ions du NC et du faisceau incident ne sont pas séparables.

(b) Simulation du graphe $ToF-E$ quand un détecteur silicium (E) est utilisé et la chambre d'ionisation hypothétique est mise en place. Le pouvoir de séparation est dégradé par rapport à une version sans détecteur de type ΔE (comparer avec la figure 2.4).

FIGURE 2.5: Simulation du détecteur CHIO pour la mesure de ΔE .

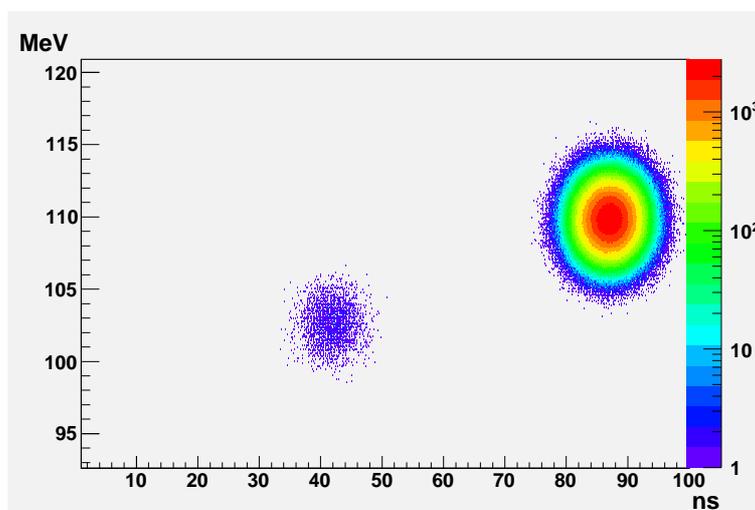


FIGURE 2.6: Simulation du graphe E versus le temps de vol relatif au signal de haute fréquence (HF) du cyclotron. La période de HF est de 100 ns et la largeur des paquets d'ions était de 10 ns au pied (cas des faisceaux de basse énergie pour tenir compte du long temps de vol entre CIME et LISE).

entre deux galettes est nécessaire.

- Pour obtenir une séparation complète par la mesure de l'énergie totale, la résolution en énergie d'au moins 1% est nécessaire. Un détecteur silicium est plus intéressant qu'un détecteur plastique.
- Il n'y a aucun avantage à utiliser un détecteur ΔE .
- La mesure de la position des ions sur les galettes pourrait être utile pour l'analyse, car les ions incidents non rejetés de ${}^{78}\text{Kr}$ arrivent au niveau du détecteur avec une certaine valeur d'angle moyen incident, tandis que l'angle moyen du NC est de 0° .

2.6 Le faisceau

Pour la réalisation de notre expérience, nous avons utilisé le cyclotron CIME. Le cyclotron CIME est généralement utilisé pour la post-accélération de faisceaux radioactifs produits dans la cible de production SPIRAL. Les caractéristiques de CIME sont une résolution M/q de 1/1000 et une émittance de $15\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. L'émittance peut être réduite, mais le prix à payer est une perte d'intensité de faisceau.

L'énergie du faisceau de ${}^{78}\text{Kr}$ accéléré était de 1.7613 A MeV , soient 137.3 MeV . L'état de charge du faisceau était 8+, et la rigidité correspondante était de $B\rho = 1.8628 \text{ Tm}$. Nous avons choisi une émittance de faisceau de $1\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ et notre intention était de la monter progressivement au cours de l'expérience afin de voir son influence sur le pouvoir de séparation du FW. Malheureusement, en raison de nombreux problèmes rencontrés pendant l'expérience, qui seront expliqués dans l'une des sections suivantes, nous ne sommes jamais allés à ce point. L'intensité de faisceau était de 10 nA qui, pour l'état de charge donné cela correspond à une valeur de $7.8 \times 10^9 \text{ pps}$.

2.7 La cible

Les cibles gazeuses sont généralement difficiles à utiliser. Les cibles solides avec de l'hélium implanté peuvent être utilisées comme une alternative aux cibles gazeuses [Vanderbist 02]. Les atomes d'hélium peuvent être implantés dans un matériau de masse atomique faible (de l'aluminium par exemple). Le plus grand avantage de ce type de cible est sa compacité. L'épaisseur maximale de l'hélium implanté est de $\sim 10^{17} \text{ atomes/cm}^2$ pour une cible d'aluminium très mince. Le second avantage est la simplicité, puisque ce dispositif ne demande aucun équipement pour le pompage du gaz, ni de fenêtre d'entrée. Pour notre expérience, nous avons utilisé ce type de la cible — de l'hélium implanté dans une feuille mince d'aluminium. Hélium implanté dans une cible solide présente plusieurs avantages [El Masri 02] :

- mise en œuvre simple
- prix bas
- occupation de l'espace modeste
- large domaine angulaire accessible pour les détecteurs moniteurs
- balayage d'énergie grâce à la cible solide

Concernant la fabrication de la cible, les exigences sont les suivantes : (i) une forte concentration de l'hélium dans la cible afin de pouvoir mesurer les faibles sections efficaces ; (ii) une bonne homogénéité de la cible et de l'hélium implanté qui permet de scanner toutes les énergies de la gamme accessible avec un facteur de même de poids, (iii) la stabilité de la concentration d'hélium implanté au cours du temps ; (iv) des matériaux à faible Z sont préférables, car ils induisent moins de diffusion élastique du faisceau. L'inconvénient de ce type de cible a été découvert récemment. En effet, il n'est pas possible d'utiliser des spectromètres gamma pour mesurer de faibles sections efficaces de réaction, en raison de l'énorme bruit de fond induit par l'excitation Coulombienne du faisceau sur la matière solide où l'hélium est implanté [Harissopoulos 09]. Cet inconvénient ne nous affecte pas puisque nous ne mesurons pas de gamma.

Les ions $^4\text{He}^+$ ont été produits dans une source à résonance cyclotron électronique (ECR), extraits de la source par une électrode, séparés par des dipôles et finalement implantés dans une feuille mince d'aluminium. Les ions d'He sont focalisés sur 1cm de diamètre. On utilise typiquement des énergies de faisceau variant de 4 à 18keV avec un courant de faisceau de $\sim 5\mu\text{A}$, le flux d'hélium intégré allant de 10^{17} à $10^{18} \text{ atomes/cm}^2$. Le faisceau de $^4\text{He}^+$ était contaminé par des ions $^{12}\text{C}^{3+}$ et $^{16}\text{O}^{4+}$. Le montant total des contaminants dans le faisceau a été estimé entre 2,5% à 3,3% du nombre total d'atomes. À la fin nous avons eu une cible d'aluminium de $50\mu\text{g/cm}^2$ d'épaisseur et $1\mu\text{g/cm}^2$ d'atomes d'hélium implantés, ou 10^{18} et $10^{17} \text{ atomes/cm}^2$, respectivement. Cela signifie qu'il y avait environ 10 % d'atomes d'hélium dans la cible en aluminium solid. Néanmoins, grâce à une mesure subséquente, il a été précisé que la contamination par les ions O et C a été beaucoup plus élevée que celle estimée lors de l'implantation du faisceau. A savoir, les atomes de carbone et d'oxygène ont été présents dans la cible d'aluminium avec une abondance de 5 à 10% du nombre total d'atome d'aluminium [Vanderbist 02].

Le contenu en hélium à l'intérieur de la feuille d'aluminium s'avère être très stable à la température ambiante (voir [Vanderbist 02] et les références citées). Cette affirmation a également été vérifiée avec nos cibles. La perte d'énergie par les ions du faisceau dans la cible est d'environ 2MeV, ce qui implique une dissipation d'énergie totale dans la cible de l'ordre de 2mW, pour l'intensité du faisceau de $6 \times 10^9 \text{ pps}$. Cette chaleur peut être facilement libéré par conduction et rayonnement, sans affecter la tenue mécanique de la cible.

TABLE 2.1: Dispersions induites par la cible d'hélium implanté. La dispersion en énergie du NC vient essentiellement de la position de la formation du NC dans la cible. La dispersion de ${}^{78}\text{Kr}$ est Gaussienne et de ${}^{82}\text{Sr}$ est carrée.

Ion	Énergie [MeV]	Vitesse [cm/ns]
${}^{78}\text{Kr}$	135.19 ± 0.04 (sigma)	1.84185 ± 0.00027 (sigma)
${}^{82}\text{Sr}$	128.5 ± 0.2 (95% interval)	1.73763 ± 0.00135 (95% interval)

2.8 Dispersions induites par la cible

La perte d'énergie mesurée du faisceau dans la cible était de 2.16MeV , ce qui correspond à l'équivalent d'une cible d'aluminium pur de $0.053\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur. En utilisant cette valeur on peut calculer l'énergie moyenne du NC, et on obtient 128.5MeV , ce qui donne une vitesse de $1.7384\text{cm}/\text{ns}$. La dispersion en énergie (straggling) du faisceau qui passe par la cible est négligeable, on mesure 0.041MeV ce qui est autour de 0,03% de l'énergie du faisceau. La situation avec le NC est un peu différente, car la dispersion en énergie vient essentiellement de la position de la formation du NC dans la cible. Le NC formé à l'entrée de la cible aura moins d'énergie que celui formé à la sortie de la cible. Cela est dû à la différence du pouvoir d'arrêt pour ${}^{78}\text{Kr}$ et ${}^{82}\text{Sr}$. Par conséquent, l'énergie du ${}^{82}\text{Sr}$ s'étend de 128.4MeV à 128.6MeV avec une distribution uniforme. Si l'on prend en compte la dispersion en énergie du faisceau, nous pouvons conclure que 95% de NC ont une énergie qui est à l'intérieur de l'intervalle allant de 128.3MeV à 128.7MeV . La dispersion de la vitesse peut être facilement extraite de la dispersion de l'énergie en utilisant l'expression suivante :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{2} \frac{\Delta E}{E}$$

On calcule $\Delta v/v = 0.16\%$. Les énergies et les vitesses calculées sont indiquées dans le tableau 2.1. Le "straggling" angulaire du faisceau induit par la cible, calculé avec LISE++, est de 2.2mrad . Compte tenu de l'émittance du faisceau, nous avons pris une valeur de 3mrad , ce qui est plus ou moins pareil pour le faisceau et pour le NC. Nous avons supposé une distribution gaussienne de la dispersion angulaire, mais ce n'est pas tout à fait vrai. Elle pourrait être appliquée jusqu'à 4 ou 5 sigma, mais pour les plus grande dispersions la distribution réelle baisse moins vite que la distribution gaussienne. La partie de la distribution avec les angles de dispersion plus grands que 6 sigma porte presque assez d'intensité pour saturer le détecteur silicium. Ainsi, pour les calculs optiques nous avons considéré des angles allant jusqu'à 10 sigma (30mrad), ce qui est presque l'acceptation maximale du séparateur.

2.9 Le calcul d'optique ionique

2.9.1 La distribution des états de charge

Comme il sera montré ci-après, le comportement des ions concernant l'optique ionique (y compris pour les NC) dépend de l'état de charge de l'ion. Ainsi, il est important de connaître les distributions des états de charge à la fois pour le ^{78}Kr et pour le ^{82}Sr . De plus, nous avons utilisé une cible très mince ($50\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de l'aluminium + $1.0\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de l'hélium), il est également nécessaire de savoir si l'état d'équilibre des états de charge est établie dans la cible. Pour cela nous avons utilisé le code ETACHA [Rozet 96] et il a été confirmé que l'état d'équilibre des états de charge est bien établi.

Différentes distributions des états de charge calculées avec différents modèles sont représentées sur la figure 2.7. On observe un certain désaccord. La comparaison des distributions calculées pour GLOBAL-W [Scheidenberger 98] et ETACHA est représentée sur la figure 2.8. Ces distributions sont en désaccord. Pour le maximum de la distribution il y a une différence de deux états de charge, mais la différence la plus importante est sur la largeur des distributions. Concrètement, il est impossible de connaître avant l'expérience la distribution exacte des états de charge. Ces résultats obtenus avant l'expérience nous ont indiqué qu'il était nécessaire de faire une étude approfondie de l'optique ionique sur une large gamme d'états de charge. Pendant l'expérience et après avoir mis en place un dégradeur, même si nous n'avons pas vérifié explicitement la distribution des états de charge, nous avons pu vérifier grâce à un profileur à émission placé après le dipôle que l'état de charge le plus peuplé de ^{78}Kr est proche de l'état de charge calculé 24+.

2.9.2 La simulation avec le programme LISE++

La première tentative pour calculer l'optique ionique de notre expérience a été faite en utilisant le programme LISE++ ([LIS 09]) version 8.1.2 du logiciel. En fait, pour les besoins de l'écriture de la proposition d'expérience une version plus ancienne a été utilisée. Toutefois, lors des calculs et simulations d'optique ionique pour l'expérience, on a constaté que LISE++ ne prenait pas en compte correctement les différents états de charge du faisceau dans le FW. Avec le programme LISE++ nous obtenions pour les positions du faisceau et du NC après le FW les résultats montrés sur la figure 2.9(a). Bien qu'à première vue cela ne semble pas très étrange – le noyau composé est sélectionné et le faisceau primaire est rejeté, et en particulier on constate que la position des particules ne dépend pas de leur état de charge, puisque le FW est un filtre de vitesse et qu'il ne devrait pas y avoir de dépendance avec l'état de charge, en vérité ce résultat n'est que partiellement vrai. Cette indépendance vis à vis de l'état de charge ne s'applique que pour les ions qui ont une "bonne vitesse" – la vitesse sélectionnée avec le FW. En effet, considérons la force ressentie par les particules chargées à l'intérieur du FW :

$$F = (qvB_0 - qE_0), \quad (2.1)$$

où v est la vitesse de l'ion passant par le FW, q est son état de charge, B_0 est le champ magnétique dans le FW et E_0 est le champ électrique du FW. Si nous voulons que les ions passent sans déviation, cela signifie qu'ils sont sélectionnés par le FW, ils ne doivent pas ressentir de force effective. Autrement dit la force dans l'équation 2.1 doit être égale à zéro. Ceci est accompli lorsque :

$$v = v_0 = \frac{E_0}{B_0} \quad (2.2)$$

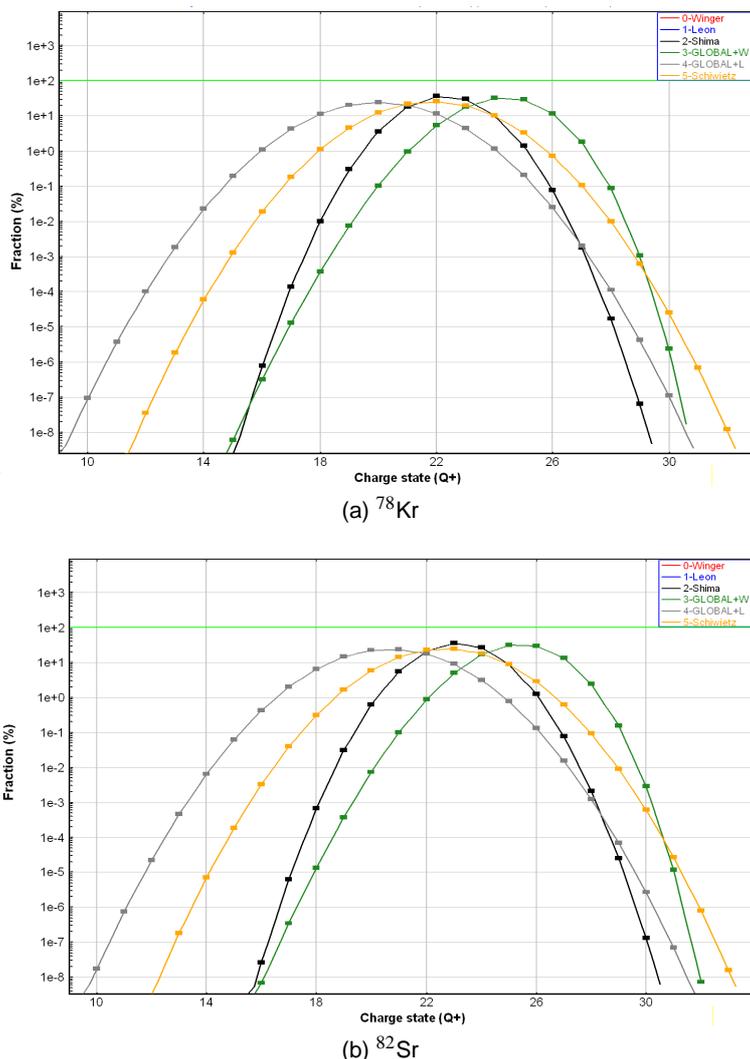


FIGURE 2.7: Distributions des états de charge de ${}^{78}\text{Kr}$ et de ${}^{82}\text{Sr}$ après la cible, calculées avec différents modèles (LISE++ charge distribution tool).

et alors seulement la force et la déviation des ions ne dépendent pas de leur état de charge. Appelons la vitesse calculée avec l'équation 2.2 – "la vitesse sélectionnée" v_0 . Si la condition 2.2 n'est pas vérifiée, la dépendance de la force avec l'état de charge est évidente, en effet $F = F(q) = qB_0(v - v_0)$. L'ion est d'autant plus dévié qu'il a un grand état de charge. La conclusion est que, si un ion n'a pas la vitesse sélectionnée, sa position après le FW dépendra de son état de charge. Dans le cas extrême quand un ion est neutre, l'état de charge est égal à 0 et l'ion va passer tout droit à travers le FW comme s'il avait eu la vitesse sélectionnée, quelle que soit sa vitesse réelle.

Nous avons signalé ce problème aux auteurs du programme LISE++ et il a été résolu dans une nouvelle version – à partir de la version 8.5.43 qui est arrivée après l'expérience. Les positions simulées du faisceau incident et du noyau composé obtenues avec la nouvelle version sont indiquées sur la figure 2.9(b). En raison de ces défauts évidents de LISE++, il a été nécessaire d'utiliser un nouveau code

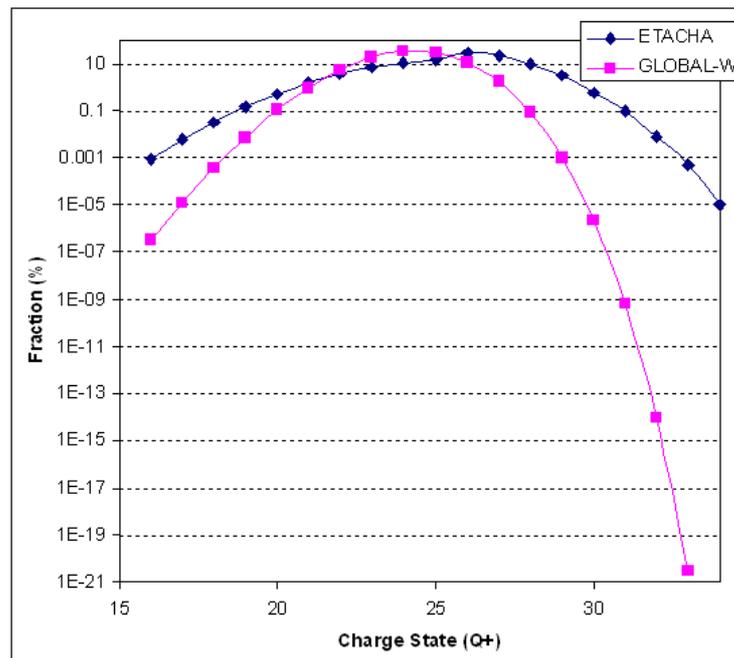


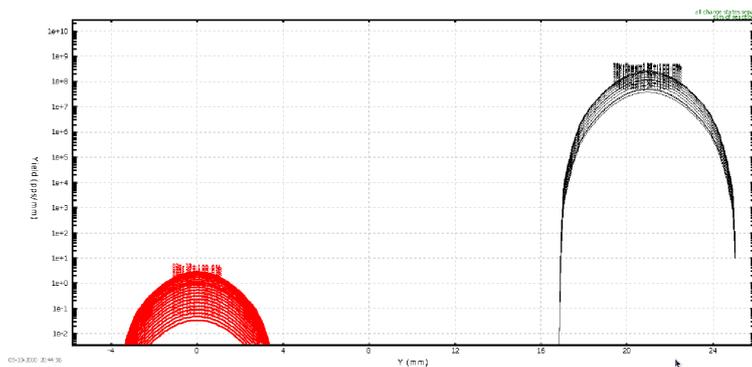
FIGURE 2.8: Comparaison des distributions des états de charge après la cible de ^{78}Kr calculées avec ETACHA et avec GLOBAL-W. On constate que le maximum de la distribution est légèrement décalé. On constate surtout que les largeurs des distributions sont très différentes.

optique.

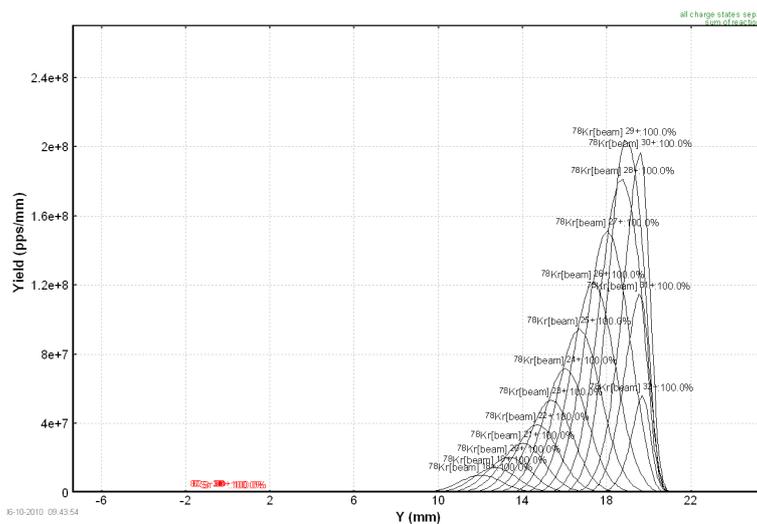
2.9.3 La simulation avec le programme COSY INFINITY

Il a été décidé d'utiliser le code COSY INFINITY [COS 09] parce qu'il s'agit d'un code de calcul rapide et assez simple en raison du fait qu'il utilise le calcul matriciel. En outre, il offre la possibilité d'inclure les états de charge des ions. La sortie du code COSY INFINITY est une matrice d'une dimension variable fonction du choix de l'ordre des calculs. Ce code a offert également une procédure d'ajustement (fitting) des éléments optiques. Les simulations avec COSY ont montré que la séparation du faisceau et du NC est possible, mais dans ces simulations nous avons observé qu'une partie importante du faisceau frappe la deuxième moitié du FW, ce qui aurait probablement pour conséquence de perturber la fonctionnalité du FW. De plus, selon COSY la séparation au milieu du FW n'est pas suffisante pour permettre l'application de fentes de sélection à cette position, parce que des fentes éventuelles causeraient beaucoup de diffusion du faisceau et donc beaucoup de bruit. Une des idées étudiées était d'utiliser seulement la première partie du FW, alors que la deuxième partie serait mis hors fonctionnement. On a démontré que cette solution était probablement faisable, mais pas avec des bonnes performances.

À un certain moment de cette étude, il a été constaté que l'influence des champs de fuite (électriques et magnétiques) sur les trajectoires des ions ne peut pas être négligée. Le code COSY ne peut pas traiter les champs de fuite du FW en général, par conséquent un calcul plus précis était nécessaire et nous avons dû utiliser l'un des programmes d'optique ionique de type "ray trace".



(a) LISE++ version 8.1.2 ; échelle logarithmique



(b) Nouvelle version corrigée de LISE++ (8.5.43)

FIGURE 2.9: Comparaison des résultats obtenus pour deux versions du programmes LISE++. Il s'agit de la déviation des ions obtenue après le FW et calculée pour différents états de charge des ions. En réalité, la déviation des ions dépend de la vitesse des ions et des états de charge. Le programme a été corrigé suite à notre intervention auprès du programmeur.

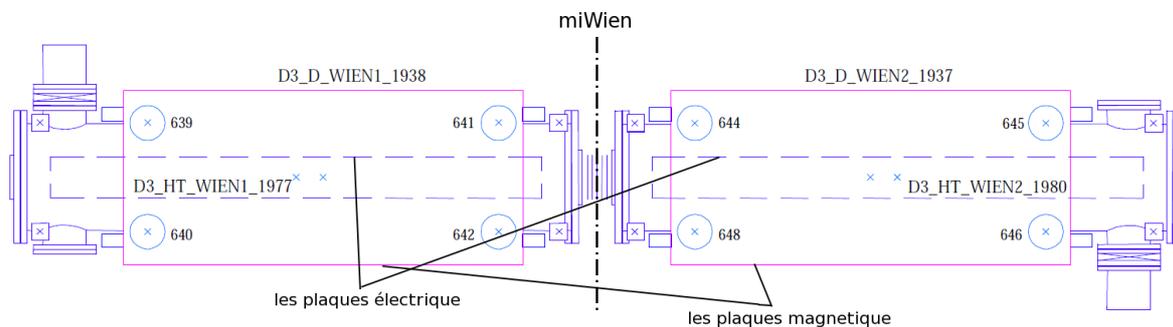


FIGURE 2.10: Schema du FW LISE : Le plan de symétrie bilatéral – miWien et les plaques magnétique et électrique sont marquées

2.9.4 La simulation avec le programme Zgoubi

Zgoubi [Méot 90] est un programme d'optique ionique de type "ray trace". Cela signifie qu'il calcule la trajectoire de la particule à travers les champs magnétiques et électriques en plusieurs étapes, en résolvant les équations de la trajectoire pour chacune des étapes. Bien qu'il consomme beaucoup de temps, cette approche est plus précise que le calcul matriciel. Le fait le plus important est que Zgoubi a déjà été utilisé pour les calculs d'optique ionique pour le séparateur LISE et le FW. Il est capable de traiter les champs de fuite du FW, bien que en principe Zgoubi ne puisse pas traiter le décalage du champ électrique par rapport au champ magnétique (et vice versa) le long de l'axe optique (ce qui est le cas pour le FW de LISE). Ce problème peut être résolu en utilisant les définitions particulières des champs de fuite. La fonction "Enge" (voir eq. A.1) est en générale utilisée pour définir les champs de fuite et de cette façon le décalage entre le champ magnétique et électrique est également reproduit. Sur la figure A.1 nous pouvons voir le schéma des champs de la première partie du FW de LISE, utilisé dans le programme Zgoubi. Le champ électrique est de couleur rouge et orange et le champ magnétique est de couleur jaune et orange (en fait, l'orange est comme un mélange de rouge et jaune). La raison de cette composition "étrange" des champs réside dans le fait que les plaques électriques et magnétiques ne sont pas de la même longueur et de plus elles ne sont pas centrées au même point (voir figure 2.10). Cela signifie que le FW de LISE n'est pas un pur FW ; effectivement en considérant les champs réels, nous avons un dipôle électrique à l'entrée de la première partie du FW de LISE, puis nous avons un FW "pur" et à la sortie, nous avons un dipôle magnétique. Comme la deuxième partie du FW de LISE forme une symétrie bilatérale (miroir) avec la première partie, quand on passe à la deuxième partie nous avons d'abord un dipôle magnétique, puis nous avons un FW "pur" et à la sortie nous avons un dipôle électrique. À cause de sa symétrie bilatérale et du fait que la polarisation du champ électrique est renversée entre ces deux parties du FW de LISE, tous ces "extra" champs sont compensés lorsque les ions ont une vitesse déterminée, après la sortie du FW de LISE les ions continueront à aller tout droit. Cependant, la vitesse sélectionnée dans ce cas est calculée avec l'équation 2.3, et pas avec l'équation 2.2.

Si nous prenons les intégrales de ces champs, nous obtenons la longueur effective de ces éléments

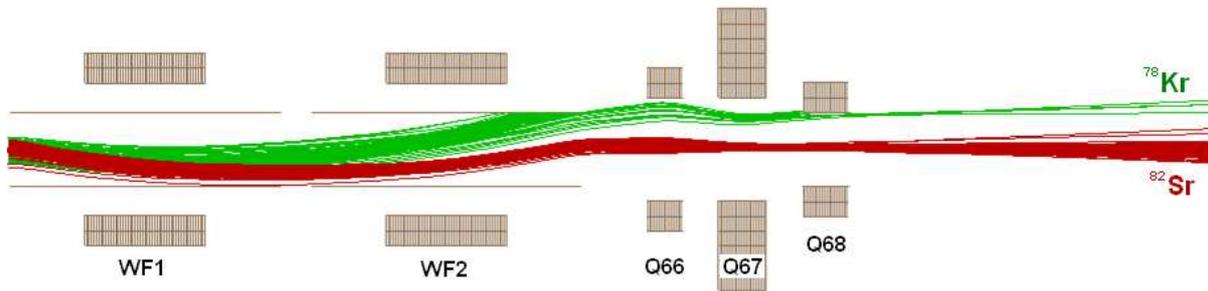


FIGURE 2.11: Simulation obtenue avec le code SIMION pour tous les états de charge pertinents et avec un angle maximal de diffusion de 18mrad (le premier triplet de quadripôles est omis sur cette figure). On constate que certaines trajectoires du ${}^{78}\text{Kr}$ vont au delà du dernière quadripôle, cependant elles sont bien séparées de celles du ${}^{82}\text{Sr}$.

optiques. Ainsi, la longueur du dipôle électrique du début du FW est de $21,8\text{cm}$, puis la partie "pure" du FW est de $202,2\text{cm}$ et le dipôle magnétique est de $2,8\text{cm}$ de long. Dans ce cas, comme il a été mentionné, la vitesse sélectionnée du FW ne peut être calculée comme le rapport simple entre les longueurs des champs électriques et magnétiques ; on doit plutôt utiliser l'équation suivante :

$$v = \frac{E}{B}L_{eff}, \quad L_{eff} = \frac{L_E}{L_B}, \quad (2.3)$$

où L_E est la longueur totale du champ électrique (y compris celui du "pur" FW) et L_B est la longueur totale du champ magnétique. L'explication détaillée de simulation d'ion optique menée par code Zgoubi est donnée dans l'annexe.

Les simulations réalisées avec Zgoubi ont été comparées [Kamalou 09] avec les résultats obtenus avec le code SIMION [SIM 09]. Cette vérification a été très importante car elle a permis de remarquer que la version précédente de Zgoubi 5.0.0 donnait des résultats différents de ceux obtenus avec SIMION, tandis que la dernière version 5.1.0 a donné des résultats comparables à ceux obtenus avec SIMION. La simulation des différents états de charge pour un angle maximal de diffusion de 18mrad est montrée sur la figure 2.11. On voit que les ions de ${}^{82}\text{Sr}$ restent bien focalisés et que le faisceau incident de ${}^{78}\text{Kr}$ est fortement rejeté. Le comportement des ions incidents et des ions du NC est le même que dans la simulation Zgoubi ; aucun des rayons du faisceau émis avec un angle de diffusion inférieur à 18mrad ne vient vers le détecteur. L'acceptation en vitesse du séparateur dépend de l'ouverture des fentes dans le milieu du FW - miWien. Pour la position des fentes miWien — $(-3,1\text{cm}, 3,5\text{cm})$, le code ZGOUBI donne une acceptation maximale en vitesse de $\delta v = 0,9\%$.

2.10 Le dispositif de détection

Le système de détection était assez simple. L'identification des particules est basée sur la mesure de l'énergie et du temps de vol, comme discuté dans le paragraphe sur les simulations 2.5. Nous avons donc utilisé le matériel suivant :

- A la fin de la ligne du faisceau on a utilisé :
 - Un détecteur silicium de $300\mu\text{m}$ pour mesurer l'énergie des ions. En fait, au cours de l'expérience nous avons rencontré beaucoup de problèmes avec la résolution en énergie de ce

détecteur, et nous avons perdu une bonne partie du temps de faisceau pour résoudre ces problèmes. Ceci est discuté en détail dans la section suivante. Nous avons mesuré une résolution en énergie finale de $\sim 800\text{keV}$ (0.6%) à l'énergie du faisceau. Le détecteur silicium a donné aussi le temps de vol vrai entre le détecteur et la première galette. La résolution en temps était de $\sim 1\text{ns}$. En fait, la résolution en temps entre une galette et le détecteur au silicium était de 18% plus faible par rapport à la résolution en temps mesuré entre les deux galettes. Le détecteur silicium a été aussi utilisé pour donner le temps de vol par rapport au signal haute fréquence (HF) de l'accélérateur.

- Deux détecteurs à galettes (GMC) pour mesurer un vrai temps de vol. La résolution en temps a été mesurée à 1ns . Ces détecteurs sont aussi utilisés pour mesurer la position des ions. On estime que la résolution spatiale est de 2 mm. La distance entre deux GMC était un compromis entre la résolution en temps et l'optique ionique (voir aussi la section 2.5 pour les détails concernant la résolution en temps et la distance entre deux galettes). Les détecteurs ont été placés à la distance relative de 130cm . Pour cette distance, la différence de temps de vol entre le faisceau primaire et le NC n'est que de 3,6 ns. Les feuilles de mylar composant les détecteurs GMC avaient une épaisseur de $1,5\mu\text{m}$ et un angle de 45deg par rapport à l'axe du faisceau.
- A coté de la cible on a utilisé :
 - Un détecteur silicium utilisé comme un moniteur de faisceau.
 - Un détecteur silicium pour la détection d'éventuels protons émis dans la réaction (α, p) .

Nous n'avons pas utilisé de détecteur de type ΔE parce qu'il n'en existe pas avec les propriétés appropriées, comme cela a été discuté dans la section 2.5.

2.11 Les détecteurs moniteurs

Le détecteur silicium marqué MON2 (pour moniteur), avait pour but d'apporter une mesure de l'intensité moyenne du faisceau. Le détecteur a été placé à côté de la cible à un angle d'environ 55° dans le plan horizontal par rapport à l'axe du faisceau. De cette façon, grâce à la diffusion élastique Rutherford, le taux de comptage dans ce détecteur était directement proportionnel à l'intensité du faisceau. Dans la pratique, seule l'hélium présent dans la cible a contribué au taux de comptage, à travers la réaction ${}^4\text{He}({}^{78}\text{Kr}, {}^4\text{He})$. Ce détecteur avait un collimateur d'un diamètre de 3mm , parce qu'il était nécessaire d'abaisser le taux de comptage élevé attendu. L'autre détecteur silicium moniteur, appelé MON1_P, avait pour but de détecter les protons provenant de la réaction ${}^{78}\text{Kr}(\alpha, p){}^{81}\text{Rb}$. La raison pour laquelle nous avons utilisé deux détecteurs moniteurs au lieu d'un seul, était une différence significative entre les énergies de l'hélium diffusé et des protons émis. Par conséquent, il était nécessaire d'utiliser deux détecteurs avec deux pré-amplificateurs différents. Malheureusement, ce détecteur a également été placé horizontalement à un angle de 55° . Il aurait mieux valu le placer sur le plan vertical. En effet, les ions ${}^{81}\text{Rb}$ sont plus rapides que les ions ${}^{82}\text{Sr}$, ils ont donc une vitesse plus élevée que celle sélectionnée par le FW. Cela signifie que le FW les dévie verticalement. En sélectionnant des protons émis vers le haut, on aurait pu sélectionner des ions ${}^{81}\text{Rb}$ émis vers le bas depuis la cible puis recentré naturellement par le FW, ce qui aurait augmenté la probabilité d'observer des coïncidences proton et ${}^{81}\text{Rb}$. Un dégradeur plastique a été placé devant le détecteur MON1_P. L'épaisseur du dégradeur a été choisie de telle façon qu'il arrête la plupart des ions d'hélium diffusés et dans le même temps qu'il laisse passer les protons

émis. Cependant, en raison de la distribution angulaire et de l'énergie des ions d'hélium et des protons, cette méthode n'a pas été complètement efficace, quand même la plupart de ions d'hélium était arrêtée.

2.12 Conclusion

Plusieurs simulations nous ont aidées à déterminer la meilleure configuration expérimentale pour la mesure de la réaction ${}^4\text{He}({}^{78}\text{Kr},\gamma){}^{82}\text{Sr}$. Une optique point-point-point a été choisie, qui permet une meilleure réjection du faisceau primaire. Deux détecteurs de type galette et un détecteur silicium devraient être suffisants pour mesurer et identifier le noyau composé.

L'analyse des données

3.1 Abstract

Since it was not possible to use a ΔE detector, our separation of the beam and CN completely relied on the total kinetic energy and on the times of flight (the real time of flight between two MCPs and the time of flight referenced by HF signal from the accelerator).

Unexpected problems with the silicon detectors

The experiment started with serious troubles in the measurement of the energy using the silicon detector. While we had very good resolution of 16 keV with three peak alpha source at the same time we were seeing a two energy peaks of the primary beam. It was realized that it could be systematic problem with the silicon detectors since we saw this problem on few other detectors. The explanation for such unexpected behavior is a coupling of two effects : channelling and recombination enforced by the plasma effect. In case of channelling, the stopping power is smaller which means that the range is longer and the density of the deposited electrons and holes is smaller. When there is no channelling, the stopping power is higher, range is shorter and the density of electrons and holes is higher which increases the recombination probability. Moreover, the plasma effect of electrons and holes screens the applied bias on the silicon detector and the probability of the recombination becomes even higher. So two energy peaks correspond to ions subjected and not subjected to the channeling.

Setup of the LISE Wien Filter

The WF set up is very subtle. This is mainly due to the small velocity difference and consequently small velocity acceptance. In order to set the electric and magnetic field of the WF properly, it was decided to use the primary beam slowed down by degrader in order to have the same velocity as the CN. This way we would diminish the possibility for making mistake by calculation of the fields' strengths. Unfortunately the original degrader was destroyed and the spare one was too thick, so finally we had to recalculate the fields' strengths. The linearity of the response of the WF was perfect.

Energy and time calibration

We conducted the energy calibration with the primary beam and we obtained the calibration factor 0.01302 MeV/bin . We noticed that during the measurement the energy position of the primary beam has been lowering down during the time. The cause could be the high counting rate which was never below 1000Hz. The high counting rate can increase the inverse current which could explain the change of the gain. A high counting rate can also cause local damage to the crystal lattice. Thus, we recalibrates the energy for each group of runs. Regarding the real time of flight we had two referent points, the primary beam and the locus at 84MeV (see figure 3.3).

Origin of the locus at 84 MeV

A large number of counts was observed at the energy around 84 MeV. This energy practically corresponds to ^{78}Kr ions with the velocity selected by the WF. The energy loss of the primary beam in the target was $\approx 2\text{MeV}$ and the energy difference between primary beam and the locus was almost 20 MeV whereby the counting rate of the locus 84MeV was higher than 1000 pps indicating relatively high probability of almost 10^{-6} for the generation of these ions. We examined several possibilities of the origin of these ions as : the scattering on the edge of a adhesive tape, the scattering (on the slits) inside the WF and the scattering in the target. These propositions were shown to be not so realistic. The most realistic explanation was the presence of atmospheric dust deposited on the target, since the atmospheric dust particles have diameter of $10\ \mu\text{m}$ and less and the target thickness was only $0.2\ \mu\text{m}$. On the example of the only one spherical dust particle of PVC of diameter of $2.5\ \mu\text{m}$ attached on the target at the beam spot, we showed that it could produce the given energy loss with given probability.

Search for the yield of the fusion reaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$

At first glance, there was no any significant grouping on the energy around 94MeV which would correspond to the CN – ^{82}Sr . Therefore, we used more scrutinized search using the image analysis technique “histogram stretching” which is a part of the histogram modelling techniques. In common language we played with the contrast and the smoothing of the image. Nevertheless, this approach didn't help us to notice any grouping which could be eventually imputed to ^{82}Sr . Thus we used the calculated position (volume of interest - VOI) of the CN in the 3D space consisting of the energy, the real time of flight and the time of flight referenced to the high frequency signal. For the correction on the background we took the second volume V2 around the VOI. Since it didn't give any results we used second order correction by using the third volume V3 around the second volume V2. Nevertheless, this also didn't give results.

Estimation of the upper limit for the cross section of the alpha capture $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$ reaction

Although it was not possible to identify ^{82}Sr , we tried to estimate the upper limit of its yield. For the maximal number of hits belonging to ^{82}Sr we took the variation of the number of hits in the VOI, which was $\sqrt{7}$. To estimate the cross section, besides the target thickness and the total irradiation by the beam, it is necessary to estimate the transmission coefficient through the Wien filter. As the WF was not adjusted well and due to very small velocity acceptance (the slits were very closed because of the high counting rate of the ions from the locus at 84 MeV), the transmission coefficient was extremely small $\sim 10^{-5}$. Such small transmission coefficient gave unrealistically high upper limit of the cross section of $\sim 10\ \text{mb}$.

3.2 Introduction

L'expérience a commencé avec des troubles graves dans la mesure de l'énergie des ions incidents en utilisant le détecteur silicium. Cela nous a coûté environ 80% du temps de l'expérience (sur un total de 3 jours) pour résoudre ce problème. Ce problème est décrit en détail dans la première section de ce chapitre. Au début de l'expérience nous avons entrepris plusieurs réglages et étalonnages des détecteurs et du filtre de Wien, comme initialement prévu dans le plan du déroulé de l'expérience. Ces parties sont expliquées dans les sections suivantes. Malgré le peu de temps de faisceau disponible, nous avons réussi à

réglé l'expérience pour faire la mesure de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$. Un taux de comptage extrêmement grand a été observé, laissant craindre une réjection très mauvaise de faisceau incident. Lors de l'analyse des données, on a découvert l'existence d'une composante de faisceau de basse énergie produite avec un grand taux de comptage, qui n'est pas le faisceau incident, et qui ne peut pas non plus s'expliquer par des réactions de diffusion du faisceau primaire dans la cible. Dans ce chapitre le déroulement de l'expérience et l'analyse des données sont décrits. Une partie de ce chapitre est consacré à l'explication de l'origine de cette composante "étrange" du faisceau, ce qui peut-être important de comprendre si on veut faire de nouvelles expériences. Une procédure a été proposée pour estimer le nombre de coups intéressants mesuré dans un bruit de fond élevé. Finalement, juste une limite supérieure de la section efficace a pu être estimée.

3.3 Un problème inattendu rencontré avec le détecteur silicium

Pendant une grande partie du temps de l'expérience nous avons essayé de résoudre un problème de mauvaise résolution en énergie du détecteur silicium. On observait deux pics en énergie qui avait une largeur de 5% de l'énergie totale (voir la figure 3.1). On a changé deux fois de détecteur silicium et on a retrouvé à chaque fois un effet de "deux pics". Ce qui était vraiment troublant pour nous, c'était le fait que les détecteurs avaient une excellente résolution en énergie de 16 keV, que l'on pouvait vérifier "en direct" en utilisant une source trois pics alpha. Pour cette raison, nous n'avons pas soupçonné la fiabilité du détecteur, nous avons pensé naturellement qu'il s'agissait d'un problème avec le faisceau. A un certain moment de l'expérience, nous avons décidé de défocaliser le faisceau et de couper en vertical en utilisant des fentes, et on s'est rendu compte que cette coupure changeait le rapport entre les deux pics. Pour nous, à ce moment là, c'était la confirmation de notre hypothèse de faisceau mauvais. Mais quand on a vérifié cette hypothèse avec un détecteur d'identification placé après le cyclotron CIME, puis avec un autre placé à l'entrée de la ligne de LISE, on a vu que ce n'était pas le cas — le faisceau était bien défini en énergie.

Il s'agissait évidemment d'un effet systématique des détecteurs silicium que nous avons utilisés. Après beaucoup de réflexion, nous avons compris que c'était certainement un effet dû à un couplage entre, d'une part un effet de canalisation des ions dans le cristal silicium et, d'autre part un effet de recombinaison des charges dans le semi-conducteur — voir la figure 3.2. L'effet de canalisation change énormément la perte d'énergie dans un semi-conducteur. La densité de charges induites le long du parcours de l'ion est proportionnelle à la perte d'énergie de cet ion. Donc, avec l'effet de canalisation la densité de charges est plus faible. Cette canalisation des ions a été possible pour deux raisons. D'une part nous avons utilisé un faisceau pinceau, avec une émittance très faible. Les trajectoires des ions étaient quasi parallèles. D'autre part, les détecteurs que nous avons utilisé étaient des détecteurs pour la mesure de l'énergie totale (et non des détecteurs à transmission), et il est probable que les cristaux de silicium n'ont pas été inclinés, ce qui a placé un axe du cristal parallèle à l'axe faisceau. La recombinaison électron-trou est plus probable pour la densité de charges plus grande, cela est simplement dû à la distance moyenne entre un électron et un trou qui diminue lorsque la densité de charges augmente. De plus, la grande densité de charge induit une diminution locale du champ électrique (appelé effet de plasma), ce qui augmente encore davantage les pertes par recombinaison. Lorsque l'on combine les deux effets, on comprend que les ions qui arrivent dans l'axe du cristal subissent un effet de canalisation, ce qui réduit la densité de charge et augmente la collecte des charges. Ainsi, on produit un premier pic. Pour les autres

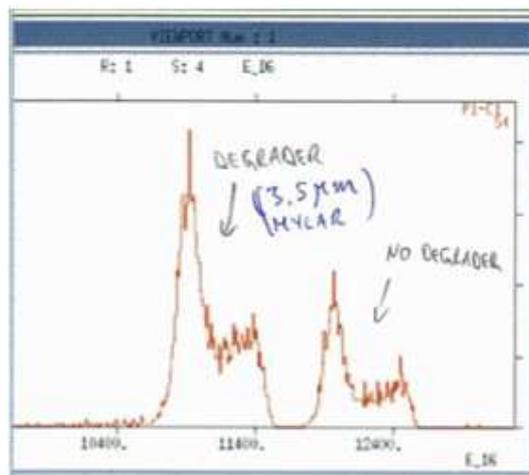


FIGURE 3.1: Spectre "on line" montrant l'énergie du faisceau mesurée directement avec un détecteur silicium. Deux configurations ont été mesurées, un cas où l'on a utilisé un dégradeur constitué d'une feuille de mylar mince et un cas sans. La forme des pics est vraiment étonnante. Chaque forme est large et semble constitué de deux pics. On ne voit aucune différence en forme entre ces deux cas.

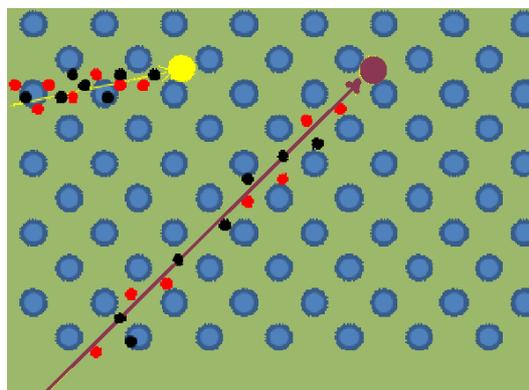


FIGURE 3.2: Les deux noyaux entrant dans le réseau cristallin du silicium sous différents angles. L'un qui est soumis à l'effet de canalisation a un parcours plus long et la densité des charges induites est plus faible que dans le cas de l'ion qui n'est pas soumis à l'effet de canalisation. Comme la recombinaison des charges dépend de leurs densités, des charges différentes sont collectées dans ces deux cas.

ions, dont l'angle d'incidence n'est pas exactement parallèle à l'axe du cristal, il n'y a pas de canalisation et donc un effet de recombinaison plus grande et moins de charges sont collectées, ce qui produit un pic de moindre énergie. Après l'expérience et lorsque nous avons compris cet effet, nous avons trouvé que cet effet était déjà connu, voir par exemple les références suivantes : [Alexandrov 92, Poggi 96].

TABLE 3.1: Vérification expérimentale de la linéarité du FW

E	B
[kV]	[T]
0.0	0.0000
25.0	0.0143
50.0	0.0281
75.0	0.0425
100.0	0.0562
125.0	0.0700

3.4 Le réglage du Filtre de Wien de LISE

Au début de l'expérience nous avons procédé à la vérification de la linéarité du FW. Nous avons obtenu les valeurs indiquées dans le tableau 3.1 pour les champs électrique et magnétique du FW. La linéarité entre le champ électrique et magnétique est très bonne – le coefficient de corrélation de Pearson est de $r > 0,99997$ et l'ajustement linéaire obtenu donne la dépendance suivante :

$$B_W = aE_W + b,$$

où B_W et E_W sont les valeurs des champs magnétiques et électriques données par les sondes (sans étalonnage), $a = 5,6011 \cdot 10^{-4} \text{T/keV}$ et $b = 1,76 \cdot 10^{-4} \text{T}$. Puisque la linéarité est si bonne et puisque les valeurs pertinentes de B_W sont plus de deux ordres de grandeur supérieures à la valeur de b , on peut négliger la valeur b et dans ce cas on peut écrire le facteur a comme étant égal à :

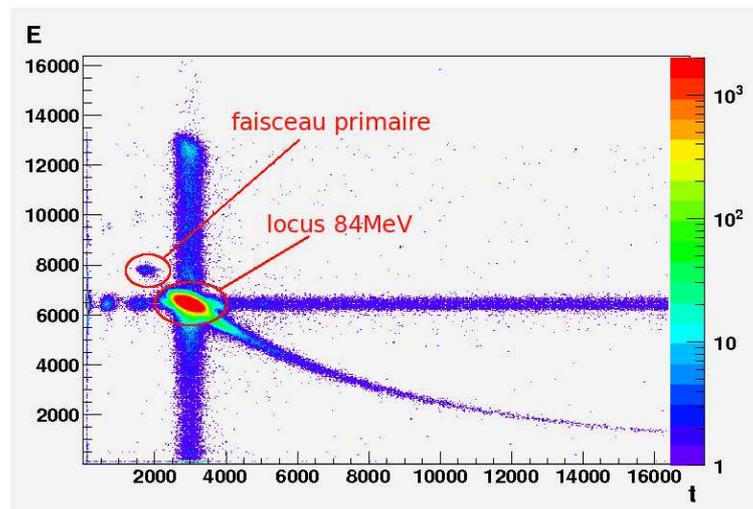
$$a = C \cdot v_{ion},$$

où v_{ion} est la vitesse des ions passant par le FW et C est une constante. On pourrait calculer ce coefficient C , qui est le produit de coefficients d'étalonnage de la sonde de champ magnétique et de la longueur effective du FW (voir 2.3). En pratique, on utilise le faisceau incident sans cible, dont la vitesse est très bien connue, ce qui permet de calculer directement la valeur du coefficient de proportionnalité C . On obtient $v[\text{cm/ns}] = 1.023 \times 10^{-3} \frac{E_W[\text{kV}]}{B_W[\text{T}]}$.

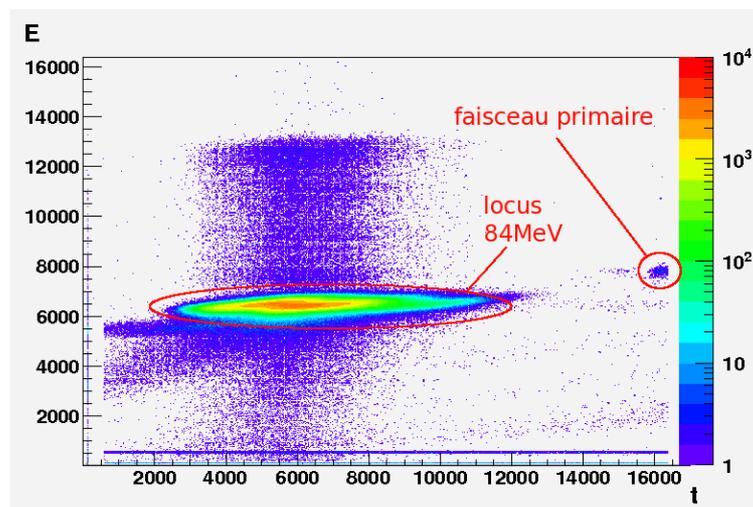
3.5 Le déroulement de l'expérience

Pendant la mesure de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$, les valeurs utilisées de E_W et B_W ont été de 125 kV et de 0,0744 T. Cela correspond à la vitesse sélectionnée du FW de 1,719 cm/ns, c'est-à-dire pour ^{82}Sr l'énergie est de 125,7 MeV, et après être passé à travers deux galettes on calcule qu'elle devrait être de 91,9 MeV. La rigidité magnétique ($B\rho$) du faisceau a été mesurée à 1,8628 Tm, et l'état de charge du faisceau était de 8+, ce qui correspond à l'énergie cinétique de 1,7612 AMeV ou 137,4 MeV, ou à l'énergie de 6,70 MeV dans du centre de masse pour la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$, c'est une énergie très en dessous de la barrière Coulombienne qui est de 12,3 MeV.

Au cours de l'expérience, nous avons obtenu le spectre énergie versus temps de vol montré sur la figure 3.3. Le taux de comptage mesuré sur le détecteur silicium lors de l'expérience était plus grand



(a) ToF mesuré entre deux galettes versus l'énergie mesurée avec le détecteur silicium.



(b) ToF mesuré entre le détecteur silicium et le signal HF versus l'énergie mesurée avec le détecteur silicium.

FIGURE 3.3: Spectres bruts non étalonnés des temps de vol versus énergies des ions mesurés. Le faisceau primaire ralenti par la cible et la tache dénommée *locus* à 84 MeV sont marqués. L'origine possible du locus à 84 MeV est discutée dans la section 3.7

TABLE 3.2: Configurations des 4 runs de l'expérience.

Numéro de run	Durée [min]	Positions des fentes		Commentaire
		F61W [mm]	F62 [mm]	
1	178	[-31,-35]	[5,-20]	démarré immédiatement après calibration
2	45	[-31,-35]	[5,-20]	galettes enlevées
3	114	[-30.2,-40]	[10,-20]	le faisceau primaire déplacé horizontalement
4	143	[-30.2,-40]	[10,-20]	idem

~ 1000 coup/s, c'était une valeur très au dessus de la valeur prédite pour la production des ions de ^{82}Sr (autour de 0.1 pps). Pendant l'expérience nous avons enregistré 4 "runs", dont les configurations sont notées sur le tableau 3.2.

3.6 L'étalonnage en énergie et en temps

Dans un premier temps nous avons procédé à la calibration en énergie du détecteur silicium avec le faisceau primaire et nous avons obtenu un coefficient de calibration en énergie de 0,01302 MeV/bin. Nous avons remarqué que la position en énergie du faisceau primaire a variée pendant l'expérience, elle a progressivement diminué. Cela était probablement dû au taux de comptage élevé qui n'a jamais été en dessous de 1000 Hz. Parfois, un taux de comptage élevé (plusieurs kHz) peut augmenter le courant inverse du détecteur, ce qui pourrait expliquer la variation du gain avec le temps. Le taux de comptage peut aussi causer des dommages au réseau cristallin, et le changement du niveau de Fermi dans le matériau silicium pourrait également modifier la calibration en énergie. Ainsi, nous avons utilisé la tache du faisceau primaire sur le spectre énergie versus temps de vol (voir figure 3.3) de chaque run pour re-étalonner la mesure de l'énergie. Pour le run 3, le coefficient d'étalonnage en énergie a été de 0,01326 MeV/bin et pour le run 4 il était de 0,01346 MeV/bin. Donc, le coefficient d'étalonnage en énergie a changé de seulement 3,4% pendant l'expérience.

Concernant le temps de vol réel (ToF) mesuré avec les galettes, il existe deux points de référence, celui correspondant au faisceau primaire et celui correspondant au locus à 84MeV, dont les vitesses sont connues. Le locus à 84MeV (voir figure 3.3) a une énergie de 84,0 MeV sur le détecteur silicium, ce qui correspond à l'énergie de 116,3 MeV après la cible et première galette. Ainsi, les ions du locus à 84MeV ont une vitesse de 1.5721cm/ns (voir table 2.1) entre les deux galettes. La position centrale du locus est le canal 2982 correspondant au temps de vol de 82.7ns (obtenu par le rapport 130cm/1,5728cm/ns, où 130 cm est la distance entre les deux galettes). En utilisant la même procédure, nous estimons la vitesse du faisceau primaire entre les deux galette à 1.7055cm/ns, soit un temps de vol de 76.2 ns. Maintenant, il est facile d'obtenir la fonction d'étalonnage du temps de vol réel :

$$ToF = 66.7 + 0.005367 \cdot bin \quad (3.1)$$

où ToF est le temps de vol réel en ns entre les deux galettes et bin est la valeur en canal.

TABLE 3.3: Calculs de cinématique

Ion	Avant la cible		Après la cible		Après 1 ^{re} galette		Après 2 ^{me} galette	
	Energie [MeV]	Vitesse [cm/ns]	En. [MeV]	Vit. [cm/ns]	En. [MeV]	Vit. [cm/ns]	En. [MeV]	Vit. [cm/ns]
⁷⁸ Kr (le faisceau primaire)	137.3	1.8414	135.1	1.8266	118.5	1.7110	102.6	1.5923
⁸² Sr	—	—	128.5	1.7376	111.1	1.6160	94.6	1.4911
⁷⁸ Kr (locus 84 MeV)	—	—	116.3	1.6950	100.1	1.5728	84.2	1.4424

Concernant le temps de vol relatif mesuré par rapport au signal de haute fréquence de l'accélérateur (noté T_{HF} ci-après), la situation est un peu plus compliquée car l'étalonnage à l'aide d'un pulser (time calibrator) n'a pas fonctionné. De plus, nous ne connaissons pas a priori l'origine du locus à 84 MeV et donc nous ne pouvons pas l'utiliser pour faire un étalonnage. Nous avons quand même réussi à faire un étalonnage approximatif. Pour le calcul du temps de vol on a utilisé les vitesses des ions appartenant au locus à 84 MeV et présentées dans le tableau 2.1. Il se trouve que le run 2 a été réalisé sans les détecteurs galettes. Comme les galettes induisent une perte d'énergie et par conséquent un changement de vitesse des ions, cela a induit que le temps total de vol T_{HF} de tous les ions a changé, y compris celui des ions appartenant au locus à 84 MeV. Et effectivement, le locus à 84 MeV s'est déplacé de 1326 canaux entre le run 1 et le run 2. Nous pouvons facilement calculer la différence de temps de vol théorique :

$$\frac{130cm}{1.5728cm/ns} + \frac{17cm}{1.4424cm/ns} - \frac{(130+17)cm}{1.695cm/ns} = 7.7ns$$

où 130 cm est la distance entre les deux galettes et 17 cm est la distance entre la deuxième galette et le détecteur silicium. Ainsi, il est possible d'estimer un étalonnage approximatif du temps de vol T_{HF} , le coefficient d'étalonnage est égal à $1326 \text{ canaux} / 7,7 \text{ ns} = 171,87 \text{ bin/ns}$.

3.7 L'origine du locus à 84 MeV

Pendant l'expérience nous avons cru à tort que le locus à 84 MeV correspondait au faisceau primaire ralenti par la cible et pas totalement rejeté par le FW. Au début de l'analyse "off-line", on s'est rendu compte rapidement que cette tache ne pouvait pas être le faisceau primaire, puisque l'énergie de ces particules était de 18 MeV inférieure à l'énergie prévue pour le faisceau primaire. Le taux de comptage du locus à 84 MeV était d'environ 1000 pps avec une fermeture des fentes F61W à miWien de 4 mm. Le taux de comptage réel du locus à 84 MeV était probablement supérieur à cette valeur car au cours des réglages du séparateur nous avons vu le taux de comptage monter à plus de 5000 pps.

Sur la figure 3.4, on peut remarquer qu'il semble y avoir une sous structure dans le locus. Nous savons, par les simulations Zgoubi, que des parcours différents à travers le FW ne provoquent pas de différence mesurable de temps de vol. En d'autres termes, les différences observées dans T_{HF} doivent

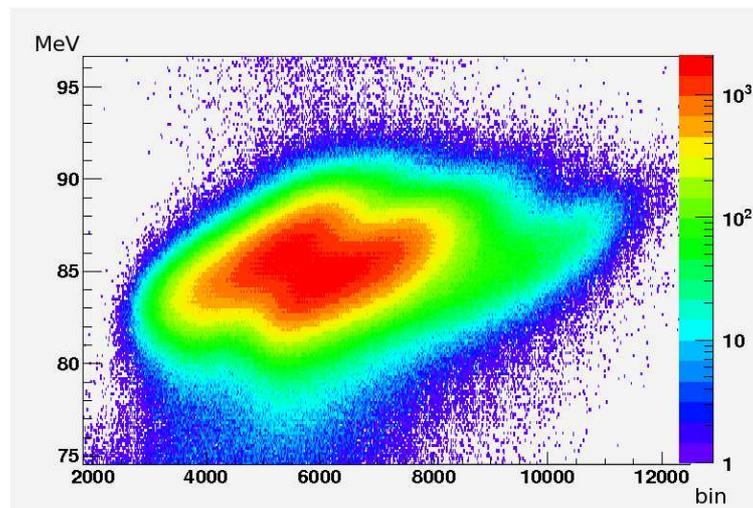


FIGURE 3.4: Le locus à 84 MeV n'est pas uniforme dans le spectre $E - T_{HF}$, il semble y avoir une sous structure. Aucune explication physique raisonnable a été trouvée à la forme du locus.

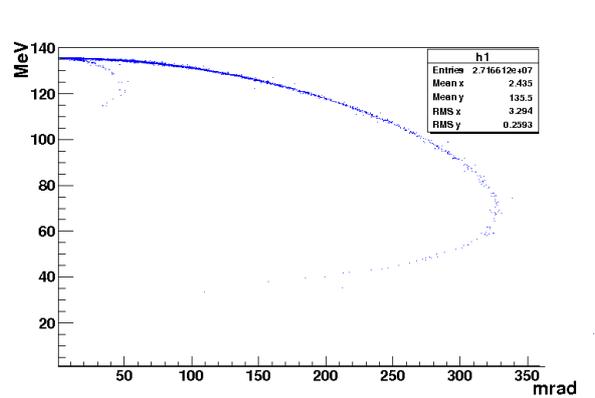
provenir exclusivement de la différence réelles de vitesses entre les particules ou d'un défaut électronique (rebond du signal par exemple). Sur ce graphique, on note qu'il y a une différence d'énergie moyenne de ~ 1 MeV entre les deux sous structures et celle qui a le plus d'énergie est placée sur le côté gauche du graphique, ce qui est complètement contradictoire car les particules les plus rapides doivent être sur le côté droit du graphique (c'est le signal du détecteur silicium qui fait le "start" de la mesure du temps). Pour cette raison, nous supposons que cette structure est artificielle et qu'elle est due à l'électronique.

La seule hypothèse réaliste est que le locus correspond à des particules de ^{78}Kr ralenties, aucune réaction nucléaire ne pouvant produire un autre élément avec un taux aussi élevé. L'énergie de 84 MeV du ^{78}Kr est mesurée après deux galettes, et quand on prend en compte la perte d'énergie dans ces deux galettes nous obtenons une énergie de 116.2 MeV. L'énergie de ^{78}Kr qui correspond à la vitesse sélectionnée par le FW est de 119.6 MeV, c'est une valeur très proche de la valeur précédente. L'énergie moyenne finale mesurée par le détecteur silicium est la convolution de la distribution en énergie des particules et de l'acceptance du FW. Cela pourrait donc être l'explication de la différence entre ces deux valeurs (116,2 et 119.6 MeV). Il s'agit maintenant de trouver une explication de l'origine de ces particules de ^{78}Kr ralenties.

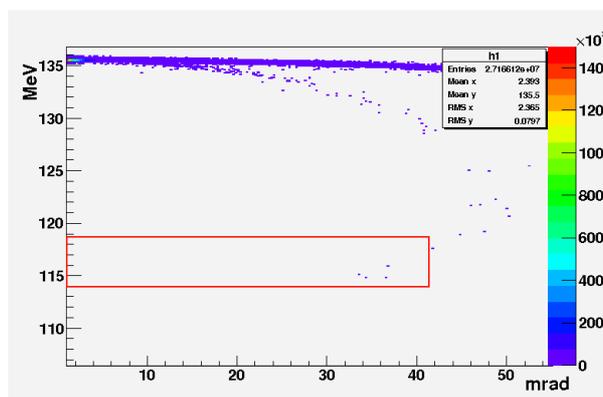
3.7.1 Le bord du ruban adhésif

Après l'expérience, nous avons constaté qu'une partie d'un ruban adhésif situé juste à côté du collimateur de cible était brûlée. Nous avons utilisé ce ruban pour coller un dégradeur sur le détecteur moniteur MON1_P. Ce ruban pourrait être à l'origine de la dégradation en énergie du faisceau primaire et donc du locus à 84 MeV. Il y a plusieurs raisons pour penser que cela n'était pas le cas :

- Ce ruban était placé au bord du cadre de la cible dans le plan horizontal, il était situé assez loin du centre optique de 5 mm.
- Nous avons mesuré précisément la position du centre du collimateur de la cible grâce à des profileurs situés avant et après la cible, et il est très improbable que le faisceau était aussi décalé du centre de la cible pendant l'expérience.



(a) Cinématique correspondant à la diffusion du faisceau incident de ^{78}Kr sur la cible mince. La plus grande courbe correspond à la diffusion du faisceau sur les noyaux d'aluminium et la plus petite courbe à la diffusion sur les noyaux d'hélium implantés dans la cible (en haut à gauche).



(b) Zoom sur la courbe du dessus. Le carré rouge indique approximativement la partie de la cinématique du faisceau qui pourrait être responsable de l'apparition du locus à 84 MeV.

FIGURE 3.5: Simulation avec le code SRIM de la diffusion du faisceau de ^{78}Kr sur la cible d'hélium implantée dans une feuille d'aluminium. L'angle de diffusion est l'angle polaire θ (voir la figure 3.6).

- Le faisceau était très bien défini (l'émittance était de $1 \pi\text{mm.mrad}$) et la partie de ruban exposée au faisceau était inférieure à 1mm.

En fait, le pilotage du faisceau lors du réglage de l'alignement a pu causer ces marques de brûlure sur le ruban. Ainsi, nous avons rejeté cette possibilité pour expliquer l'origine du locus à 84 MeV.

3.7.2 La diffusion du faisceau sur la cible

On a effectué une simulation avec le code SRIM afin de vérifier si une telle différence d'énergie (entre le faisceau et le locus à 84 MeV) et un tel taux de particules (plus de 1000 pps) pourrait provenir de la diffusion du faisceau incident sur la cible mince. Le résultat de la simulation est présenté sur la

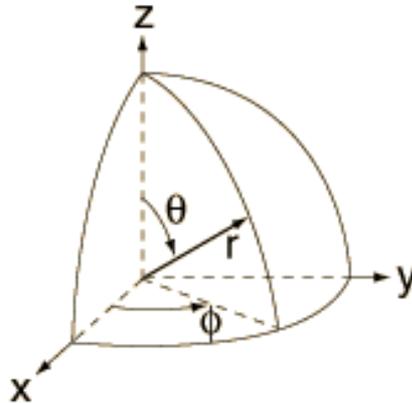


FIGURE 3.6: Définition de l'angle azimutal (ϕ) et l'angle polaire(θ). Le faisceau est dirigé suivant l'axe z.

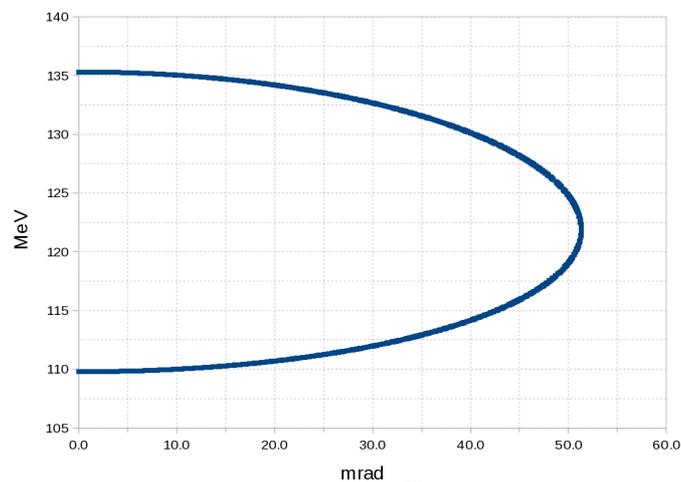


FIGURE 3.7: Cinématique de la diffusion Rutherford du ^{78}Kr sur l'hélium – énergie laboratoire versus angle de diffusion laboratoire. La perte d'énergie de ~ 2.1 MeV dans la cible est incluse. Une partie de ces diffusions pourrait être à l'origine du locus à 84 MeV (énergie après la cible de 116 MeV). Le calcul montre que cela ne suffit pas à expliquer le taux mesuré.

figure 3.5 (a). Le nombre d'événements simulés a été de plus de $2,7 \times 10^7$. Deux courbes cinématiques peuvent être observées. La plus grande vient de la diffusion du faisceau sur les atomes d'aluminium dans la cible et la plus petite provenant de la diffusion sur les atomes d'hélium implantés dans la cible. On remarque qu'il y a des coups autour de l'énergie de 117 MeV pour l'angle de diffusion entre de 35 à 45 mrad pour l'hélium, et à ~ 230 mrad pour l'aluminium. Cette énergie est à la fois proche de l'énergie de la vitesse sélectionnée par le filtre de Wien (119,6 MeV) et à l'énergie de 116,2 MeV correspondant au locus à 84 MeV. L'angle de diffusion pour l'aluminium est vraiment trop grand, les noyaux diffusés sont trop éloignés de l'axe faisceau pour expliquer l'origine du locus. Par contre, il est nécessaire d'examiner la possibilité que le locus à 84 MeV soit dû à la diffusion du faisceau primaire sur l'hélium dans la cible. La partie de la cinématique qui est intéressante pour nous, en ce qui concerne l'origine du locus, est marquée par un carré rouge sur la figure 3.5 (b). Ce qui est important de noter ici, c'est qu'il n'y a pas d'écart significatif entre les courbes cinématiques simulées et la courbe de diffusion Rutherford théorique 3.7. L'angle noté sur la figure 3.5 est l'inclinaison ou angle polaire, tandis que sur l'angle azimut la distribution des particules est uniforme (voir figure 3.6). L'acceptance du FW est asymétrique par rapport aux angles, elle dépend de l'acceptance du premier triplet de quadripôles du FW, et dans le plan vertical elle dépend aussi de l'ouverture des fentes à mi-Wien. Par conséquent, l'acceptance du faisceau diffusé sur les atomes d'hélium est une fonction complexe qui dépend des angles d'émission. Cette fonction peut être estimée avec le code Zgoubi. Pour un réglage donné du FW, on a obtenu que l'acceptance du faisceau diffusé sur les atomes d'hélium et avec l'état de charge de 25+ était de 46 mrad dans le plan vertical et de 28 mrad sur le plan horizontal. Dans un premier temps et pour simplifier le problème, nous supposons que l'acceptance est symétrique avec l'angle et nous prenons une valeur d'acceptance de 40mrad, ce qui est un peu plus que la moyenne des deux valeurs précédentes. Puisque nous avons utilisé une cible très mince et puisque la simulation SRIM n'a montré aucun comportement étrange de la dispersion en énergie et en angle, il était raisonnable d'utiliser l'équation de diffusion Rutherford pour déterminer la section efficace de la diffusion :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e}{4E_k} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right)}, \quad (3.2)$$

où Z_1 et Z_2 sont les numéros atomiques des noyaux qui entrent en collision, e est la charge de l'électron, E_k est l'énergie cinétique dans le système du centre de masse, ϵ_0 est la permittivité du vide et θ_{CM} est l'angle de diffusion dans le système du centre de masse. Ainsi, il est possible d'estimer le taux de comptage maximum attendu en provenance de ces ions du faisceau primaire diffusés :

$$R = I \times N_t \times \int_{\Omega} \left(\frac{Z_1 Z_2 e}{4E_k} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right)} 2\pi \sin(\theta_{CM}) d\theta_{CM}, \quad (3.3)$$

où Ω est l'angle solide dans le système du centre de masse, I est l'intensité du faisceau en pps, N_t est la densité des atomes d'hélium dans la cible en atomes/m² et l'intégrale à droite est l'intégrale de l'équation 3.2 sur l'angle solide Ω . Le calcul donne $6,95 \cdot 10^9$ pps $\times 1,5 \cdot 10^{21}$ atom/m² $\times 0,42b \approx 440$ pps. Cette valeur correspond à une acceptance symétrique par rapport à l'angle azimutal. Toutefois, une correction doit être faite parce que l'acceptance n'est pas symétrique par rapport aux angles et aussi parce que les fentes (verticales) dans le FW étaient partiellement fermées (voir la figure 3.8). En utilisant le code Zgoubi pour estimer cette correction, il a été obtenu que la section efficace effective était réduite à $\sim 0,16$ b soit un taux de comptage prédit de 170 pps.

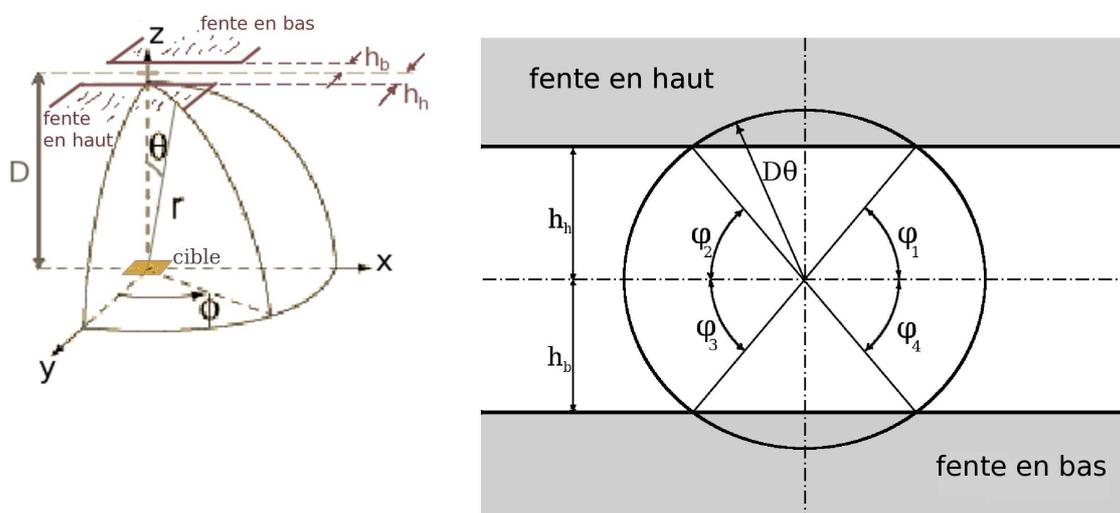


FIGURE 3.8: A gauche, le système de coordonnées sphériques décrivant la diffusion du faisceau par la cible et la position des fentes à mi-Wien. D est la distance entre la cible et les fentes, et h_h et h_b sont les ouvertures des fentes supérieure et inférieure. A droite, projection sur le plan perpendiculaire au faisceau. La distance de l'ion diffusé à l'angle θ par rapport à l'axe est de $D\theta$. Évidemment, la partie du faisceau diffusé avec des angles compris dans les intervalles de $\varphi_1 < \varphi < (180^\circ - \varphi_2)$ et $180^\circ + \varphi_3 < \varphi < (360^\circ - \varphi_4)$ est en partie coupée par les fentes. En général on a $h_b = h_h \rightarrow \varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4$.

Pour conclure, la diffusion du faisceau primaire sur la cible ne peut pas expliquer l'origine du locus observé à 84 MeV, le taux de comptage prédit maximum est très inférieur au taux de comptage observé. Il est possible que seulement une petite partie du locus à 84 MeV soit expliqué par cette diffusion sur la cible. Donc, il est nécessaire de rechercher une autre explication pour cette étrange observation d'ions de ^{78}Kr mesurés à basse énergie.

3.7.3 La diffusion du faisceau à l'intérieur du filtre de Wien

Nous avons également considéré la possibilité que l'origine du locus à 84 MeV se situe à l'intérieur du FW, en particulier il se pourrait qu'il y ait eu des diffusions sur les fentes situées au milieu du filtre de Wien, à miWien – les fentes F61W. Cependant, on trouve plusieurs raisons pour rejeter cette explication :

- Premièrement, si le locus à 84 MeV provient de la diffusion sur les fentes à miWien (ou ailleurs dans le filtre), on devrait observer sur le spectre bidimensionnel temps versus énergie une queue de diffusion entre le locus observé à 84 MeV et le faisceau primaire observé à ≈ 102 MeV. Cette queue n'a pas été observée.
- Deuxièmement, la fente supérieure F61W a été placée trop basse pour avoir été effleurée par le faisceau primaire. Lorsque nous avons simulé le passage du NC dans le FW en utilisant un faisceau ralenti de ^{78}Kr le rayon central du faisceau ralenti de ^{78}Kr a été mesuré à la position de -25 mm à miWien. D'après cette mesure et selon les calculs, le faisceau primaire devrait se situer pendant l'expérience à la position $\gtrsim -15$ mm. La fente supérieure F61W était placée à la position de -31 mm pendant l'expérience. Donc, l'essentiel du faisceau a été coupé par cette fente, il était pratiquement impossible d'avoir un tel taux de diffusion du faisceau primaire sur les fentes F61W.
- Enfin, pendant l'expérience nous avons constaté que le taux de comptage au niveau du détecteur silicium diminuait alors que nous déplaçons la fente inférieure F61W de -40mm à -35mm. Cela signifie que la diffusion provient d'un endroit situé quelque part avant la position à miWien, le plus probable étant donc la cible.

Toutefois, il existe une preuve plus convaincante que le locus à 84 MeV a bien été produit dans la cible. Sur la figure énergie versus temps de vol, le centre de gravité du locus est à la position $T_{HF} = 6005$ canaux et le centre de gravité du faisceau primaire est à la position $T_{HF} = 16150$ canaux. Cela donne une différence de temps de vol de $(16150-6005)/171,87 = 59$ ns (voir section pour l'étalonnage de T_{HF}). Bien évidemment, cette différence de temps de vol dépend linéairement de la distance entre le détecteur silicium et l'endroit où les particules ont été produites.

Soit x la distance entre la cible et l'endroit où les particules du locus ont été produites. Entre la cible et cette position, les ions ont la vitesse du faisceau primaire ralenti après la cible, soient 1,8266 cm/ns. Puis à partir de cet endroit, une partie du faisceau est ralenti pour produire le locus à 84 MeV. Pour ces ions correspondant au locus à 84 MeV, la vitesse est de 1,6950 cm/ns. La différence de temps de vol total est donc de $(1424 \text{ cm} - x)/1,6950 - (1424-x)/1,8266$, avec 1424 cm étant la distance entre la cible et le détecteur. Si on égalise cette expression avec la valeur mesurée de 59 ns, on obtient une valeur de $x = 27$ cm. Si l'on prend en compte la présence des galettes, on calcule que $x = 5$ cm. Nous pouvons donc conclure que le locus a été produit au niveau de la cible.

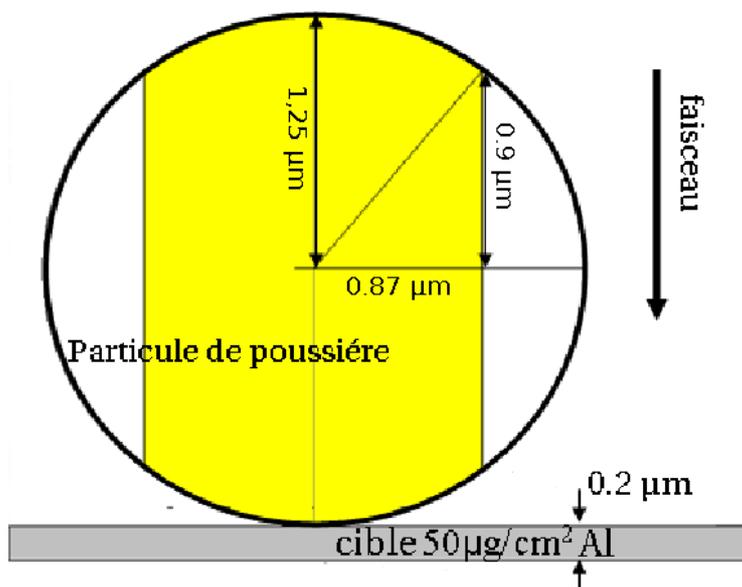


FIGURE 3.9: Une particule de poussière hypothétique en PVC de forme sphérique avec un diamètre de $2,5 \mu\text{m}$ est déposée sur la surface de la cible d'aluminium (échelle des tailles respectée). La zone jaune correspond à la partie de la poussière où la perte d'énergie du faisceau primaire correspond à la tache du locus à 84 MeV

3.7.4 Diffusion sur de la poussière déposée sur la cible

La présence de poussière pourrait expliquer le locus à 84 MeV. En effet, la cible d'aluminium avait une épaisseur de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, ce qui correspond à $0,185 \mu\text{m}$. Dans l'air ambiant on trouve des particules de poussière dont le diamètre se situe dans l'intervalle compris entre $1 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$ avec une densité d'environ 1 particule par cm^3 ou $(7,0 \pm 4,1 \mu\text{g}/\text{m}^3)$ [Van Dingenen 04]. Dans une atmosphère polluée, cette valeur peut être beaucoup plus élevée – jusqu'à $\sim 100 \mu\text{g}/\text{m}^3$. Ces particules sont constituées essentiellement de sulfates et de matière organique, mais aussi de nitrates, de poussières minérales etc. (voir [WHO 03] page 8 et [WIK 11b]). L'aluminium est un métal relativement léger avec une densité de $2,7 \text{ g}/\text{cm}^3$, ce qui n'est pas beaucoup plus élevé que la densité de la matière organique et des sulfates dont les densités sont comprises entre $1,0$ et $2,5 \text{ g}/\text{cm}^3$ [WIK 11a, WIK 10]. Ces particules de poussière ont une forte affinité pour se fixer sur les surfaces. En outre, l'électricité statique peut augmenter le taux d'attachement de la poussière. Il n'y a aucun doute que le transport et la manipulation de la cible pendant l'expérience ont augmenté le nombre de particules de poussières déposées sur sa surface.

Les particules de poussière pourraient donner des différences significatives dans les pertes d'énergie en comparaison avec la perte d'énergie calculée dans une feuille d'aluminium "propre", mais pourraient-elles produire un taux de comptage suffisamment élevé pour expliquer le locus à 84 MeV ? Pour étudier cette possibilité, on considère un cas très simplifié où une seule particule de poussière de PVC de forme sphérique d'un diamètre de $2,5 \mu\text{m}$ est attachée à notre cible d'aluminium. La zone jaune sur la figure 3.9 est la partie de la particule de poussière où le faisceau primaire devrait passer pour avoir une énergie comprise entre 82,0 et 87,5 MeV (cela correspond à la perte d'énergie obtenue dans l'épaisseur allant de $2,5 \mu\text{m}$ à $1,8 \mu\text{m}$ de PVC puis par deux galettes). La surface effective de cette zone

(jaune) d'une particule de poussière vue par le faisceau est de $\approx 2,4 \mu\text{m}^2$. Si on suppose que le diamètre de faisceau primaire était de $\sim 3 \text{ mm}$, ce qui correspond à une surface effective de faisceau sur la cible de $7,1 \text{ mm}^2$, on peut estimer l'intensité des ions ^{78}Kr ralenti avec l'énergie comprise entre 82.0 et 87.5 MeV : $R = I \frac{S_f}{S_j}$, où I est l'intensité faisceau ; S_f est la surface effective du faisceau sur la cible, et S_j est la surface effective de la particule de poussière responsable de la production de l'énergie du faisceau de 82.0 à 87.5 MeV. L'intensité dans ce cas serait de $\sim 2000\text{pps}$. Ce résultat, très proche de la valeur mesurée, montre que l'origine la plus probable du locus à 84 MeV semble être de la poussière déposée sur la surface de la cible.

3.8 Identification du ^{82}Sr

Les spectres présentés sur la figure 3.10 correspondent à l'énergie des particules mesurées versus le temps de vol réel et le temps de vol mesuré par rapport à la HF. Plusieurs structures peuvent être observées :

- Les amas notés A et A' correspondent au faisceau primaire ralenti par la cible mais pas totalement rejeté par le filtre de Wien. En effet, ces amas ont une énergie correspondant à l'énergie prévue du faisceau primaire. Cependant, il était nécessaire de prouver que c'était bien le faisceau primaire. Pour cela, nous avons comparé un run où le faisceau primaire était passé par la cible et les deux galettes avec le FW éteint (voir la figure 3.11 (a)) avec un run où le faisceau primaire était passé par la cible et les deux galettes mais avec le FW ajusté à la vitesse du NC ^{82}Sr (figure 3.11 (b)). On voit que le faisceau primaire est essentiellement rejeté dans le second cas, mais qu'il reste encore quelques coups présents à la même position que celle mesurée dans le premier cas. Cela prouve que les taches A et A' correspondent bien au faisceau primaire ralenti par la cible.
- Dans la section 3.7, nous avons discuté et expliqué l'origine de la tache B et B' – c'est le locus à 84 MeV probablement issu du ralentissement de particules du faisceau primaire sur des particules de poussière et sélectionnées par le FW.
- La queue C sur le graphique $T_{oF} - E$ comporte deux composantes sur le graphique $T_{HF} - E - C'$ et C'' . Ces évènements correspondent à des diffusions d'ions à 84 MeV sur la feuille de la première galette. Dans ce cas l'énergie de la particule est modifiée, ce qui explique le spectre continu, et le temps de vol réel dépend effectivement de l'énergie des particules, d'où cette queue de diffusion. Il a été constaté que la queue C' avait un taux de comptage plus faible, par un facteur de ~ 4 , lorsque les galettes étaient retirées de la ligne de faisceau. Cela montre que cette diffusion a lieu également faiblement sur une autre endroit non identifié. De même, la queue C'' avait un taux de comptage beaucoup plus faible, par un facteur ~ 40 . Les évènements de la courbe C'' correspondent essentiellement (ou totalement) à des diffusions sur la feuille de la première galette. La forme de la courbe mesurée sur $T_{HF} - E$ doit dépendre de l'endroit de la diffusion, plus l'endroit est lointain plus la différence de temps de vol doit être grande. C'est effectivement ce qui est observé, les courbes C' et C'' n'ont pas la même forme. La courbe C' étant plus plate, c'est que la diffusion a lieu plus loin du détecteur. Cependant, on peut conclure que la plupart des évènements de diffusion ont eu lieu sur la première galette.
- La partie notée D et D' est due à l'effet de sommation aléatoire (pile-up) pendant la fenêtre de temps de l'acquisition de deux particules à 84 MeV.

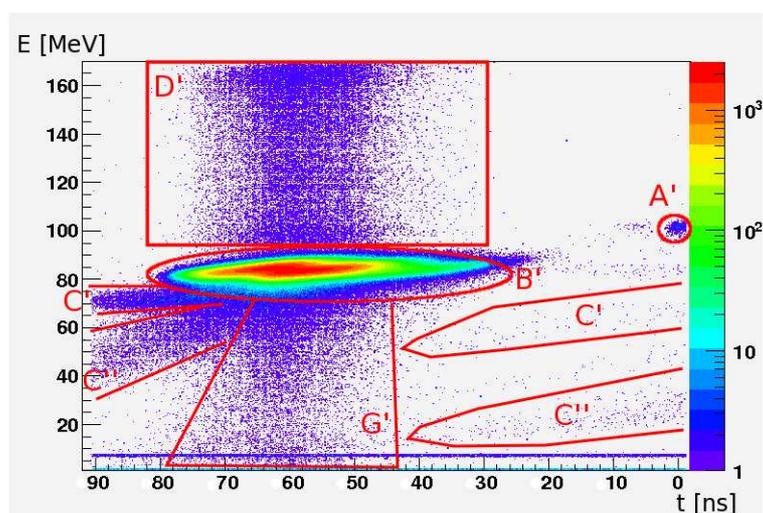
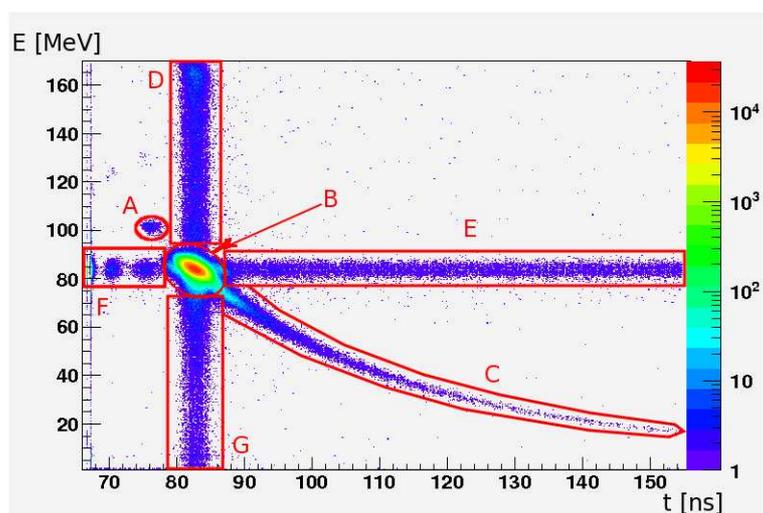
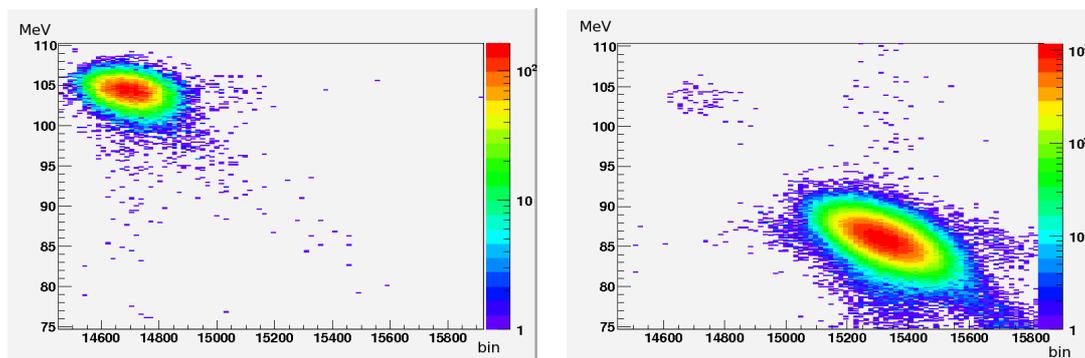
(a) Temps de vol réel versus l'énergie ($T_{oF} - E$)(b) Temps de vol mesuré par rapport au signal HF versus l'énergie ($T_{HF} - E$)

FIGURE 3.10: L'énergie des particules mesurées sur le détecteur silicium versus les temps de vol réel et relatif. Les différentes zones notées de A à F sont décrites dans le texte.

- La queue E correspond aux événements où un des signaux temps des galettes (probablement la seconde galette) n'a pas fonctionné correctement.
- Les taches dans le contour F n'existent pas sur l'autre graphique, donc ces taches sont également les artefacts provenant de faux signaux produits par les galettes, probablement par la première galette utilisée pour le signal de start.
- Et enfin, la queue G provient de la diffusion sur la seconde galette (de la même façon que pour la queue C).

Maintenant, il est possible à procéder à la recherche des noyaux de ^{82}Sr . À première vue, il n'y a pas du tout de regroupement significatif autour de l'énergie de 94 MeV qui correspondrait au NC. Par conséquent, nous avons besoin de faire une recherche plus approfondie. Alors, dans un premier



(a) Mesure faite quand le FW était éteint. L'amas de noyaux correspond au faisceau primaire.

(b) Mesure faite quand le FW était réglé pour le NC. Dans ce cas, l'amas visible à droite correspond au locus à 84 MeV et le faisceau primaire est essentiellement rejeté. A la position du faisceau primaire on observe cependant encore quelques coups formant un faible amas. Le facteur de réjection est de $\sim 10^{10}$.

FIGURE 3.11: Comparaison entre les configurations "FW éteint" (a) et "FW démarré" (b), confirmant la présence d'un reste de faisceau primaire sur la figure (b).

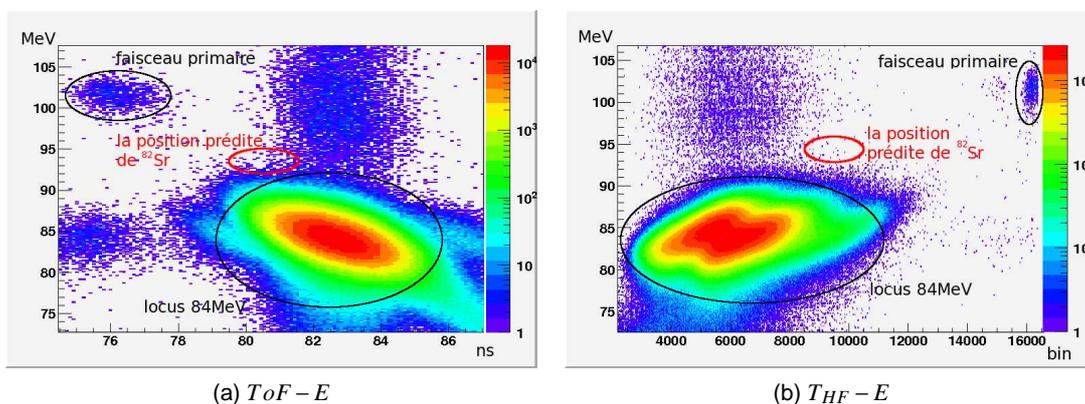


FIGURE 3.12: Les positions prévues de ^{82}Sr sur les spectres $ToF - E$ et $T_{HF} - E$.

temps nous avons procédé à un traitement d'image, et particulièrement à un traitement par "étirement ou égalisation d'histogramme", autrement dit à un "ajustement de contraste". Pratiquement, nous avons joué avec le contraste et le lissage de l'image. Toutefois, cette approche ne nous a pas aidé à observer un regroupement qui pourrait être éventuellement attribué au ^{82}Sr . Ainsi, nous devons uniquement compter sur la position calculée du NC.

L'énergie calculée du NC après la cible et les deux galettes est de $\sim 94,5\text{MeV}$. Afin de savoir où rechercher le ^{82}Sr nous avons besoin d'estimer son temps de vol. Les valeurs calculées sont notées dans la table 3.4. Les positions attendues du ^{82}Sr sur les spectres $ToF - E$ et $T_{HF} - E$ sont représentées sur la figure 3.12 par les cercles rouges. Rien n'est vraiment visible à ces positions. Pour faire ressortir ces événements, nous avons conditionné le spectre $T_{HF} - E$ (RUN 1) par les coupures ("cut") E dans

TABLE 3.4: Les temps de vol mesurés et calculés (ToF vrai mesuré avec galettes, ToF total entre cible et silicium).

Ion	ToF [ns]	ToF total [ns]	$T_{HF} - E$ (canaux)
^{78}Kr (locus à 84 MeV)	82.7	842.5	~ 6000 (mesuré)
^{78}Kr (faisceau primaire)	76.0	779.5	~ 16000 (mesuré)
^{82}Sr (NC)	80.5	820.3	~ 9500 (prédit)

l'intervalle (93,5–95,5 MeV) et ToF dans l'intervalle (80,0–81,0 ns) - voir figure 3.13 (a). Aucune accumulation n'est visible dans ce spectre. Considérant qu'on n'a rien remarqué, par conséquent il a été tenté d'élargir les cuts – avec d'une part (93,0–96,0 MeV) et (79,75–81,25 ns), et d'élargir encore une fois à (92,5–96,5 MeV) et (79,5–81,5 ns), voir figure 3.13 (b) et (c). Même avec ces coupures élargies, rien n'a été révélé dans ou autour de la zone où nous attendions trouver le NC. Nous avons appliqué la même procédure pour le run 4 (figure 3.14) et là aussi il n'y avait aucune indication de la présence du NC. Sur la figure 3.14 (c), il est possible de voir un regroupement très faible de "coups" autour de l'énergie de 96 MeV et les canaux 6000–8000, mais l'inspection du même spectre non conditionné a montré que cela pourrait être dû au bruit de fond. La même conclusion s'applique au regroupement visible dans les énergies 92,5–93,0 MeV et canaux 7000–12000.

En conclusion, nous n'avons pas observé un regroupement clair de "coups" pouvant être identifiés comme des ions de ^{82}Sr . Cependant, à la position attendue du ^{82}Sr on observe quelques événements diffus, nous pouvons estimer une limite supérieure de la section efficace.

3.9 Estimation de la limite supérieure de la section efficace de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$

Normalement, il devrait être suffisant d'estimer le nombre de coups dans et autour de la zone d'intérêt et puis d'estimer la limite supérieure de la section efficace à partir de la variation de la densité de coups dans la zone d'intérêt. Mais, puisque la vitesse sélectionnée par le FW n'a pas été parfaitement égale à la vitesse attendue du NC, il a été nécessaire d'estimer le coefficient de transmission du NC dans le FW dans ces conditions. Ce décalage de réglage du FW s'est produit parce que le faisceau a brûlé le dégradeur en plastique qui devait être utilisé pour ralentir le faisceau primaire à la vitesse attendue du NC, et nous avons dû utiliser un autre dégradeur de carbone mais qui était trop épais. Par conséquent, nous avons dû recalculer les valeurs correctes des champs du FW et une erreur a été faite pendant l'expérience lors de ce calcul, ce qui a conduit au décalage de réglage observé après l'expérience. Le calcul du coefficient de transmission du ^{82}Sr est difficile à faire du fait que la transmission dépend de l'état de charge du NC. Puisque nous ne connaissons pas la distribution des états de charges, cette estimation du coefficient de transmission ne peut pas être très précise.

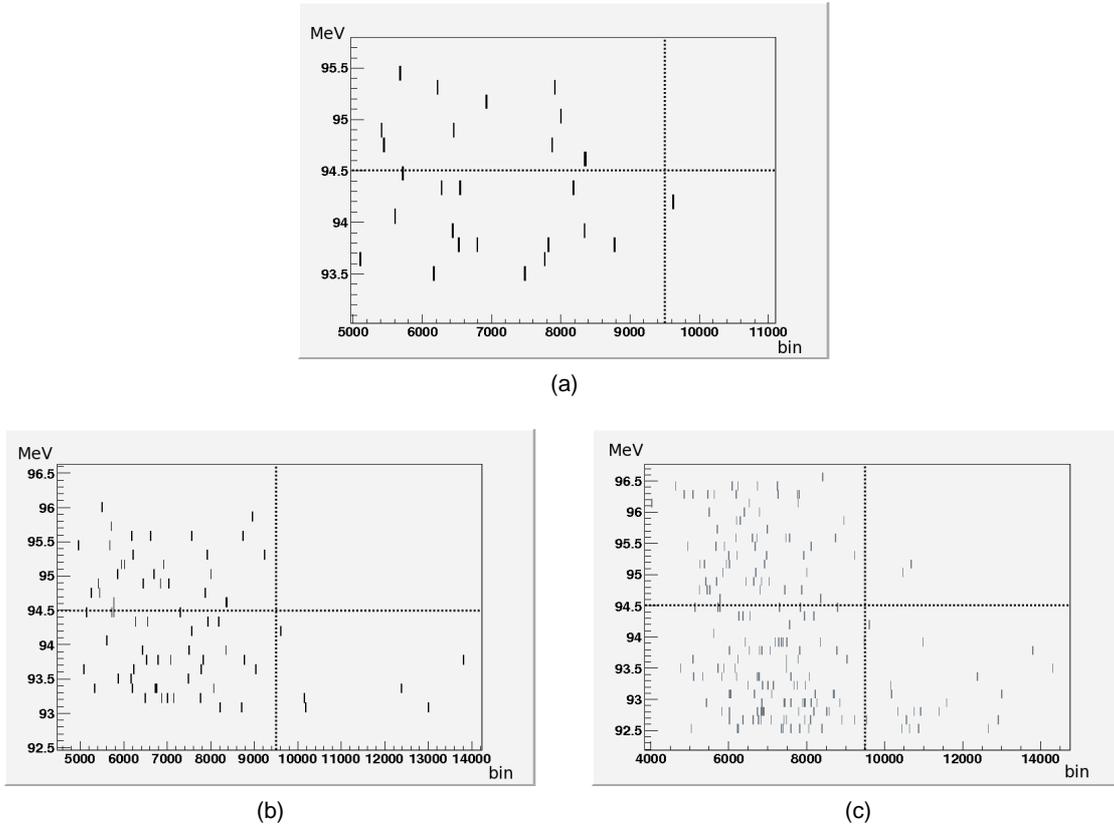


FIGURE 3.13: Spectres T_{HF} (canaux) versus $E(\text{MeV})$ du RUN 1 conditionnés par différentes coupures : (a) ToF dans l'intervalle (80,0–81,0 ns), (b) ToF dans l'intervalle (79,5–81,5 ns), (c) ToF dans l'intervalle (79,5–81,5 ns). Les lignes pointillées montrent la position attendue du ^{82}Sr . Rien de spécial est visible.

3.9.1 Estimation du nombre de coups appartenant potentiellement au ^{82}Sr

D'abord nous avons défini la zone d'intérêt où l'on peut s'attendre à trouver les noyaux de ^{82}Sr . L'énergie calculée de ^{82}Sr au niveau du détecteur silicium est de 94,5 MeV et la résolution en énergie a été 810 keV (voir 2.10), donc nous prenons l'intervalle de 93,5–95,5 MeV comme intervalle d'intérêt. Le temps réel de vol de ^{82}Sr était de 80,5 ns et puisque la résolution en temps est de 1 ns et la largeur du faisceau primaire sur le spectre $ToF - E$ est de 2 ns, nous avons pris l'intervalle d'intérêt de 79,5–81,5 ns. La position estimée du ^{82}Sr sur le paramètre T_{HF} est au canal 9500. Sur le spectre T_{HF} la largeur du faisceau primaire est de 1240 canaux, c'est pourquoi nous prenons l'intervalle 8500–10500 canaux comme intervalle d'intérêt. Puisqu'on a trois paramètres ToF , T_{HF} et E , on doit traiter un problème à trois dimensions avec les trois intervalles donnés ci-dessus. Alors, on a défini le cube de dimension de (79,5 – 81,5 ns) \times (8500 – 10500 canaux) \times (93,5 – 95,5 MeV) dans l'espace de $ToF - T_{HF} - E$. Pour ce cube, on utilisera le terme plus approprié de "volume d'intérêt" (VOI en anglais, volume of interest). Afin de soustraire le bruit de fond, on va estimer les coups autour de ce cube. Ceci est équivalent à la soustraction du bruit de fond autour d'un pic dans un spectre à une dimension. Pour le bruit de fond, on doit compter le nombre de coups dans le volume normalisé centré sur le VOI. Pour le bruit de fond,

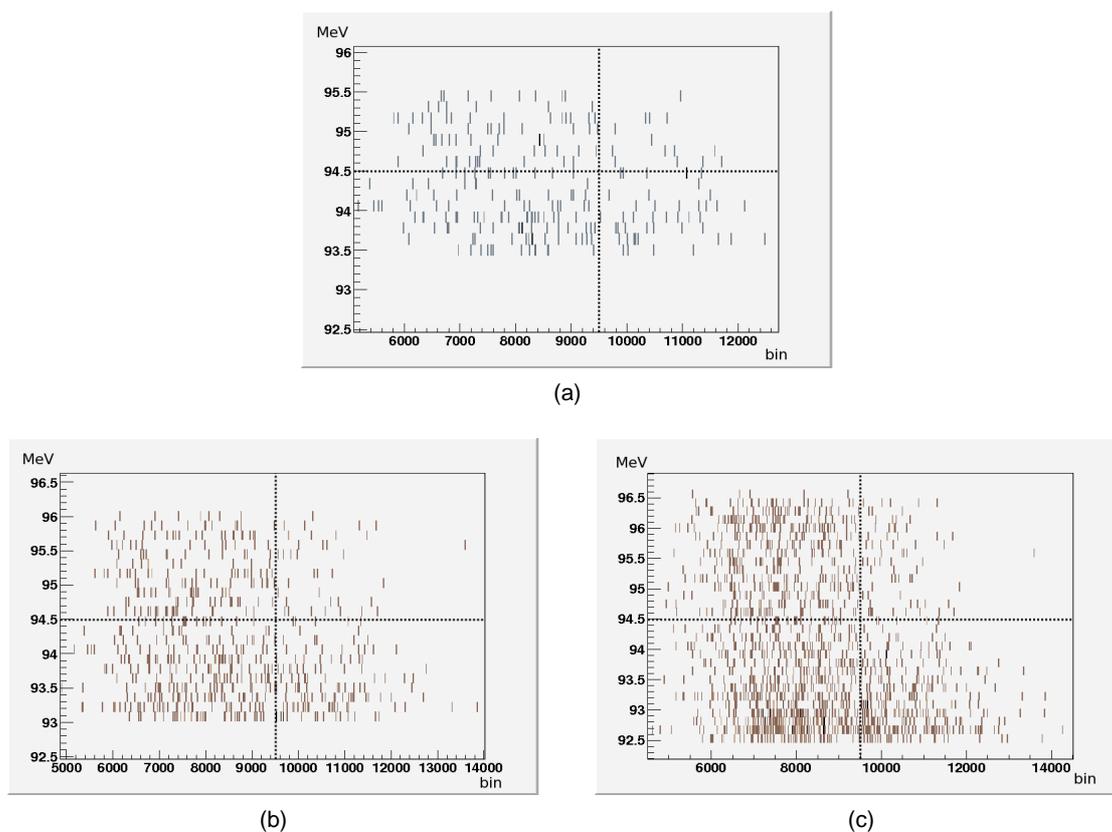


FIGURE 3.14: Spectres T_{HF} (canaux) versus $E(\text{MeV})$ du RUN 4 conditionnés par différentes coupures : (a) ToF dans l'intervalle (80,0–81,0 ns), (b) ToF dans l'intervalle (79,75–81,25ns), (c) ToF dans l'intervalle (79,5–81,5ns). Les lignes pointillées montrent la position attendue du ^{82}Sr . Rien de spécial est visible.

nous avons pris un cube avec des longueurs de bords de 2 fois les valeurs des bords de notre VOI, soient $(78,5 - 82,5 \text{ ns}) \times (7500 - 11500 \text{ canaux}) \times (92,5 - 96,5 \text{ MeV})$. Le VOI était exclu de ce volume, donc on avait le rapport de volume $2^3 - 1 = 7$, chiffre qui a été utilisé pour la normalisation. Par cette méthode, nous avons obtenu le nombre de coups corrigés par le fond pour le run 1 de 7 coups dans le VOI et 23,3 coups normalisés dans le volume de fond, ce qui donne $-16,3 \pm 5,5$ coups. Puisque cette valeur négative n'est pas raisonnable, nous avons décidé de prendre en compte une variation non linéaire du bruit de fond. Nous avons pris un cube de dimension 3 fois les valeurs des bords de notre VOI, afin d'effectuer une correction du second ordre en utilisant la relation numérique de cette correction : $N_1 - 2 \times N_2 + N_3$, avec N_1 le nombre de coups dans le VOI, N_2 le nombre de coups normalisés dans le volume intérieur de fond et N_3 le nombre de coups normalisé dans le volume extérieur de fond. Ainsi, on a obtenu un nombre de coups de $-4,8 \pm 9,5$, ce qui est plus raisonnable. En outre, nous avons essayé de changer les dimensions des cubes de fond, nous avons obtenu $0,8 \pm 7,7$ coups pour une taille x1,5 volume intérieur et x2 volume extérieur. On conclut de ce travail que nous n'avons mesuré aucun noyau de ^{82}Sr . Comme le nombre d'occurrences dans le VOI était de sept, nous supposons que la limite supérieure du nombre de coups provenant du ^{82}Sr est de $\sqrt{7}$, ce qui correspond à la variation statistique du bruit de fond. Si

le nombre de coups de ^{82}Sr avait été plus grand que la variation du bruit de fond alors un pic aurait été observé.

La situation est similaire pour le run 4, où nous avons obtenu 168 coups dans le VOI et 269 coups dans le volume de fond, ce qui donne -100 ± 20 coups. La correction du second ordre avec le volume de fond de bord de $x2$ et de $x3$ donne un résultat totalement déraisonnable. La cause probable de cet échec est le bruit de fond beaucoup plus élevé pour ce run et donc les non-linéarités plus prononcées qui nécessite de plus petits pas numérique dans la correction. Ainsi, nous n'utiliserons pas ce run pour l'estimation de la limite supérieure de la section efficace de réaction, pour la raison évidente que le fond était plus élevé.

3.9.2 Estimation du coefficient de transmission et limite supérieure de la section efficace de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$.

La vitesse sélectionnée du FW était de 1,719 cm/ns et la vitesse et l'énergie du NC étaient de 1,738 cm/ns et de 128.5MeV. Les positions des fentes ont été : pour les fentes F61W à miWien - [-31mm,-35mm] et pour le F62 - [5mm, -20mm]. Avec cette configuration, l'acceptance en vitesse du FW a été de $\approx 0,9\%$. Comme la vitesse nominale du ^{82}Sr différait de 1,1 % de la vitesse sélectionnée, on peut déjà estimer que la rejection du NC a été très grande. Pour la connaître précisément, il faut faire des calculs avec le code Zgoubi. Il a été montré que seules les charges 25+ et plus du NC ont pu atteindre le détecteur silicium. Cela semble étrange, mais deux facteurs ont permis ceci : la fente supérieure F61W à miWien a été positionnée très bas à la position de -31mm (elle aurait dû être à -25 mm, elle a été déplacée pour tenter de réduire le taux de comptage) et en conséquence les états de charge plus faible que 25+ ont été coupés par cette fente. En outre, la vitesse sélectionnée du FW a été plus basse que la vitesse du NC ce qui a augmenté encore plus la coupure des états de charge inférieures. Ainsi, l'état de charge 25+ de NC va jusqu'au détecteur silicium s'il a un angle vertical de diffusion supérieur à 8,5 mrad et une position sur la cible supérieure à 4 mm ; l'état de charge 26+ si $> 8,5$ mrad et une position verticale supérieure à 2 mm ; les conditions pour l'état de charge 27+ sont >9 mrad et $>1,5$ mm ; l'état 28+ a une condition juste pour l'angle avec $>10,5$ mrad ; l'état de charge 29+ si $>10,5$ mrad et $<3,5$ mm.

L'émittance du faisceau pendant l'expérience était de 1π mm · mrad et la variance (straggling) de l'angle de diffusion sur la cible était de 2 mrad. L'enveloppe du faisceau à la position de la cible donne la valeur de la variance de l'angle du faisceau sur la cible de 2.1 mrad et la variance de la position du faisceau sur le plan vertical de 5 mm. Dans ce cas, la probabilité de transmission de l'état de charge de 25+ était de $\approx 8 \cdot 10^{-6}$, pour 26 + de $\approx 1.3 \cdot 10^{-5}$, pour 27 + de $\approx 5 \cdot 10^{-6}$, pour 28+ $\approx 3 \cdot 10^{-7}$, et la transmission de l'état de charge 29 + était de $\approx 2 \cdot 10^{-7}$. Considérant les probabilités calculées des états de charge, on obtient que la transmission de ^{82}Sr dans les conditions données est de $\sim 7 \cdot 10^{-6}$ avec GLOBAL-W ou $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ avec ETACHA. Nous voyons que pour une différence de vitesse de 1 % le coefficient de transmission s'abaisse avec un facteur de 10^5 . Évidemment, le coefficient de transmission a été trop bas pour permettre la collection de noyaux de NC. En utilisant les coefficients de transmission obtenus, nous pouvons calculer la limite supérieure de la mesure de la section efficace qui est de 63 mb par ETACHA ou de 33 mb par GLOBAL-W. Ces valeurs ne sont pas réalistes, elles ont été calculées afin de montrer que l'expérience est réalisable dans son principe. Le nombre de coups prévu considérant la transmission calculée et la section efficace théorique de ~ 60 mb serait inférieure à 0,02 au total !

Bien sûr, il aurait été préférable que la vitesse sélectionnée ait été mieux accordée avec la vitesse

du NC. Cependant, même si cela avait été le cas, le locus à 84 MeV se serait déplacé également ce qui aurait augmenté le bruit de fond dans le domaine d'intérêt¹. Donc, même si la vitesse sélectionnée avait été réglée correctement la situation aurait été toujours loin d'être idéale en raison du fond de bruit augmenté provenant du déplacement du locus à 84 MeV. Si l'on extrapole la position du locus à 84 MeV et qu'on calcule le bruit de fond attendu à la position du NC, dans ce cas le fond de bruit extrapolé aurait été de ~ 2670 coups par heure. Nous nous attendions à moins de 300 coups par heure de ^{82}Sr .

1. La distribution de la diffusion qui produit le locus à 84 MeV doit être très large. On sélectionne juste une partie de cette distribution avec le FW. Alors, quand on change la vitesse sélectionnée du FW on autorise le passage d'une autre partie de cette diffusion, et ce qu'on va voir effectivement c'est le déplacement du locus à 84 MeV sur le spectre $Tof - E$ lié avec le changement de la vitesse sélectionnée par le FW.

Conclusion générale sur l'expérience en cinématique inverse

Le processus p se réfère à toutes les réactions nucléaires qui conduisent à la formation de noyaux stables, qui sont déficitaires en neutrons et plus lourds que le fer, qui ne peuvent pas être formés ni par le processus s, ni par le processus r. Quelque soit le scénario astrophysique, le processus p est gouverné principalement par des réactions de photodésintégration, qui sont complétées par des captures de neutrons, de protons et de particules alpha. Pour calculer les taux de réactions nécessaires pour simuler le processus p, il faut connaître les sections efficaces de plus de 20 000 réactions différentes impliquant plus de 2 000 noyaux (isotopes) ayant des masses dans la gamme $12 \leq A \leq 210$. Il est bien évidemment impossible de mesurer toutes ces réactions, on se base donc beaucoup sur des prédictions théoriques concernant les sections efficaces des réactions. Donc, la simulation astrophysique du processus p repose principalement sur des sections efficaces calculées avec le modèle nucléaire statistique de Hauser-Feshbach (HSFB). Dans le cadre HSFB, il est nécessaire de connaître les coefficients de transmission qui sont estimés en utilisant l'équation de Schrödinger et des potentiels optiques pour les interactions particule-noyau. Le modèle optique peut prédire ces observables pour des énergies et des noyaux pour lesquels nous ne disposons pas de données expérimentales. Il a été montré que, pour la réaction (α, γ) aux basses énergies, il est nécessaire de mesurer directement les sections efficaces des réactions alpha-noyau. La cinématique inverse est la seule solution pour mesurer des sections efficaces de capture de particules α lorsque des noyaux radioactifs sont impliqués. On a choisi le Filtre de Wien (FW) comme séparateur dans notre expérience, parce que c'est un filtre de vitesse et les ions qui ont une vitesse sélectionnée par le FW vont passer directement à travers le FW, quel que soit leur état de charge. Cela signifie qu'avec un FW on serait capable de recueillir tous les états de charge du noyau composé (NC) à la fois et il est plus efficace qu'un dipôle électrique ou magnétique seul.

La réaction ${}^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma){}^{82}\text{Sr}$ a été choisie comme une réaction test de faisabilité pour ce type d'expérience. On n'a pas réussi à mesurer la section efficace de la réaction ${}^4\text{He}({}^{78}\text{Kr}, \gamma){}^{82}\text{Sr}$, mais grâce à cette expérience et aux résultats obtenus, il est possible de faire plusieurs recommandations pour les expériences futures :

- L'utilisation d'une cible gazeuse sans fenêtre est indispensable en raison du risque élevé de présence de poussière microscopique déposée sur la surface de la cible solide mince. C'est d'ailleurs cette option qui a souvent été choisie dans de nombreuses expériences du type RMS (Recoil Mass Separator) réalisées pour l'astrophysique (ARES at Louvain-la-Neuve, The St. George Recoil Separator at Notre Dame, Triumf, ANL).
- Lorsqu'on a ce genre d'expérience, quand la différence des paramètres d'optique ionique entre le faisceau primaire et le produit de réaction est très petite, il est absolument nécessaire d'examiner l'influence des quadripôles sur le pouvoir de séparation. Donc, il est nécessaire de faire une simulation du type ray tracing, par exemple avec le code ZGOUBI. Autrement dit, les

codes comme LISE++, Transport, même COSY INFINITY ne sont pas suffisants.

- Le facteur de rejet du faisceau primaire ralenti mesuré dans notre expérience est très bon - presque de 10^{11} ! Bien que ce facteur de rejet a été atteint pour l'émittance de faisceau de $1\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$, l'expérience est faisable avec un facteur de rejet de $\sim 10^7$, alors il reste encore beaucoup de marge pour augmenter l'émittance du faisceau. Ceci reste à vérifier dans une prochaine expérience.
- Cette expérience a été réalisée avec les fentes (miWien) du Filtre de Wien relativement fermées, ceci afin de réduire le bruit de fond observé. Cela a produit une excellente réjection du faisceau primaire ralenti, mais cela a également résulté en une faible acceptation en vitesse du Filtre de Wien – 0,9 % de la vitesse sélectionnée (voir la section 3.9.2 pour plus de détails). Toutefois, pour les prochaines expériences, avec la suppression du bruit de fond par l'utilisation d'une cible gazeuse sans fenêtre, il sera possible d'augmenter l'ouverture des fentes et donc d'augmenter l'acceptation en vitesse du FW.
- En raison de l'acceptation en vitesse limitée du FW, nous pouvons en déduire qu'il est absolument nécessaire d'effectuer soigneusement un réglage en utilisant un faisceau ralenti à la bonne vitesse. En effet, une erreur modeste sur la vitesse sélectionnée peut réduire de manière significative la transmission du noyau composé. Il est absolument nécessaire de fabriquer une cible de ralentissement résistante (de carbone ou de métal) avec une épaisseur correcte (si possible variable et ajustable) pour être capable de simuler correctement le noyau composé (sa vitesse) en utilisant le faisceau primaire ralenti.
- Si dans le future nous voulons utiliser une cible d'hélium plus épaisse (de $10^{18}\text{atome}/\text{cm}^3$ par exemple), l'utilisation de fentes horizontales à la position de miWien sera nécessaire (voir la section 3.7.2 pour plus de détails). En effet, nous avons vu qu'une partie des ions du faisceau diffusée "normalement" sur la cible, qui est émise sur le plan horizontal avec des angles supérieurs à 20 mrad, ont des trajectoires qui leur permettent de traverser le FW et d'atteindre le détecteur. Ces ions pourraient être rejetés si on utilisait des fentes horizontales à la position miWien ou bien un collimateur.
- Si la cible gazeuse est trop mince, elle ne permettra pas aux ions incidents d'atteindre l'équilibre des états de charge, autrement dit le faisceau va rester avec un état de charge relativement faible, ce qui diminuera le pouvoir de résolution du Filtre de Wien. La seule solution pour contrer cet effet est d'utiliser une cible d'une épaisseur au moins égale à $10^{18}\text{atome}/\text{cm}^3$, ce qui serait suffisant pour atteindre l'équilibre des états de charge. De telles cibles ne sont pas très courantes (il en existe une à Oak Ridge National Laboratory).
- En considérant le facteur de réjection du faisceau primaire mesuré dans notre expérience et en considérant l'utilisation d'une cible gazeuse sans fenêtre, ce type d'expérience est prometteur.
- Dans les conditions de cette expérience, la résolution en temps mesuré entre la galette et le détecteur silicium n'était que de 18 % moins bonne que la résolution en temps mesuré entre les deux galettes. Puisque la galette produit une détérioration supplémentaire de la résolution en énergie des ions mesurés, nous proposons d'utiliser une seule galette pour la prochaine expérience.

Deuxième partie

Mesures de la décroissance de ^{19}O et ^{19}Ne implantés dans le niobium

Introduction générale

5.1 Abstract

In 1949 Segré and Benoist ([Segrè 49] and [Benoist 49]) gave the first proof that “it has been possible to influence the decay constant of a radioactive element”. This discovery never had strong impact in public, probably due to very small effect discovered. However, in last decade the interest about the manipulation of the decay rate has increased and we have very modern experiments of this type like the change of the decay rate of ${}^7\text{Be}$ in different positions in the fullerene C_{60} at very low temperature [Ohtsuki 07]. Maybe the most astonishing cases of the decay rate change are the so-called *bound-state β^- decay* [Jung 92, Bosch 96], where for example the ${}^{163}\text{Dy}$ which is stable as neutral atom becomes radioactive in its completely ionized state ${}^{163}\text{Dy}^{+66}$ with a half-life of only 47 days ! Even this effect was predicted a long time ago, by Daudel et al. [Daudel 47].

Low energy reactions probability and the electron screening

The cross section $\sigma(E)$ of the reactions induced by the charge particles drops tremendously at energies far below the Coulomb barrier. In the laboratory, the nucleus is in its atomic form which means that its Coulomb field is screened by the atomic electrons. This means that any positively charged particle can approach freely to the atom (nucleus) to the distance of the atomic radius R_a , which wouldn't be the case of the bare nucleus due to the repulsive Coulomb force of the nucleus. Thus, for the low energy reaction, the cross section can be significantly higher on the atomic in comparison to the bare nucleus.

In hot stellar plasma nuclei are not in the atomic state but rather in ionic state, often completely stripped of their electrons. The situation regarding the screening effect (SE) in a plasma is analogous to the atomic screening, however, depending on density and temperature of the plasma, electrons could approach closer to the nuclei than they would in the case of neutral atom. In this case the screening radius will be smaller and the screening potential is higher. In that case the electrons are organized as kind of clusters around nucleus at the distance called *Debye-Hückel radius* R_D .

Since the nuclear burning in stellar environments occurs at low energies and mostly with light elements, the interest on the measurements on the fusion cross-section of light nuclei at low energies is evident. A large number of experiments and publications was dedicated to this subject. The SE must be considered in this kind of experiments. It was noticed in many fusion experiments using metallic targets that the screening effect is larger than the maximal theoretical limit – the adiabatic limit. So in order to explain such high screening effect the analogy between the free electrons in plasma and the quasi-free electrons in metals was used. Indeed, in some cases the calculated Debye screening potential showed very good agreement to the experimentally obtained screening potential in light nuclei fusion reactions. The Debye model describes behavior of classical charge particles obeying the Maxwell-Boltzmann distribution. Strictly speaking electrons are fermions. The Fermi energy of metals lays in interval 1–14 eV, which corresponds to temperatures of 11600 K up to 160000 K which means that the electrons in

metals are highly degenerated. The treatment of electrons in metals as classical particles has no rational justification.

Decay probability and the electron screening

It is a very well known fact that the nuclear reactions between charged nuclei at low energy are very dependent on the Coulomb barrier (which could be changed by an external influence as we saw), thus due to the theorem of the reciprocity it is reasonable to expect the same behavior from the nuclear decay (alpha decay, beta decay...) since the particle emission is a reaction reversed in time. The question is to which extent is possible to manipulate with decay probability. An approximate way to calculate the influence of the screening effect on the beta decay rate is by considering the Fermi golden rule (eq. 5.38) where we take the dependence of the density of accessible states in the final system as $\rho(E = Q) \sim Q^5$. Many considered "the decay enhancement" as $f \approx \frac{(Q - U_{scr})^5}{Q^5}$ where U_{scr} is the electron screening energy coming from the environment. The exact way to calculate the screening effect on the beta decay is to recalculate the ft value for new energy value $Q' = Q - U_{scr}$. For the calculation of the ft value we used the ENSDF analysis programs – LOGFT [Log 01].

However, we realized that this way to calculate a screening effect cannot be exact, since both parent and daughter nuclei are subject to the screening and this has to be included in the estimation of the Q-value : $Q_{scr} = [M(A, Z)c^2 - U_{scr}(Z)] - [M_{-1}(A, Z \pm 1)c^2 - U_{scr}(Z \pm 1)] - m_e c^2$. This gives : $Q_{scr} = Q_\beta - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_e(Z - (Z - 1))e^2}{R_{scr}} = Q_\beta - U_{scr}(Z = 1)$. The last equation means that the screening energy is independent on the atomic number of the considered nucleus and it is always equal to the screening potential on the hydrogen nuclei ! This cast strong doubts about the efficiency of the screening effect on the change of the probability of the beta-decay.

Expected change of the decay probability and branching ratios in a superconducting environment

The total probability of the beta decay λ_β and its half life $T_{1/2}^\beta$ are given by :

$$\lambda_\beta = \sum_i \lambda^{(i)} \quad \text{or} \quad \frac{1}{T_{1/2}^\beta} = \sum_i \frac{1}{T_{1/2}^{(i)}}, \quad (5.1)$$

where $\lambda^{(i)}$ is the partial decay probability of branch i and $T_{1/2}^{(i)}$ is its corresponding half-life. The branching ratio $BR^{(i)}$ of the branch i is defined by the ratio of the decay probability $\lambda^{(i)}$ and the total decay probability λ_β :

$$BR^{(i)} = \frac{\lambda^{(i)}}{\lambda_\beta} \quad \text{or} \quad BR^{(i)} = \frac{T_{1/2}^\beta}{T_{1/2}^{(i)}}. \quad (5.2)$$

We calculated the change of the half-life and, for the first time we predicted the branching ratio due to the screening effect in the following manner. First, we calculated the ft value of each branch. Then we calculated the partial half life of each branch using the new Q' value taking care that the ft value should be preserved (it is constant). With these new partial half-lives we can calculate the new half-life using the two previous equations.

Decay probability in a superconductor

As it was already mentioned, it is contradictory to consider the metallic electrons as classical particles and then to use the Debye radius to calculate the screening effect. However, the bosons are subjected to the Bose-Einstein (BE) distribution and it could have been expected that they would have somewhat different behavior regarding the screening effect than electrons in metal. The Bose-Einstein distribution can be approximated by the Maxwell-Boltzmann distribution at very low temperatures. For temperature few times lower than the critical temperature T_c , the screening radius induced by bosons (Cooper-pairs) can be approximated by the Debye screening radius. Hence, we could expect high screening effect induced by Cooper pairs in a superconductor. So, we decided to conduct an experiment which will search for the increased screening effect and thus the change of the half-life in a superconducting environment. The intention was to measure the relative difference of the half-life between the ions embedded in metallic and superconducting environments.

Study of ^{19}O and ^{19}Ne implanted in a superconductor

As an example, we studied the case of the beta decay of ^{19}O and ^{19}Ne implanted in a superconductor. Using the screening radius of Cooper pairs R_{BE} (equation 5.49), we can calculate the predicted screening energy in superconductors as :

$$U_{scr} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_e Z_t e^2}{R_{BE}} \quad (5.3)$$

where $Z_e = -1$ is the charge of the emitting particle – electron, $Z_t = 8$ is the charge of the Oxygen nucleus (or $Z_t = 10$ for ^{19}Ne).

If we follow the estimation applied in previous publications – considering only the screening potential on the parent nucleus – we obtain the screening potential induced by charged bosons $U_{scr} = -18\text{keV}$ and we get the values shown on the table 5.1, while for ^{19}Ne it is $U_{scr} = -22.5\text{keV}$.

TABLE 5.1: Predicted change of the half-life and branching ratios of ^{19}O due to the screening potential in superconductor. Only the screening potential on the parent nucleus is considered giving the screening energy $U_{scr} = -18\text{keV}$.

	Normal phase	Superconducting phase	Difference
Half-life	26.48s	27.09s	+2.3%
BR of the state at 197keV	45.4%	45.6%	+0.44%
BR of the state at 1554keV	54.4%	54.3%	-0.18%
BR of the state at 4377keV	0.098%	0.086%	-12.2%

However, in the section 5.4.5 it is explained that beside the screening on the parent nucleus, the screening on the daughter nucleus must be considered as well. In this case the screening energy in given environment is always equal to screening energy on the hydrogen nucleus in that environment, no matter which nucleus is implanted (see section 5.4.5 for details). This means that the screening energy for ^{19}O in niobium is $U_{scr} = -2.25\text{keV}$. The expected changes of half-life and the branching ratio of ^{19}O for this case are given in the table 5.2. In that case the expected change of the half-life of ^{19}Ne for the screening energy of $U_{scr} = 2,25\text{keV}$ will be -0.5%.

TABLE 5.2: The expected changes of half-life and the branching ratios of ^{19}O induced by the screening effect in a superconductor, when the both screening energies on the parent and the daughter nucleus are considered. In that case the screening energy is $U_{scr} = -2.25\text{keV}$.

	Normal phase	Superconductive phase	Difference
Half-life	26.48s	26.59s	+0.4%
BR of the state at 197 keV	45.4%	45.47%	+0.15%
BR of the state at 1554 keV	54.4%	54.43%	+0.05%
BR of the state at 4377 keV	0.098%	0.0966%	-1.43%

5.2 Théories de l'écrantage des charges

Dans ce paragraphe, nous faisons succinctement la description de la théorie et des modèles de l'effet d'écrantage pour différents types de particules : classiques, fermions et bosons. Les particules classiques sont des particules qui sont *distinguishables* et pour lesquels on n'applique pas les lois de la physique quantique. Ces particules ont toujours tendance à aller vers la configuration de plus faible énergie disponible. Les fermions sont des particules quantiques à spin non-entier ($1/2, 3/2 \dots$) et ils sont *indiscernables*. Ils obéissent au principe d'exclusion de Pauli, ce qui signifie que deux fermions ne peuvent pas être dans le même état. Pour les électrons, cela signifie qu'ils vont successivement remplir les niveaux d'énergie disponibles deux par deux. Les bosons sont des particules quantiques indiscernables également, mais qui ne respectent pas le principe de Pauli. Ces particules ont tendance à aller vers la plus basse énergie disponible comme les particules classiques. Le remplissage des niveaux d'énergie disponibles par tout ces types de particules est décrit par les statistiques correspondantes : la statistique de Maxwell-Boltzmann pour des particules classiques, la statistique de Fermi pour les fermions et la statistique de Bose-Einstein pour les bosons. Dans cette section, on déduira les rayons d'écrantage et les énergies d'écrantage pour tous les trois types de particules. La procédure est très simple, on résout l'équation de Poisson en utilisant les statistiques correspondantes.

5.2.1 Le rayon d'écrantage de Thomas-Fermi

On considère l'équation de Poisson dans un certain environnement :

$$\nabla^2 V(\vec{r}) = -\frac{\rho(\vec{r})}{\varepsilon_0}. \quad (5.4)$$

Si localement on introduit une fluctuation de densité de particules chargées $\delta n(\vec{r})$ dans ce matériau, la densité des charges induites est $\delta\rho(\vec{r}) = -e\delta n(\vec{r})$ et le potentiel induit est :

$$\nabla^2 \delta V(\vec{r}) = -\frac{\delta\rho(\vec{r})}{\varepsilon_0}. \quad (5.5)$$

Le potentiel total est la somme du potentiel non-perturbé et du potentiel induit :

$$V_{tot} = V_0(\vec{r}) + \delta V(\vec{r}). \quad (5.6)$$

Si l'on effectue la transformation de Fourier à l'équation 5.5, on obtient :

$$k^2 \delta V(\vec{k}) = \frac{\delta \rho(\vec{k})}{\epsilon_0}. \quad (5.7)$$

La fonction diélectrique est définie comme : $\epsilon(\vec{k}) \equiv V_0(\vec{k})/V_{tot}(\vec{k})$. En utilisant 5.6 et 5.7, on obtient :

$$\epsilon(\vec{k}) = 1 - \frac{1}{\epsilon_0 k^2} \frac{\delta \rho(\vec{k})}{V_{tot}(\vec{k})}. \quad (5.8)$$

Maintenant, il faut trouver $\delta \rho$. Les électrons voient à la fois le potentiel V appliquée et le potentiel induit δV . La probabilité pour un électron avec le vecteur d'onde \vec{k} d'être au point \vec{r} est donnée par la fonction de Fermi :

$$f(\vec{k}, \vec{r}) = \frac{1}{e^{(E_k - eV_{tot}(\vec{r}) - \mu)/k_B T} + 1} = f_0(\vec{k}, \mu + eV_{tot}(\vec{r})), \quad (5.9)$$

où $f_0(\vec{k}, \mu) = \frac{1}{e^{(E_k - \mu)/k_B T} + 1}$ est la distribution d'équilibre lorsque $V = 0$; E_k est le niveau d'énergie correspondant au vecteur d'onde \vec{k} , k_B la constante de Boltzmann, μ le potentiel chimique et T la température. Cela signifie que $V_{tot}(\vec{r})$ peut être considéré comme un potentiel électrochimique variant dans l'espace. Maintenant, on peut calculer $\delta \rho$:

$$\delta \rho(\vec{r}) = -e \int 2 \frac{d^3 k}{8\pi^3} [f_0(\vec{k}, \mu + eV_{tot}(\vec{r})) - f_0(\vec{k}, \mu)]. \quad (5.10)$$

où le facteur 2 au début de l'intégrale est due à la dégénérescence de spin. On suppose que $V(\vec{r})$ varie lentement si l'équilibre local est établi autour de \vec{r} . Par conséquent, on dérive l'équation 5.10 par l'expansion de Taylor pour $eV_{tot} \ll \mu \simeq E_F$ (où E_F est l'énergie de Fermi) :

$$\delta \rho(\vec{r}) = -2e \int \frac{d^3 k}{8\pi^3} \frac{\partial f_0}{\partial \mu} eV_{tot}(\vec{r}) = -2e^2 V_{tot}(\vec{r}) \frac{\partial}{\partial \mu} \int \frac{d^3 k}{8\pi^3} f_0(\vec{k}) \quad (5.11)$$

L'intégrale à droite correspond à la densité d'équilibre $n(\mu)$ en fonction du potentiel électrochimique μ , $n(\mu) = \int \frac{d^3 k}{8\pi^3} f_0(\vec{k})$. Ainsi, l'équation 5.11 pourrait être réécrite comme suit :

$$\delta \rho(\vec{r}) = -2e^2 V_{tot}(\vec{r}) \frac{\partial n(\mu)}{\partial \mu} \quad (5.12)$$

En utilisant l'équation 5.12 et la fonction diélectrique 5.8 nous obtenons la fonction diélectrique de Thomas-Fermi :

$$\epsilon(\vec{k}) = 1 + \frac{2e^2}{\epsilon_0 k^2} \frac{\partial n}{\partial \mu} \quad (5.13)$$

Cette équation pourrait aussi être écrite sous la forme suivante :

$$\epsilon(\vec{k}) = 1 + \frac{k_0^2}{k^2}, \quad \text{où } k_0^2 \equiv \frac{2e^2}{\epsilon_0} \frac{\partial n}{\partial \mu}. \quad (5.14)$$

On appelle k_0 le nombre de l'onde d'écrantage de Thomas-Fermi (TF). La valeur de $1/k_0$ est appelée la longueur d'écrantage de TF – c'est exactement ce que nous essayons d'estimer. Quand $T \rightarrow 0$, $\mu \rightarrow E_F$, on peut écrire :

$$\frac{\partial n}{\partial \mu} \simeq \frac{\partial n}{\partial E_F} = g(E_F) \quad (5.15)$$

où $g(E_F)$ est la densité d'états, et pour le gaz d'électrons libres. On peut démontrer qu'il est égal à $g(E_F) = \frac{3}{2} \frac{n}{E_F}$. On obtient alors :

$$k_0^2 = \frac{3e^2 n}{\varepsilon_0 E_F} \quad (5.16)$$

Finalement, l'expression pour le rayon d'écrantage de Thomas-Fermi est donnée comme $R_{TF} = 1/k_0$:

$$R_{TF} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_F}{3e^2 n}} \quad (5.17)$$

où nous avons utilisé $E_F = k_B T_F$, où T_F est la température de Fermi.

Le rayon d'écrantage de TF doit être utilisé quand on a affaire à des fermions, en particulier pour les électrons de conduction dans les métaux. Ici, on estimera le rayon d'écrantage de TF pour le niobium. Pour le Nb, on a $T_F = 61800$ K et la densité électronique est de $n = 5.56 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$, donc on calcule que $R_{TF} = 0.42 \text{ \AA}$. En général, le R_{TF} pour les métaux est de l'ordre de $\sim 0.5 \text{ \AA}$. L'énergie de Fermi est une fonction de la densité d'électrons, $E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2)^{2/3} n^{2/3} \propto n^{2/3}$, par conséquent, en utilisant l'équation 5.17 on obtient :

$$R_{TF} \propto n^{-1/6}. \quad (5.18)$$

5.2.2 Le rayon d'écrantage de Debye-Hückel

Le premier traitement théorique de l'écrantage a été fait par Debye et Hückel (1923). Ils ont traité le cas d'une charge ponctuelle fixe emportée dans un fluide électrolyte. Comme ce modèle a été développé pour des particules classiques, il a trouvé son application dans le traitement de l'effet d'écrantage dans les plasmas chauds, où les températures sont si élevées (beaucoup plus élevées que la température de Fermi de 10^4 à 10^5 K) que les électrons peuvent être traités comme des particules classiques. L'estimation du rayon d'écrantage de Debye peut être fait de façon analogue à l'estimation du rayon d'écrantage de TF. La seule différence est que nous devons utiliser la distribution de Maxwell-Boltzmann (MB) des particules classiques :

$$f_{MB}(\vec{k}, \vec{r}) = C e^{-(E_k - eV_{tot}(\vec{r}))/k_B T}, \quad (5.19)$$

où C est une constante de normalisation. Si $eV_{tot} \ll 1$, alors on utilise l'expansion de 5.19 :

$$f_{MB}(\vec{k}, \vec{r}) \approx C e^{-E_k/k_B T} \left(1 + \frac{eV_{tot}(\vec{r})}{k_B T} \right) = f_0(\vec{k}) \left(1 + \frac{eV_{tot}(\vec{r})}{k_B T} \right) \quad (5.20)$$

Donc l'équation de $\delta\rho$ s'écrit comme :

$$\begin{aligned} \delta\rho(\vec{r}) &= -e \int \frac{d^3k}{8\pi^3} [f(\vec{k}, \vec{r}) - f_0(\vec{k})] \\ &= -e \int \frac{d^3k}{8\pi^3} f_0(\vec{k}) \frac{eV_{tot}(\vec{r})}{k_B T} \\ &= -e^2 V_{tot}(\vec{r}) \frac{n}{k_B T} \end{aligned} \quad (5.21)$$

En utilisant l'équation 5.21 et l'équation 5.8 on obtient la fonction diélectrique de Debye-Hückel :

$$\varepsilon(\vec{k}) = 1 + \frac{e^2 n}{\varepsilon_0 k^2 k_B T}. \quad (5.22)$$

Si nous utilisons l'expression de la fonction diélectrique $\varepsilon(\vec{k}) = 1 - k_D^2/k^2$, on obtient k_D - le nombre d'onde d'écrantage de Debye-Hückel :

$$k_D^2 = \frac{e^2}{\varepsilon_0} \frac{n}{k_B T} \quad (5.23)$$

Alors, on peut obtenir l'expression du *rayon d'écrantage de Debye-Hückel* comme $R_D = 1/k_D$:

$$R_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{e^2 n}}. \quad (5.24)$$

Si on compare les rayons d'écrantage de TF et de Debye (les équations 5.17 and 5.24) on obtient :

$$\frac{R_D}{R_{TF}} = \sqrt{3 \frac{T}{T_F}} \quad (5.25)$$

Si on prend le cas du Nb ($T_F = 61800 K$) et une température de 300 K par exemple, nous obtenons $R_D/R_{TF} \approx 0.12$. Pour $T = 6 K$ nous obtenons $R_D/R_{TF} \approx 0.017$. Ainsi, le rayon d'écrantage de Debye est beaucoup plus petit que le rayon d'écrantage de TF. La question est : Dans quelles circonstances il est possible de traiter les électrons comme des particules classiques ? De plus, on remarquera que le rayon d'écrantage de Debye est proportionnel à $n^{-1/2}$, ce qui est donc beaucoup plus sensible à la densité électronique que dans le cas de TF.

5.2.3 Le rayon d'écrantage induit par des bosons chargés

Ici, nous allons limiter notre étude aux températures $T \rightarrow 0$ puisque c'est le seul cas réaliste où l'on peut considérer l'écrantage par des bosons – comme par exemple dans le cas des supraconducteurs, où les paires de Cooper formées par les électrons ne peuvent exister qu'à très basse température. La distribution de Bose-Einstein (BE) s'écrit :

$$f_{BE}(\vec{k}, \mu) = \frac{1}{e^{(E_k - \mu)/k_B T} - 1} \quad (5.26)$$

Dans la distribution de BE, le potentiel électrochimique $\mu \rightarrow 0^-$, de ce fait lorsque $T \rightarrow 0$ on a $e^{(E_k - \mu)/k_B T} \gg 1$ et la distribution de BE devient :

$$f_{BE}(\vec{k}, \mu) \approx e^{-(E_k - \mu)/k_B T} = f_{MB}(\vec{k}, \mu), \quad \text{lorsque } T \rightarrow 0, \quad (5.27)$$

ce qui signifie que la distribution de BE tend vers la distribution de MB quand $T \rightarrow 0$. Ainsi, à basse température, on peut considérer que le rayon d'écrantage de BE est équivalent au rayon d'écrantage de Debye :

$$R_{BE} \approx R_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{e^2 n_b}}, \quad (5.28)$$

où n_b est la densité des bosons.

5.3 Probabilité de réaction nucléaire à basse énergie et écrantage électronique

5.3.1 Effet d'écrantage atomique

Les sections efficaces $\sigma(E)$ des réactions induites par les particules chargées diminuent extrêmement rapidement pour des énergies E au-dessous de la barrière coulombienne. En astrophysique, le facteur astrophysique $S(E)$ est souvent utilisé à la place de la section efficace. Il est défini par la relation suivante :

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta) \quad (5.29)$$

où $2\pi\eta = 2\pi Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v = 31.29 Z_1 Z_2 (\mu/E)^{1/2}$ est le paramètre de Sommerfeld, où Z_1 et Z_2 sont les numéros atomiques des noyaux en interaction, e est la charge de l'électron, μ est la masse réduite ($\mu = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$) et $E(\text{keV})$ est l'énergie dans le centre de masse. Loin des résonances nucléaires, le facteur astrophysique $S(E)$ varie lentement avec l'énergie. Cependant, il s'agit ici du cas quand on traite le noyau nu (sans électron). Dans la réalité, lors de la mesure en laboratoire, le noyau est dans sa forme atomique, ce qui signifie que son champ Coulombien est atténué par les électrons atomiques. Cela signifie aussi que toutes les particules chargées peuvent approcher librement du noyau de l'atome jusqu'à la distance R_a rayon de l'atome. Cela ne serait pas le cas pour un noyau nu en raison de la force Coulombienne répulsive du noyau. Comme on peut le voir sur la figure 5.1 pour les projectiles de très basse énergie il y a une différence significative dans la longueur de pénétration de la barrière Coulombienne entre ces deux cas.

L'énergie d'écrantage atomique U_a peut être estimée comme suit :

$$U_a = Z_1 Z_2 e^2 / R_a, \quad (5.30)$$

où R_a est égal au rayon effectif du nuage électronique (au rayon R_a le noyau est vu comme un objet neutre, l'énergie d'écrantage compense exactement l'énergie de répulsion Coulombienne). On remarquera que pour une distance plus petite que R_a tout se passe comme si le potentiel Coulombien était abaissé du potentiel de screening, ou bien comme si l'énergie de la particule incidente était augmentée d'une valeur U_a . Le facteur de gain f de la réaction de fusion est alors :

$$\begin{aligned} f &= \sigma(E_{eff}) / \sigma(E) \\ &= \sigma(E + U_a) / \sigma(E) \\ &= \left(\frac{E}{E + U_a} \right) \exp(-2\pi(\eta(E_{eff}) - \eta(E))) \end{aligned} \quad (5.31)$$

$$= \left(\frac{E}{E + U_a} \right) \exp(31.29 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{\mu}{E}} (\sqrt{\frac{E}{E + U_a}} - 1)) \quad (5.32)$$

Par conséquent, pour des énergies très faibles, par exemple pour les énergies correspondant à la combustion de l'hydrogène dans les étoiles, l'effet d'écrantage par les électrons atomiques doit être considéré. Sur la figure 5.2 nous pouvons voir que le facteur astrophysique $S(E)$ mesuré pourrait être complètement mal interprété à basse énergie si nous ne prenons pas soin de corriger de l'effet d'écrantage électronique. En outre, une estimation erronée de l'énergie d'écrantage pourrait produire une extrapolation pas fiable pour les basses énergies. L'énergie d'écrantage atomique prévue pour la réaction ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ est de

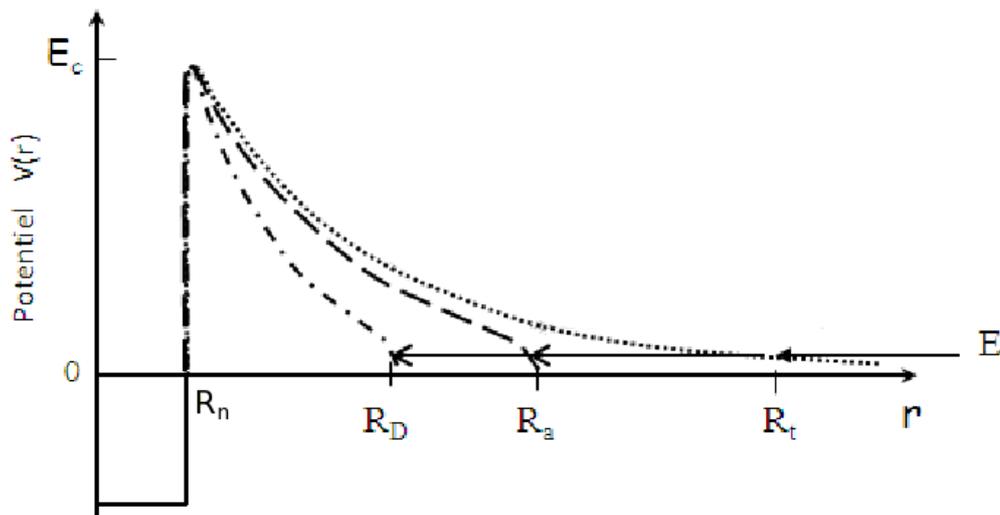


FIGURE 5.1: L'effet de l'écrantage électronique sur la barrière Coulombienne est représenté schématiquement sur ce graphique. La ligne pointillée montre le potentiel électrique produit par un noyau nu. Le point de rebroussement d'un projectile chargé de faible énergie E est situé au rayon R_t . La ligne discontinue représente le potentiel électrique écranté par les électrons atomiques, avec un rayon d'écrantage R_a , qui correspond au point de rebroussement dans ce cas, et finalement la ligne en tiret-point est le potentiel fortement atténué par des électrons d'un plasma ayant un rayon d'écrantage R_D (Rayon de Debye). Ainsi, la longueur de pénétration d'un projectile de basse énergie dépend fortement de l'effet d'écrantage.

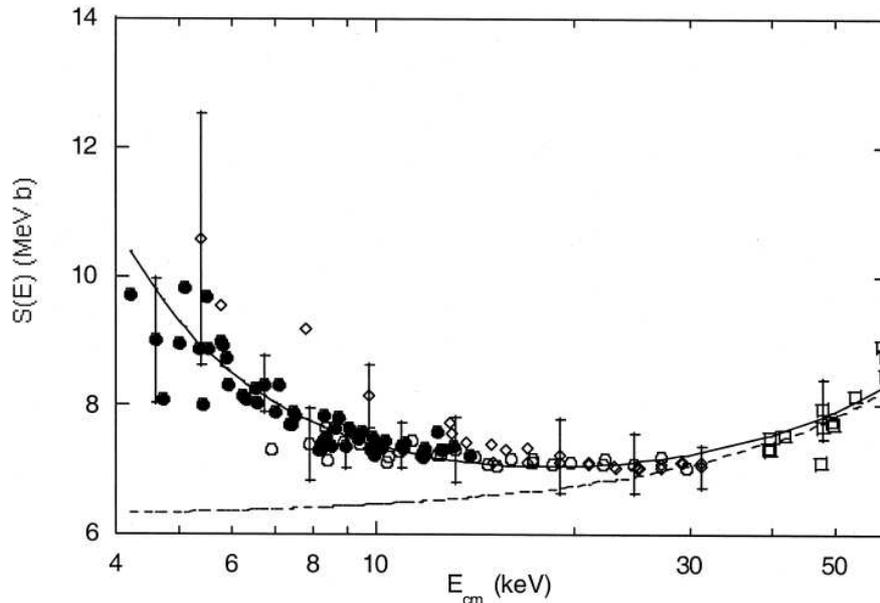


FIGURE 5.2: Facteur astrophysique $S(E)$ mesuré pour la réaction $d(^3\text{He}, p)^4\text{He}$. Cette figure [Costantini 00] montre différents résultats de mesures. Toutes les expériences sont réalisées avec des cibles gazeuses. La ligne discontinue indique $S(E)$ calculé dans le cas de noyaux nus et la ligne solide montre le cas où l'effet d'écrantage est pris en compte, avec $U_{scr} = 132$ eV, ce qui est en bon accord avec la limite adiabatique de 120 eV [Engstler 88]. Les données présentées avec des cercles non-remplis [Engstler 88] et remplis [Costantini 00] montrent un bon accord avec la limite adiabatique ; les diamants non-remplis [Prati 94] montrent une énergie d'écrantage plus prononcée de 186 ± 9 eV et les carrés [Krauss 87] ne permettent pas de donner une information pertinente sur l'énergie d'écrantage.

~ 110 eV [Langanke 96], ce qui s'accorde bien avec les données expérimentales. Mais, dans un grand nombre d'expériences l'énergie d'écrantage est encore plus grande, en général pour les réactions de fusion dans les cibles métalliques [Raiola 04], mais aussi dans des environnements gazeux [Aliotta 01] (voir aussi la figure 5.2). L'énergie d'écrantage est considérée comme négligeable si $E/U_e \geq 1000$ et dans ce cas, les mesures en laboratoire peuvent être considérées comme si elles avaient été menées avec des noyaux nus [Assenbaum 87]. Si $E/U_e \leq 100$ l'effet d'écrantage ne peut être ignoré.

5.3.2 Effet d'écrantage dans un plasma chaud

Dans les étoiles, dans un plasma chaud, les noyaux ne sont pas à l'état atomique mais plutôt à l'état ionique, parfois totalement dépouillés de leurs électrons. Ainsi, un plasma est constitué de noyaux chargés positivement immergés dans une mer (un fluide) d'électrons chargés négativement. La situation à propos de l'énergie d'écrantage dans un plasma est analogue à celle de l'écrantage atomique, cependant, en fonction de la température et de la densité du plasma, les électrons peuvent s'approcher plus ou moins des noyaux, parfois davantage qu'ils ne le feraient dans le cas de l'atome neutre. Dans ce cas, les électrons sont organisés en une sorte d'amas (clusters) placé autour des noyaux à une distance appelée *rayon d'écrantage de Debye-Hückel* R_D , ou plus simplement *le rayon de Debye*, voir le paragraphe 5.2.2.

TABLE 5.3: Le facteur de gain f des sections efficaces dû à l'effet d'écrantage calculé pour différents stades de la combustion d'une étoile de $25M_{\odot}$ [Chieffi 98] à l'énergie du maximum du pic de Gamow.

Stade de combustion	Température [GK]	Densité [g/cm ³]	U_D [keV]	R_D [Å]	f	U_a [keV]	R_a [Å]
H	0.04	3.8	0.0005	29	1.00011	0.058	0.25
He	0.16	6.3×10^2	0.0074	7.8	1.00065	0.19	0.31
C	0.72	1.2×10^5	0.24	2.2	1.0045	0.74	0.7
Ne	1.2	2.1×10^6	1.5	0.96	1.0145	3.8	0.38
O	1.8	4.0×10^6	1.3	0.69	1.0102	1.5	0.6
Si	2.8	7.6×10^7	10.0	0.28	1.0437	2.6	1.1

Le rayon de Debye peut encore s'écrire [Rofls 88] :

$$R_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 \rho N_A \xi}}, \quad (5.33)$$

où ρ est la densité du plasma, N_A est le nombre d'Avogadro et ξ est donné par :

$$\xi = \sum_i (Z_i^2 + Z_i) \frac{X_i}{A_i}, \quad (5.34)$$

où X_i est la fraction de masse des noyaux de type i et Z_i est son numéro atomique. Dans ce cas, l'énergie d'écrantage de Debye est de $U_D = Z_1 Z_2 e^2 / R_D$. Pour donner une impression sur l'énergie d'écrantage, on donne ici quelques exemples numériques. L'énergie de Debye U_D (et le rayon de Debye correspondant R_D) et le gain f , calculé avec l'équation 5.32 pour les différents stades d'évolution d'une étoile de $25 M_{\odot}$ (25 fois la masse solaire) sont présentés dans le tableau 5.3. Dans le calcul de l'énergie d'écrantage, il a été fait l'approximation que les couches de combustion se composent uniquement de l'élément donné. Le facteur de gain est donné à l'énergie du pic de Gamow pour la température correspondant à la combustion. On a également donné l'énergie d'écrantage dans le cas de l'écrantage par les électrons atomiques afin de pouvoir la comparer avec l'énergie d'écrantage de Debye. L'énergie d'écrantage atomique U_a est calculée sur la base du rayon atomique mesuré R_a , ce ne sont donc pas des valeurs très précises (sauf dans le cas de l'hydrogène). Les valeurs calculées du gain f laissent à penser que c'est dans le cas de la combustion la plus tardive, celle du silicium, que l'effet d'écrantage est le plus important ($f = 1.0437$ à l'énergie du pic de Gamow). Mais, il faut surtout comparer la section efficace que l'on mesure en laboratoire et qui subit l'effet d'écrantage dû aux électrons atomiques (les atomes de la cible étant neutres), avec la section efficace "astro" dans le plasma subissant un écrantage de Debye. La différence entre les deux sections efficaces est la plus grande pour les premières combustions, par exemple le rayon de Debye est 116 fois plus grand que le rayon atomique à la combustion de l'hydrogène.

5.3.3 Limite adiabatique

Lors d'une réaction nucléaire, les électrons peuvent se comporter de deux façons totalement différentes en fonction de la vitesse des ions incidents.

D'une part, lorsque la vitesse orbitale des électrons est beaucoup plus grande que la vitesse des noyaux en collision, ce qui est le cas pour les énergies d'intérêt astrophysique, les électrons peuvent réajuster "instantanément" leurs configurations suivant la configuration des noyaux atomiques. L'énergie d'écrantage théorique maximale produite par les électrons atomiques peut être calculée comme la différence entre les sommes des énergies de liaison de tous les électrons du canal d'entrée et du canal de sortie [Langanke 96]. L'énergie de liaison gagnée ou perdue par les électrons est redonnée aux noyaux incidents. Ce cas est appelé "limite adiabatique". Parfois il peut y avoir plusieurs configurations finales des électrons, avec par exemple différents états de charge du noyau produit (voir par exemple la référence sur la réaction $\alpha + \alpha$ pour l'étude du ${}^8\text{Be}$ [Wüstenbecker 92]).

A l'opposé, dans l'hypothèse d'une réaction soudaine, la vitesse des ions est beaucoup plus élevée que la vitesse orbitale des électrons, et ils ne peuvent pas réorganiser leurs configurations tandis que les deux noyaux se rapprochent l'un à l'autre. Néanmoins, l'énergie d'écrantage maximale théorique est égale à la différence entre les énergies de liaison des électrons des noyaux en collision et de l'énergie de liaison des électrons du noyau composé produit dans cette réaction. Cela a également été confirmé par des calculs TDHF sur la transition entre l'approche adiabatique et l'approche de réaction soudaine, où il est montré que l'énergie d'écrantage estimée n'a jamais dépassée la limite adiabatique (voir [Shoppa 93]).

5.3.4 Effet d'écrantage dans un environnement métallique

Étant donné que les réactions nucléaires dans les étoiles se produisent essentiellement à basse énergie, l'intérêt pour la mesure des sections efficaces de ces réactions de fusion à basse énergie est évident. Un grand nombre d'expériences et de publications a été dédié à ce sujet. Comme il a déjà été mentionné, l'effet d'écrantage doit être pris en compte pour certaines de ces expériences. Dans le cas des cibles gazeuses, l'effet d'écrantage mesuré en général correspond bien à celui prédit par l'approche adiabatique [Greife 95]. La mesure de très haute précision de diffusion $\alpha - \alpha$ avec une résolution de 26 eV [Wüstenbecker 92] montre que les configurations électroniques du noyau composé ${}^8\text{Be}$ peuvent être distinguées dans la structure de la fonction d'excitation mesurée, cette expérience est entièrement en accord avec les prédictions du modèle adiabatique. Plusieurs sortes de cibles ont été utilisées et dans beaucoup de cas il a été remarqué que l'effet d'écrantage observé est plus grand que la limite maximale théorique de l'approche adiabatique. Ce phénomène n'est toujours pas expliqué de manière satisfaisante [Czerski 01, Yuki 98, Kasagi 02, Raiola 04]. Pour résumer tous ces travaux, il a été observé que :

- le haut effet d'écrantage se fait exclusivement dans les métaux, rarement dans les gaz [Prati 94, Aliotta 01] (et dans ce cas pas aussi grand que dans les métaux) et les isolants solides (bien que l'existence de l'effet d'écrantage ait été rapporté dans PdO pour la réaction deuteron-deuteron [Yuki 98, Kasagi 02], cette étude a été critiquée par Huke et al. [Huke 08])
- tous les métaux ne donnent pas le même effet d'écrantage.

Un résultat intéressant a été obtenu par la collaboration LUNA où près de 60 matériaux différents ont été utilisés comme cibles. Leurs mesures montrent une sorte de "dépendance chimique" de l'énergie d'écrantage [Raiola 02]. Comme on peut le voir sur la figure 5.3, certains groupes chimiques montrent un haut effet d'écrantage et d'autres ne montrent pas. Huke et al. [Huke 08] expriment des doutes sur la fiabilité de ces résultats à cause de la contamination de la surface de la cible provenant de gaz résiduel dans le vide ou de l'instabilité de la distribution du deutérium implanté etc. En outre, il existe quelques différences au sein des mesures du même groupe, où Raiola et al. [Raiola 02] ont marqué le groupe

complètement en contradiction avec le comportement attendu des électrons dans un métal ! Strictement parlant, les électrons sont des fermions et le modèle de Debye décrit le comportement de particules classiques et non pas de fermions. L'énergie de Fermi des métaux réside dans l'intervalle 1 – 14 eV, ce qui correspond à des températures de 11600 K à 160000 K. Donc, les électrons dans les métaux sont fortement dégénérés. Le traitement des électrons dans les métaux sous forme de particules classiques n'a aucune justification rationnelle.

5.4 Probabilité de décroissance radioactive et écrantage électronique

Nous avons vu dans la section 5.3 que les réactions nucléaires à basse énergie entre particules chargées dépendent fortement de la barrière Coulombienne. Nous avons également vu que les électrons, du fait de l'écrantage de la barrière Coulombienne qu'ils induisent, peuvent changer les sections efficaces des réactions nucléaires. Suivant le théorème de réciprocité, il est raisonnable de s'attendre à un comportement similaire dans le cas de la décroissance nucléaire avec émission d'une particule chargée, parce que la décroissance est une réaction nucléaire inversée dans le temps. Comme on va le montrer par la suite, cela est également vrai pour les décroissances radioactives bêtas. Une question très importante est "dans quelle mesure est il possible de manipuler la probabilité de désintégration ?"

5.4.1 La constante radioactive

La décroissance radioactive est la transformation spontanée d'un noyau atomique instable vers un noyau plus léger, où l'excès d'énergie (de masse) est libéré sous la forme de l'émission de particules. La radioactivité a été découverte en 1896 par Henri Becquerel au cours de ses travaux sur les matériaux phosphorescents. Marie et Pierre Curie ont poursuivi avec succès ce sujet. Une étape importante sur ce chemin de découvertes a été faite par Ernest Rutherford et Soddy. Dans une publication de 1903 [Rutherford 03], ils ont mis en avant la loi exponentielle de la décroissance radioactive, et ils ont employé pour la première fois le terme de constante radioactive. Depuis cette date, le terme de "constante radioactive" est bien établi et largement utilisé.

Aujourd'hui on sait que la mécanique quantique ne permet pas de prédire l'instant précis de la désintégration d'un noyau radioactif, seule sa probabilité de désintégration, appelée constante radioactive - λ , est définie. On écrit :

$$dN = N\lambda dt$$

ce qui donne la loi de décroissance exponentielle :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (5.35)$$

où t est le temps, $N(t)$ est le nombre de noyaux présents à l'instant t , N_0 est le nombre de noyaux à l'instant $t = 0$ et dN le nombre de désintégrations se produisant pendant le temps dt . Pendant longtemps de nombreuses expériences ont montré que la constante radioactive est une constante, qui ne peut être changée sous l'influence d'aucune force, pression, température etc. Des expériences plus récentes ont montré que cette affirmation n'était pas tout à fait exacte.

5.4.2 Variation de la constante radioactive

En 1947 il a été suggéré par Emilio Segré [Segré 47] et Daudel et al. [Daudel 47] que la décroissance par capture électronique devrait varier en fonction de la forme moléculaire dans laquelle se trouve l'élément chimique radioactif. En effet, la probabilité de présence des électrons orbitaux au sein du noyau atomique $|\Psi(0)|^2$ peut changer en fonction des liaisons chimiques, ce qui induit un changement de durée de vie. Très vite, dès 1949 ([Segré 49] et [Benoist 49]) cette prédiction se trouva vérifiée avec une première preuve expérimentale. Ils ont prouvé qu'il existe un changement de demi-vie du ^7Be entre du ^7Be métallique et du ^7Be dans différents composés chimiques (BeF_2 , BeCl_2 et BeO). Le changement relatif a été de 10^{-3} à 10^{-2} . Ainsi dans certain cas, il est possible de modifier la constante radioactive. Il existe des expériences très modernes de ce type, comme par exemple avec la mesure du changement du taux de décroissance du ^7Be placé dans les différentes positions d'une molécule de fullerène C_{60} refroidie à très basse température [Ohtsuki 07]. Peut-être le cas le plus étonnant de la variation du taux de désintégration est l'étude de la décroissance dite β^- états liés [Jung 92, Bosch 96], où par exemple le noyau de ^{163}Dy , qui est stable lorsque l'atome est neutre, devient radioactif dans son état complètement ionisé $^{163}\text{Dy}^{+66}$, avec une demi-vie de seulement 47 jours ! Cet effet a été également prédit il y a longtemps par Daudel et al. [Daudel 47].

5.4.3 Désintégration alpha

Les premières considérations théoriques sur la désintégration alpha remontent à 1928 lorsque Gamow a employé la méthode WKB pour calculer la probabilité de transition d'une particule alpha à travers la barrière coulombienne d'un noyau. Ici nous ne considérerons ni le nombre de particules alpha dans le potentiel nucléaire ni le nombre de tentatives de la particule alpha pour pénétrer la barrière coulombienne, aucun de ces deux paramètres ne pouvant être influencé par l'écrantage électronique. Par conséquent, nous ne considérons que l'influence de l'écrantage sur la probabilité de transmission d'une particule alpha à travers la barrière coulombienne du noyau. Cette probabilité de transmission T peut être calculée avec la formule WKB :

$$T = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{R_n}^{R_t} \sqrt{2m_\alpha(E_C(r) - E_\alpha)} dr}, \quad (5.36)$$

où $E_C(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_\alpha Z_d e^2}{r}$ est l'énergie de Coulomb (Z_d est le numéro atomique du noyau fils); $R_t = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_\alpha Z_d e^2}{E_\alpha}$ est le point de rebroussement d'une particule alpha avec une énergie E_α (voir la figure 5.1) et R_n est le rayon du noyau. En utilisant l'approximation que $R_t \gg R_n$, l'équation 5.36 devient très simple :

$$\lambda_\alpha \approx \frac{1}{T} \approx e^{+\sqrt{\frac{8Z_d Z_\alpha e^2 m_\alpha}{\hbar^2}} b}. \quad (5.37)$$

où b est le parcours de la particule alpha à travers la barrière coulombienne (en fait $b \approx R_t$). La probabilité de transmission dépend de façon exponentielle de R_t le point de rebroussement.

5.4.4 Influence de l'écrantage électronique sur la désintégration alpha

Puisque l'écrantage électronique produit une longueur de tunnel plus courte pour la particule alpha à travers la barrière coulombienne, donc un R_t plus petit, de la relation 5.37 on peut conclure que

l'écrantage augmente la probabilité de désintégration (ex. [Kettner 06, Raiola 07]), et diminue la durée de vie des noyaux radioactifs.

Toutefois, selon N. Zinner l'écrantage produit aussi un abaissement du niveau d'énergie de la particule alpha dans le noyau de la valeur $V_{scr}(0) = \Delta U = e^2 Z_1 Z_2 / R_{scr}$ [Zinner 07], donc finalement le Q_α de la désintégration, ce qui a pour effet d'augmenter la longueur du tunnel de la particule alpha. Selon Zinner, au final l'écrantage électronique a pour effet de baisser la probabilité de désintégration au lieu de l'augmenter. Cette approche a été critiquée par Czerski et al. [Czerski 08] puisque l'énergie cinétique des particules alpha dans le noyau est de l'ordre de ~ 100 MeV, donc beaucoup plus élevée que l'énergie cinétique des particules alpha à l'extérieur du noyau qui est de l'ordre de ~ 5 MeV. Ainsi, l'écrantage doit être traité d'un point de vue dynamique, ce qui implique que l'écrantage de la particule alpha dans le puits nucléaire est beaucoup plus faible que celui supposé par le modèle stationnaire et "peut être négligé en première approximation". Cependant, cette affirmation n'est pas bien développée dans la référence mentionnée et reste donc discutable.

Peu d'expériences ont été menées pour voir l'effet de l'écrantage électronique sur la décroissance alpha. Il y a eu quelques expériences pour voir si la décroissance alpha de noyaux radioactifs implantés dans un matériau métallique pouvait être influencée par les électrons libres :

- une expérience a montré un effet visible [Raiola 07] de $6,3\% \pm 1,4\%$
- une autre un effet moins visible [Jeppesen 07] de $0.30(17)\%$ et $0.42(21)\%$
- quelques publications sans effet visible [Severijns 07, Stone 07].

Dans toutes ces expériences il n'y avait pas de comparaison relative entre la demi-vie mesurée dans le métal et celle mesurée dans un isolant. Il existe une publication avec une comparaison entre l'effet mesuré dans un métal et celui mesuré dans un isolant, où aucun effet n'a été visible, mais avec une précision de mesure très faible de 3 % [Su 10]. Évidemment, il y a un manque de résultats expérimentaux pour donner une conclusion pertinente concernant l'effet d'écrantage sur la désintégration alpha dans les métaux.

Il est extrêmement important de comprendre les effets de l'écrantage sur les radioactivités, à cause des conséquences astrophysiques et industrielles que cela pourrait avoir. Il a été suggéré que la durée de vie pourrait diminuer fortement à basse température ce qui pourrait être utilisé au retraitement des déchets nucléaires [Kettner 06].

5.4.5 Radioactivité bêta

Dans la théorie de Fermi sur la radioactivité β [Fermi 33], la probabilité de décroissance est décrite par la *règle d'or de Fermi* :

$$\lambda_\beta = \frac{\hbar}{2\pi} |H'_{if}|^2 \rho(E_f), \quad (5.38)$$

où $|H'_{if}|^2$ est l'élément de matrice de la force de transition entre l'état initial i et l'état final f exprimé par l'intégration en volume :

$$H'_{fi} \equiv \int \Psi_f^* H' \Psi_i d\Omega; \quad (5.39)$$

et $\rho(E_f) = \frac{dn}{dE}$ est la densité d'états accessibles dans le système final autour de l'énergie finale E_f . On montre facilement que ce dernier facteur peut s'exprimer par la relation :

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{16\pi^2 V^2}{c^3 h^6} p^2 (E_0 - E)^2 dp, \quad (5.40)$$

où E_0 est égale à la valeur du Q de la décroissance, V correspond à un volume d'espace et p à la quantité de mouvement de l'électron (positron). Considérons maintenant l'élément de matrice H'_{fi} dans l'équation 5.39. L'état initial Ψ_i ne représentent que l'état initial d'un noyau ψ_i , tandis que l'état final Ψ_f comprend l'état final du noyau ψ_f , mais aussi les fonctions d'ondes de l'électron et du neutrino $\psi_e\psi_\nu$. Si nous négligeons la distorsion électromagnétique et en utilisant la condition $k_e R_n$ et $k_\nu R_n \ll 1$ (R_n étant le rayon nucléaire), la fonction d'onde normalisée d'un électron ou d'un neutrino est la suivante :

$$|\psi^*(r)| = |V^{-1/2} e^{ikr}| \approx V^{-1/2}, \quad (5.41)$$

Alors, pour H'_{fi} :

$$H'_{fi} = \frac{g_F}{V} \int \psi_f^* M \psi_i d\Omega = \frac{g_F}{V} M_{fi}, \quad (5.42)$$

où g_F est une constante fondamentale empirique appelée *constante de couplage de Fermi* ; toute la partie nucléaire est concentrée dans l'élément de matrice M_{fi} .

En réalité, la fonction d'onde d'un électron doit être corrigée par une distorsion électromagnétique décrit par la fonction de Fermi :

$$F(E, Z) = \frac{2\pi\eta}{1 - e^{-2\pi\eta}}, \quad \eta = \pm \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0\hbar v}, \quad (5.43)$$

où le signe + dans η correspond à un électron et le signe - à un positron. La fonction de Fermi est responsable pour les différences entre les spectres de décroissance β^- et β^+ .

En utilisant les équations 5.40, 5.42 et 5.43, on obtient :

$$\lambda = \left(\frac{g_F^2}{2\pi^3} \frac{m_e^5 c^4}{\hbar^7} \right) |M_{fi}|^2 \int_1^{W_0} F(W, Z) (W^2 - 1)^{1/2} (W_0 - W)^2 W dW, \quad (5.44)$$

où nous avons utilisé l'énergie totale $W \equiv \frac{E + m_e c^2}{m_e c^2}$ et pour $E = E_0$, $W_0 \equiv \frac{E_0 + m_e c^2}{m_e c^2}$. L'intégrale à droite de l'équation 5.44 est appelée *la fonction intégrale de Fermi* $f(W_0, Z)$ et elle n'a pas de solution analytique (sauf dans le cas où $Z = 0$), mais elle est très bien tabulée (voir référence [Venkataramaiah 85] et les références citées). Aujourd'hui, les valeurs f (ou $\log ft$) peuvent facilement être calculées avec des codes disponibles librement (ex. [Log 01]). En première approximation, la fonction $f(W_0, Z)$ est proportionnelle à W_0^5 , et à des énergies plus faibles elle augmente encore plus rapidement. Souvent, la probabilité de décroissance est exprimée par la *demi-vie* $T_{1/2}$ et avec $f(W_0, Z)$, ils définissent *la demi-vie comparative*, que l'on appelle la valeur ft :

$$ft = f(W_0, Z) T_{1/2} = \left(\frac{2\pi^3}{g_F^2} \frac{\hbar^7}{m_e^5 c^4} \right) \frac{\ln 2}{|M_{fi}|^2} \approx \frac{5000s}{|M_{fi}|^2} \quad (5.45)$$

G. Gamow et E. Teller ont proposé un nouveau modèle de la décroissance bêta en essayant d'expliquer les difficultés observées avec les spins attribués aux membres de la famille du thorium [Gamow 36]. Ils ont introduit une transition dépendant du spin, associée à une nouvelle constante de couplage, dite de Gamow-Teller (GT), g_{GT} . L'élément de la matrice nucléaire de la décroissance β est alors définie comme :

$$|M_{if}|^2 = g_F^2 |M_F|^2 + g_{GT}^2 |M_{GT}|^2 \quad (5.46)$$

5.4.6 Influence de l'écrantage électronique sur la radioactivité bêta

Nous allons d'abord remarquer qu'il y a deux types de décroissance bêta, β^+ et β^- , qui impliquent l'émission de particules de charges opposées. Intuitivement, on peut supposer que l'écrantage coulombien du noyau aura des conséquences contraires sur ces deux types de décroissance. Naïvement, on peut penser que la présence d'électrons chargés négativement dans un environnement proche du noyau va "attirer" l'émission d'une particule positive (positron) et retarder l'émission de l'électron.

Si on considère la décroissance β d'un noyau père sur un état du noyau fils, le temps de vie partiel t pour cette décroissance se calcule suivant la formule 5.45. L'écrantage électronique est trop faible pour influencer l'organisation interne du noyau, il n'a donc aucun effet sur l'élément de matrice nucléaire $|M_{if}|^2$. L'écrantage peut influencer le facteur f (la fonction intégrale de Fermi) de deux façons :

- D'une part en modifiant la fonction $F(W, Z)$ pour la distorsion électromagnétique (voir formule 5.44). On considère que l'effet de ce changement est négligeable. En effet, cette fonction est modifiée notablement uniquement aux énergies les plus petites où l'impact est le plus faible.
- D'autre part, en changeant la valeur W_0 (borne supérieure de l'intégrale). En effet, l'énergie libérée lors de la décroissance bêta peut être calculée à partir des masses :

$$Q_{\beta^\mp} = M(A, Z)c^2 - M_{\mp 1}(A, Z \pm 1)c^2 - m_e c^2, \quad (5.47)$$

où $M(A, Z)$ est la masse de l'atome parent, $M_{\mp 1}(A, Z \pm 1)$ est la masse de l'atome fils avec un électron manquant (ou un électron de plus) et m_e est la masse de l'électron (positron). Il est évident que l'énergie libérée dépend de l'état de charge des noyaux, et de l'énergie d'écrantage. On peut calculer approximativement l'influence de l'écrantage sur le taux de décroissance bêta en considérant la dépendance de la densité des états accessibles dans le système final comme $\rho(E = Q) \sim Q^5$. Beaucoup d'auteurs (en fait, toutes les publications dans le tableau 5.4 où un effet d'écrantage sur la décroissance bêta a été observé) ont estimé l'effet comme étant égal à :

$$f \approx \frac{(Q - U_{scr})^5}{Q^5}, \quad (5.48)$$

où U_{scr} est l'énergie d'écrantage. La manière exacte de calculer l'effet d'écrantage sur le taux de décroissance est de recalculer la valeur ft pour la nouvelle valeur $Q' = Q - U_{scr}$. Suivant les cas calculés, on obtient des changements de durée de vie de l'ordre du pour-cent.

Jusqu'à ce jour, aucune publication n'a discuté de l'effet de l'écrantage sur les rapports d'embranchement des décroissances β . Puisque chaque branche de désintégration a un Q effectif différent, il est évident que l'écrantage va avoir un effet différent pour chaque branche, et donc il est probable que les rapports d'embranchement vont changer. Le développement de cette idée et la mesure de ce changement sont deux des principaux objectifs de cette thèse.

5.5 Brève revue des expériences menées sur l'influence de l'écrantage sur la décroissance bêta

Dans le tableau 5.4 on peut voir un bilan de toutes les expériences connues à ce jour et menées dans le but d'étudier l'effet de l'écrantage électronique sur la décroissance bêta. Dans toutes ces expériences, les noyaux radioactifs ont été implantés dans différents matériaux, et c'est la durée de vie qui

a été mesurée avec précision. On remarque immédiatement que la plupart des expériences ont tenté de vérifier l'influence de la température sur l'effet d'écrantage (variation de la durée de vie en fonction de la température), et non l'influence de l'environnement sur l'écrantage (variation de la durée de vie pour deux matériaux hôtes différents). Une seule publication traite la comparaison relative entre la décroissance dans un hôte métallique et un hôte isolant. Quand un effet est observé, il n'est pas très différent de l'effet prédit avec le modèle de Debye. Cependant, comme il a déjà été mentionné, il n'est pas correct de considérer les électrons comme des particules classiques et d'utiliser le rayon de Debye pour expliquer l'effet d'écrantage observé dans la décroissance de noyaux radioactifs implantés dans des matériaux métalliques. Ces résultats sont donc très étonnants.

Quoique 15 expériences ont été menées, peu d'entre elles peuvent être comparées directement. Seules les expériences 1 et 3 peuvent être comparées, donnant un effet positif mais différent, et les expériences 9, 10 et 11 qui donnent des résultats contradictoires. Dans les expériences 14 et 15 les noyaux implantés sont à la fois radioactifs bêta plus et bêta moins. Toutefois, dans l'expérience 14, les auteurs n'ont mesuré que la branche β^+ puisque la branche β^- va vers l'état fondamental ne donnant aucun rayonnement gamma. Dans l'expérience 15, ils ont mesuré la décroissance de l' ^{74}As qui a trois voies de désintégration : β^+ , β^- et la capture électronique, chacune ayant un rapport d'embranchement d'environ 30 % et chaque de ces voies ayant deux niveaux d'embranchement pertinents. Deux rayonnements gamma ont été comparés, l'un provenant de la décroissance β^- et l'autre provenant de la branche β^+ et la capture électronique. Même si c'était une sorte de mesure du rapport d'embranchement, il n'a pas été examiné comment l'écrantage modifie le rapport d'embranchement dans un tel schéma de décroissance si compliqué. De plus, il faut rappeler qu'aux températures mesurées (250 mK) le tantale est dans une phase supraconductrice. Si l'on considère l'activité de l'implantation en ^{74}As , il n'est pas clair si l'état supraconducteur du matériau a été conservé ou pas. Les auteurs n'ont pas fait de commentaire sur cette question.

5.6 Décroissance bêta dans un supraconducteur

De nombreuses expériences ont été menées pour étudier l'effet de l'écrantage électronique sur des noyaux radioactifs décroissants par radioactivité bêta, ces noyaux étant implantés dans divers matériaux, et une seule expérience a été menée (involontairement) en utilisant un matériau dans l'état supraconducteur. La question est : est-ce que le fait que le matériau soit dans une phase supraconductrice peut avoir un effet particulier sur l'écrantage électronique ?

5.6.1 Brève introduction à la physique des supraconducteurs

La supraconductivité est l'état de la matière lorsque sa résistivité électrique devient *exactement* zéro. Une fois établi, le courant électrique dans une bobine supraconductrice ne change jamais (pendant des années), et ceci a été prouvé expérimentalement. Dans les métaux "normaux", les impuretés empêchent que la résistivité tombe à zéro, même lorsque la température est égale à zéro. Dans le cas des supraconducteurs, lorsque la température est inférieure à la température critique T_c une transition de phase se produit et le matériau est transformé en un supraconducteur. A ce moment, la résistivité tombe brusquement à zéro, indépendamment de la présence d'impuretés. Historiquement, la supraconductivité a été découverte en 1911 par Heike Kamerlingh Onnes, qui étudiait la résistance du mercure solide. Une théorie microscopique de la supraconductivité a été proposée en 1957 par Bardeen, Cooper et Schrieffer,

TABLE 5.4: Vue d'ensemble des expériences menées sur l'influence de l'écrantage sur la décroissance bêta et la capture électronique. La colonne "Effet observé" est une comparaison entre l'effet mesuré et la prédiction théorique du modèle de Debye (sauf pour la ligne 8, où la variation absolue est présentée).

N ₀	Nucleus	Décroissance	Hôte	Condition	Effet observé	Référence
1	²² Na	β^+	Pd	12K et 293K	20 %	[Limata 06a]
2	²² Na	β^+	Al	12K et 293K	pas d'effet	[Ruprecht 08b]
3	²² Na	β^+	Pd	15K et 293K	7,9 %	[Gang 08]
4	⁷ Be	CE	Pd et l'isolant LiO ₂ à 12K	Métal à 12K	82 %	[Wang 06]
5	⁷ Be	CE	In et l'isolant LiO ₂ à 12K	Métal à 12K	64 %	[Wang 06]
6	⁷ Be	CE	Pd, W, Zr, Ta comparé à la valeur adoptée	Métaux à 293K	pas d'effet	[Limata 06b]
7	⁷ Be	CE	Cu	12.5K et 293K	pas d'effet	[Kumar 08]
8	⁷ Be	CE	C ₆₀	5K et 293K	1.5% absolu	[Ohtsuki 07]
9	¹⁹⁸ Au	β^-	Au	12K et 293K	12,5%	[Spillane 07]
10	¹⁹⁸ Au	β^-	Au	10K et 293K	pas d'effet	[Ruprecht 08a]
11	¹⁹⁸ Au	β^-	Au	19K et 293K	pas d'effet	[Goodwin 07]
12	¹⁹⁸ Au	β^-	Al-Au	12.5K et 293K	pas d'effet	[Kumar 08]
13	¹⁹⁸ Au	β^-	Au	12K et 293K	pas d'effet	[Fortak 10]
14	¹⁹⁶ Au	β^+	Au	10K et 293K	pas d'effet	[Ruprecht 08a]
15	⁶⁴ Cu	β^+	Cu	12K et 293K	pas d'effet	[Fallin 08]
16	⁷⁴ As	β^+	Ge, Ta	de 250mK à 293K	pas d'effet	[Farkas 09]

que l'on appelle aujourd'hui la théorie BCS [Bardeen 57]. Dans la théorie BCS, la supraconductivité est due à l'existence d'un superfluide de paires de Cooper. Les paires sont composées de deux électrons interagissant par l'échange de phonons formant un boson – la paire de Cooper. Les paires de Cooper ont été introduites par Leon Cooper [Cooper 56] qui a montré qu'une attraction même petite entre les électrons à travers un réseau métallique peut provoquer un état lié de paires d'électrons, abaissant leur énergie au-dessous de l'énergie de Fermi. Les supraconducteurs sont divisés en deux catégories : type I et type II. Pour le type I, il s'agit principalement de métaux et métalloïdes qui montrent au moins une certaine conductivité à température ambiante. Les températures critiques des supraconducteurs de type I sont très faibles, moins de 10K. Les supraconducteurs de type I sont bien expliqués par la théorie BCS. Pour les supraconducteurs de type II, il s'agit de composés métalliques, d'alliages et de matériaux céramiques. En général leurs températures critiques sont beaucoup plus élevées. De nos jours, la température critique du $(Tl_4Pb)Ba_2MgCu_8O_{13+}$ est rapporté pour être plus élevée que $0^\circ C$ [sup 11].

5.6.2 Influence de l'écrantage de paires de Cooper sur la décroissance bêta

Selon Gorter et Casimir et leur modèle à deux fluides [Gorter 34], la concentration de paires de Cooper se calcule suivant la formule : $n_e(1 - T^4/T_c^4)$, où n_e est la concentration des quasi-particules (électrons). Par conséquent, en utilisant l'équation 5.28 du rayon d'écrantage pour des particules suivant la statistique de Bose Einstein, le rayon d'écrantage R_{PC} produit par un fluide de paires de Cooper peut être exprimé comme suit :

$$R_{PC} \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{e^2 n_e \left(1 - \frac{T^4}{T_c^4}\right)}}. \quad (5.49)$$

Contrairement au cas d'un fluide d'électrons quasi-libres d'un matériau métallique, le fluide de paires de Cooper produit un écrantage qui augmente indéfiniment lorsque la température diminue, le rayon d'écrantage diminuant comme \sqrt{T} . Cet effet a été appelé "superscreening" et a été prédit par Stoppini en 1991 [Stoppini 91]. Cette vision, même naïve, du comportement particulier se produisant dans un supraconducteur, mérite une étude expérimentale.

5.6.3 Les changements de la probabilité de décroissance et du rapport d'embranchement dans un environnement supraconducteur

Le calcul du changement de la demi-vie et du rapport d'embranchement d'une décroissance bêta en raison de l'effet d'écrantage n'a jamais été publié. C'est d'ailleurs la première fois que quelqu'un discute du changement du rapport d'embranchement. Nous l'avons mené de la manière suivante. Dans un premier temps la valeur ft de chaque branche de décroissance a été calculée en utilisant les valeurs connues de la durée de vie du noyau et des rapports d'embranchement (valeurs supposées connues sans effet d'écrantage). En général, ces valeurs de ft sont déjà disponibles sur les bases de données, sinon des programmes de calcul sont disponibles sur internet (voir par exemple [Log 01]). On sait que $\text{Log}ft = \text{constante}$ pour chaque branche, et que cette constante dépend du recouvrement des fonctions d'onde nucléaires qui doivent rester constantes même si un effet d'écrantage est appliqué. Ensuite, on a calculé la valeur de la fonction f en utilisant la nouvelle valeur de Q due à l'effet d'écrantage : $Q' = Q - U_{scr}$. De la valeur mesurée de ft et calculée de f , il est possible de calculer une nouvelle valeur de demi-vie partielle t du noyau subissant un effet d'écrantage. Avec toutes les nouvelles demi-vies partielles calculées pour

TABLE 5.5: Les changements attendus de la durée de vie et des rapports d'embranchement de ^{19}O induits par un effet d'écrantage. Ici, seul le potentiel d'écrantage sur le noyau parent a été considéré, ce qui donne $U_{scr} = -18\text{keV}$.

	Phase normal	Phase supraconductrice	Difference
Demi-vie	26,48s	27.09s	+2,3%
BR de l'état à 197 keV	45,4%	45,6%	+0,44%
BR de l'état à 1554 keV	54,4%	54,3%	-0,18%
BR de l'état à 4377 keV	0,098%	0,086%	-12,2%

chaque branche $T_{1/2}^{(i)}$, nous pouvons calculer la nouvelle demi-vie $T_{1/2}^\beta$ en utilisant l'équation suivante :

$$\lambda_\beta = \sum_i \lambda^{(i)} \quad \text{ou} \quad \frac{1}{T_{1/2}^\beta} = \sum_i \frac{1}{T_{1/2}^{(i)}}, \quad (5.50)$$

où $\lambda^{(i)}$ est la probabilité de décroissance partielle de la branche i et λ_β la probabilité totale de la décroissance beta. On peut aussi calculer les nouveaux rapports d'embranchement $BR^{(i)}$ en utilisant l'équation suivante :

$$BR^{(i)} = \frac{\lambda^{(i)}}{\lambda_\beta} \quad \text{ou} \quad BR^{(i)} = \frac{T_{1/2}^\beta}{T_{1/2}^{(i)}}, \quad (5.51)$$

Dans le cas d'un matériau supraconducteur, en utilisant le rayon d'écrantage induit par des paires de Cooper R_{PC} (équation 5.49) on peut estimer l'énergie d'écrantage :

$$U_{scr} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_e Z_t e^2}{R_{PC}} \quad (5.52)$$

où $Z_e = \pm 1$ (+1 pour un positron et -1 pour un électron) et Z_t est le numéro atomique du noyau implanté.

5.7 Les changements attendus de la probabilité de décroissance de ^{19}O et du ^{19}Ne et le changement attendu du rapport d'embranchement de ^{19}O dans un environnement supraconducteur

L'influence de l'environnement supraconducteur sur la décroissance bêta et le rapport d'embranchement a été expliquée dans la section 5.6.3. Pour prendre un exemple, on utilise cette méthode pour calculer le cas de la décroissance de ^{19}O et du ^{19}Ne . Si l'on suit l'estimation appliquée dans les publications antérieures – où uniquement le potentiel d'écrantage sur le noyau parent était considéré, on obtient le potentiel d'écrantage induit par les bosons chargés de $U_{scr} = -18\text{keV}$. Les changements attendus du temps de vie et des rapports d'embranchement de ^{19}O pour ce potentiel d'écrantage sont indiqués sur la table 5.5. Dans le cas du ^{19}Ne , on calcule que l'énergie d'écrantage est de 22,5 keV et le changement attendu de sa demi-vie est de -4,3% ($T_{1/2} = 16.48\text{s}$ au lieu de $T_{1/2} = 17.22\text{s}$).

TABLE 5.6: Les changements attendus de la durée de vie et des rapports d'embranchement de ^{19}O induits par l'effet d'écrantage dans un environnement supraconducteur. Ici, les potentiels d'écrantage sur le noyau parent et sur le noyau fils sont considérés, ce qui donne $U_{scr} = -2.25\text{keV}$.

	Phase normal	Phase supraconductive	Difference
Demi-vie	26,48s	26,59s	+0,4%
BR de l'état à 197 keV	45,4%	45,47%	+0,15%
BR de l'état à 1554 keV	54,4%	54,43%	+0,05%
BR de l'état à 4377 keV	0,098%	0,0966%	-1,43%

Toutefois, nous avons réalisé que cette façon de calculer un potentiel d'écrantage n'était pas tout à fait correcte, puisque le noyau père ainsi que le noyau fils sont tous les deux soumis à un écrantage. Cet aspect peut être pris en compte dans l'estimation de la valeur Q de réaction de la façon suivante :

$$Q_{scr} = [M(A, Z)c^2 - U_{scr}(Z)] - [M_{-1}(A, Z \pm 1)c^2 - U_{scr}(Z \pm 1)] - m_e c^2. \quad (5.53)$$

On rappelle que l'énergie d'écrantage peut s'écrire : $U_{scr} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_e Z e^2}{R_{scr}}$, où $Z_e = 1$ est la charge de l'électron ; Z est le numéro atomique du noyau considéré et R_{scr} correspond au rayon d'écrantage. En substituant cette expression dans l'équation 5.53, on obtient :

$$Q_{scr} = Q_\beta - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_e(Z - (Z - 1))e^2}{R_{scr}} = Q_\beta - U_{scr}(Z = 1). \quad (5.54)$$

Cette dernière équation montre que l'énergie d'écrantage ne dépend pas du numéro atomique du noyau considéré, et qu'elle est toujours égale à l'énergie d'écrantage du noyau d'hydrogène. Ce fait n'a jamais été discuté précédemment dans aucune publication, seul l'écrantage du noyau père avait été considéré. Le potentiel d'écrantage réel est inférieur à celui calculé pour le noyau père seul. En utilisant le rayon de Debye pour un supraconducteur refroidi à 4 K, on calcule que l'énergie d'écrantage est égale à 2,25 keV, au lieu de 22,5 keV dans le cas du noyau père seul. Les changements attendus de la durée de vie et des rapports d'embranchement de ^{19}O sont présentés dans la table 5.6 pour le cas où les potentiels d'écrantage des deux noyaux, du parent et du noyau fils, sont considérés. Dans le cas du ^{19}Ne , pour cette énergie d'écrantage, le changement de demi-vie attendu est de -0.5% ($T_{1/2} = 17.13\text{s}$ au lieu de $T_{1/2} = 17.22\text{s}$).

5.8 Conclusion

En résumé, l'écrantage électronique, produit par les électrons atomiques ou les électrons d'un plasma ou les électrons libres d'un matériau métallique, modifie les sections efficaces des réactions nucléaires à basse énergie impliquant des particules chargées, en particulier des réactions d'intérêt astrophysique et des réactions de fusion thermonucléaire. Dans plusieurs expériences, l'effet mesuré de l'écrantage atomique se situe au dessus de la valeur limite maximale calculée avec le modèle adiabatique, ce qui est très énigmatique. L'écrantage modifie également les probabilités de décroissances

radioactives avec émission de particule chargée. Cet effet est potentiellement important pour le retraitement des déchets nucléaires. Plusieurs expériences ont observé que des noyaux radioactifs implantés dans des matériaux métalliques refroidis manifestent un changement de durée de vie de quelques pourcents, ce qui est également très énigmatique puisque ces valeurs sont en désaccord avec les prédictions du modèle de Thomas-Fermi qui doit s'appliquer pour les électrons libres du matériau métallique.

Dans le cadre de cette thèse, on propose d'étudier l'influence d'un environnement supraconducteur sur la radioactivité bêta. On peut s'attendre à des effets différents de ceux observés dans des matériaux métalliques puisque la statistique des paires de Cooper est fondamentalement différente de la statistique de Thomas-Fermi des électrons libres. Aucune expérience n'a jamais été consacrée à mesurer l'effet d'écrantage sur des noyaux radioactifs émetteurs de bêta implantés dans des supraconducteurs. De plus, jusqu'à ce jour aucune publication n'a discuté, ni mesuré, l'effet de l'écrantage sur les rapports d'embranchement des décroissances β . Le développement de ces idées et la mesure de ce changement sont deux autres principaux objectifs de cette thèse.

Description du montage expérimental

6.1 Abstract

Our original intention was to measure the relative change of the half-life and decay branching ratios of ^{19}O ions implanted in some superconducting material in the superconducting phase and in the normal phase. The objective was to achieve a precision of measurements of half-lives of 10^{-3} , in order to confirm the predicted change (see section 5.7). Thanks to the fact that we achieved higher detection efficiency ($\sim 3.5\%$) than the expected one ($\sim 1\%$) and also that the intensity of the ^{19}O beam was at the maximal expected rate of 10^5 pps, we had enough time to measure the decay of ^{19}Ne in a metal and a superconductor and also to measure the decay of both ^{19}Ne and ^{19}O in an insulator, but for a shorter time.

Motivations

In order to cross-check possible existence of the screening effect, we needed to select a nucleus which decays by at least two branches. Namely, when a nucleus decays to few excited state of the daughter nucleus, there are different Q-values of the beta decay for each branch (see the figure 6.1). The screening energy is the same for each branch since the parent and the daughter nuclei are the same. Whereas each branch has its own Q-value, the ratio of U_{scr}/Q will be different for each branch. This implies that the existence of the screening energy necessarily change the branching ratios of the beta decay. This is the first time that this effect is described. Thus three major conditions were considered regarding the choice of the implanted nuclei : the availability of the considered radioactive beam, the convenient duration of the half-life and the existence of the convenient decay branches. Of all available beams at GANIL with the SPIRAL1, ^{19}O was the most suitable regarding all specified conditions.

Regarding the implantation material, we considered low (metallic) and high (ceramic) temperature superconductors (SC) and we chose the metallic one for few reasons. First the concentration of the “free electrons” is much higher in metallic superconductors which implies higher screening potentials. Second, the metallic SC are homogeneous, while the ceramic ones are not, and it is not still clear if these superconductors are superconductors as a whole or just some lattice planes are responsible for the superconduction. And third, metallic SC are less fragile regarding the exposure to irradiation by heavy ions. Finally, we chose niobium since it has the highest critical temperature among all metallic superconductors.

The measurement was organized as a sequence of beam implantations followed by measurements with beam put off. The implantation lasted for two half-lives of the given nucleus and the measurement lasted for 20 half-lives. Each hour we were changing the temperature and thus the phase (superconducting or normal) in order to minimize influence of any fluctuation or systematic effect on a relative ratio between the measured decay probabilities in the two phases.

Estimation of the damage of the superconductor induced by the beam

The superconductive phase is relatively fragile, so we had to estimate the effect of the beam implantation since it is a destructive technique and it could break the superconducting phase. The effect of the irradiation could manifest in two phenomena : a target heating and a lattice damage of a target. By simple calculation it was realized that the beam intensity is not sufficient to heat up the target and to break the superconducting phase. However, it was necessary to calculate the accumulating lattice damage by the beam and to estimate maximal irradiation of the target. We performed SRIM simulations to estimate the level of damage induced by the beam and it was observed that for the irradiation needed to obtain the desired precision of measurement, the number of displacements-impurities correspond to a maximum of 10 ppm, which is negligible.

Experimental setup

The setup of the experiment was quite simple. It was intended to measure the decay curve repeating the implantation-measurement cycles until we achieve enough statistics to obtain the precision of the measurement of 0.1%. It was supposed to measure the half-life with the germanium EXOGAM detectors, however due to some claims about unreliability of germanium detectors in precise measurement of half-lives [Barker 04], it was decided to measure the half-life using a plastic scintillator and scalers and to measure the branching ratios with the germanium detectors. For the cooling of our target we used the OptistatCF-VTM cryostat of Oxford Instruments (figure 6.4). We used the cryostat in so called “pull mode” with the GF4 pump, when the minimal attainable temperature is 3.2 K which was very convenient since the critical temperature of Nb is 9.2K.

6.2 Introduction

Les motivations de cette expérience ont été exposées dans le chapitre précédent. Il s’agit de mesurer précisément la durée de vie d’un noyau implanté dans un matériau supraconducteur, et de voir si cette durée de vie varie lorsque l’on passe de la phase normale à la phase supraconducteur. Les principaux critères de choix concernant l’expérience (nature du noyau radioactif, matériau d’implantation, déroulement de l’expérience) sont exposés dans le début de ce chapitre. Ensuite, on a expliqué le processus d’implantation des noyaux radioactifs et la mesure des décroissances de ces noyaux après chaque implantation. Une section est consacrée à l’explication et l’estimation des dommages causés par le faisceau afin de s’assurer que ces dommages ne détruiront pas l’état supraconducteur de la cible. Le dispositif expérimental avec tous les détecteurs utilisés est aussi décrit. Finalement, on a estimé les changements de demi-vies et de rapports d’embranchement attendus entre la phase métallique et la phase supraconductrice.

6.3 Le choix du noyau radioactif

Dans le but de mesurer un effet d’écrantage, il était nécessaire de choisir un noyau radioactif convenable pour la mesure de sa durée de vie. Afin de confirmer l’existence d’un éventuel effet d’écrantage, nous avons recherché un second effet observable, autre que le changement de durée de vie. Nous avons proposé de mesurer les rapports d’embranchement de la décroissance beta, qui devraient en principe également varier selon la phase du matériau (supra ou pas). À savoir, quand un noyau se désintègre

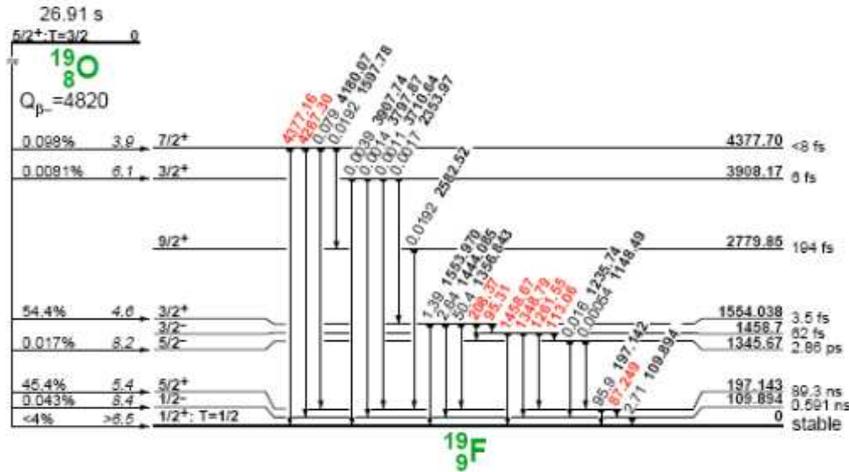
sur plusieurs états excités du noyau fils, les valeurs effectives des Q de décroissance beta sont différentes pour chaque branche. Le potentiel d'écrantage est identique pour chaque branche puisque le parent et le noyau fils sont toujours les mêmes. Considérant que chaque branche possède sa propre valeur Q , le rapport de U_{scr}/Q sera différent pour chaque branche. Cela implique que l'existence d'un potentiel d'écrantage change forcément les rapports d'embranchement de la décroissance bêta. Si l'on découvrait un changement de la demi-vie des noyaux implantés dans un supraconducteur, l'observation d'un changement approprié des rapports d'embranchement confirmerait cette découverte sans ambiguïté. Nous sommes les premiers à faire cette proposition et à tenter d'observer un effet. Dans ce cas, il était nécessaire de rechercher un noyau décroissant par bêta avec au moins deux branches.

Dans le choix du noyau radioactif, nous avons choisi de prendre un noyau produit et accéléré par SPIRAL 1 au GANIL pour la principale raison que le faisceau radioactif pourra être très pur, non contaminé par d'autres noyaux. La liste de faisceaux disponible sur SPIRAL 1 est limitée à des noyaux non métalliques. Dans les autres laboratoires, les mesures de changement de demi-vie ont été réalisées uniquement avec les noyaux métalliques. En vérité, il n'est pas nécessaire que le noyau radioactif soit métallique pour avoir cet effet d'écrantage, ce qui a été confirmé par C. Rolfs [Rolfs 08]. En outre, dans le choix du noyau radioactif il faut que la combinaison de la demi-vie et l'intensité du faisceau puisse permettre de mesurer la demi-vie avec une précision de 0,1 % au cours d'une durée raisonnable de mesure de quelques UT ("Unité de Temps" égale à 8 heures). Par exemple, on considéra une intensité de faisceau de 10^5 pps, une demi-vie de 1 min ($\lambda = 0,01155$ 1/s), un temps d'implantation de 2 min et une efficacité de détection de 1 %. Le nombre total de désintégrations détectées est égale au nombre de noyaux implantés lorsque la mesure commence fois l'efficacité de détection, en supposant que la durée de la mesure est suffisamment longue pour observer toutes les décroissances. Le nombre d'ions présents après 2 minutes d'implantation est de $n = (1 - e^{-\lambda \times 2min}) \times 10^5 pps / \lambda$, donc le nombre de décroissances mesurées est égal à $n \times 0.01 \approx 7,4 \cdot 10^4$. Pour obtenir une précision de mesure de 0,1 %, on a besoin de 10^6 événements détectés, ce qui signifie qu'on a besoin de $10^6 / 7,4 \times 10^4 \approx 14$ cycles d'implantation et de mesure. Si chaque mesure dure 20 fois la demi-vie du noyau (20 minutes), on a besoin de $(20+2)$ minutes \times 14 cycles \approx de 5 heures de mesure.

De tous les faisceaux disponibles, l'oxygène-19 était le plus approprié en ce qui concerne toutes les conditions nécessaire. L'intensité de faisceau possible de ^{19}O est de 10^5 pps, sa demi-vie est de 26,5 s, il y a trois branches de la décroissance bêta importantes pour notre mesure (la valeur de Q de 197 keV avec 45,4%, 1554 keV avec 54,4% et 4377 keV avec 0.098%). Le schéma de décroissance du ^{19}O est représenté sur la figure 6.1. Notre intention initiale était de mesurer la variation relative de la demi-vie et des rapports d'embranchement de la décroissance d'ions de ^{19}O implantés dans un matériau supraconducteur dans la phase supraconducteur et dans la phase normale. Grâce à une efficacité de détection ($\sim 3.5\%$) plus grande que celle prévue ($\sim 1\%$) et grâce au fait que l'intensité du faisceau de ^{19}O était à son niveau maximal prévu de quelques 10^5 pps, nous avons eu assez de temps pour mesurer également la décroissance de ^{19}Ne . De plus, nous avons aussi réussi à mesurer la décroissance de ces deux noyaux ^{19}Ne et ^{19}O dans un isolant à température ambiante.

6.4 Le choix du matériau supraconducteur

Nous avons considéré deux types de supraconducteurs (SC) : un SC métallique de type I et un SC de haute température de type II. On a considéré le plomb et le niobium comme SC métallique

FIGURE 6.1: Le schéma de décroissance de l' ^{19}O [Firestone 96]

car ce sont les seuls SC métalliques avec une température critique relativement haute (7.2K et 9.3K, respectivement) permettant l'utilisation d'un système de refroidissement simple à base d'hélium liquide. Comme SC de type II nous avons considéré le matériau $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ avec $T_c = 92$ K. Compte tenu du temps limité de l'expérience, il a été nécessaire de choisir un seul type de SC. Il est supposé que dans les cuprates¹ SC, donc $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ inclus, seule la partie CuO_2 est responsable de la SC. Comme il n'est pas possible de contrôler le lieu d'implantation dans le réseau du SC, nous avons décidé d'utiliser un SC métallique parce que leurs réseaux cristallins sont uniformes. En plus, il est connu [Pautrat 09] que les SC pérovskites (comme $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) sont sensibles aux dommages causés par l'irradiation. Donc, on s'est tourné vers les SC les plus robustes, les SC métalliques. Finalement nous avons choisi le niobium comme SC puisqu'il a la température critique la plus élevées de tous SC métalliques.

6.5 Les cycles de mesure

Nous avons décidé d'implanter les noyaux radioactifs pendant un temps de deux fois leur demi-vie, c'est à dire pour ^{19}O un temps de ≈ 60 s, et pour ^{19}Ne un temps de ≈ 35 s. Après ce temps d'implantation, l'activité des noyaux dans la cible atteint $1 - \exp(-2) \approx 85\%$ de la valeur maximale de l'activité qui correspond à la valeur de l'intensité du faisceau. Après l'implantation, nous avons mesuré les décroissances de ces noyaux. Nous avons choisi d'effectuer ces mesures pendant environ 20 fois la demi-vie du noyau — ~ 600 s pour le ^{19}O et ~ 350 s pour ^{19}Ne , ceci afin de mesurer toutes les décroissances des noyaux implantés mais aussi afin d'avoir une très bonne mesure du bruit de fond. Pour le contrôle du faisceau (présence pour l'irradiation / absence pour la mesure des décroissances) nous avons utilisé une simple horloge dont le signal était envoyé à la machine afin d'autoriser ou pas la présence de faisceau dans la salle. Dans le but de réduire les effets systématiques dans ce genre de mesure, nous avons décidé de changer toutes les heures le type d'environnement d'implantation. Ceci a été accompli par le changement de la température du supraconducteur : une basse température (4 K) pour la phase supraconducteur et une "haute" température pour la phase métallique. Il y a de nombreuses

1. Un cuprate est un composé chimique dans lequel du cuivre forme un anion.

sources d'erreurs systématiques possibles : variation de la position du faisceau, changement de gain des détecteurs, etc. Plus tard dans l'analyse il a été prouvé que cette méthode de changement régulier de la température de la cible a été très efficace pour réduire les erreurs systématiques.

6.6 Estimation des dommages causés par le faisceau

L'état supraconducteur d'un matériau est un état relativement fragile. L'implantation de noyaux est une technique plutôt destructive. Ainsi, il a été nécessaire d'estimer l'effet de l'implantation sur l'état supraconducteur. Cet effet destructif peut se produire de deux façons : par le réchauffement de la cible et par la production de dégâts dans le réseau cristallin de la cible.

Le réchauffement de la cible était très faible puisque le faisceau était relativement peu intense, le faisceau était défocalisé sur un diamètre de 1,5 cm, et le temps d'irradiation était court. Il est possible de quantifier l'augmentation de température du matériau d'une manière simplifiée. La puissance thermique du faisceau était de $\sim 10\mu\text{W}$. L'énergie déposée par le faisceau pendant 60 secondes est donc de $\sim 0,6\text{ mJ}$. La capacité thermique spécifique du niobium est de $24,6\text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. Nous faisons l'approximation que toute l'énergie du faisceau est déposée dans le volume qui correspond au pic de Bragg, dans une couche mince de $2\mu\text{m}$. La quantité molaire de cette couche est de $(1,5\text{cm})^2 \cdot \pi \cdot 0,0002\text{cm} \times (8,57\text{g}/\text{cm}^{-3}) / (92,9\text{g}\cdot\text{moles}^{-1}) = 1,3 \times 10^{-4}\text{ moles}$. Si l'on néglige la conduction thermique de cette couche, la variation de température de cette couche au bout de 60 s d'irradiation atteint la valeur de $0,6\text{mJ} / (1,3 \times 10^{-4}\text{ moles} \times 24,6\text{Jmoles}^{-1}\text{K}^{-1}) \approx 1,9\text{K}$. Ainsi, même avec une hypothèse irréaliste d'absence de conduction thermique, le faisceau n'était pas en mesure d'élever suffisamment la température du niobium pour casser la phase supraconductrice.

La détérioration du réseau cristallin en raison de l'irradiation semblait un problème plus sérieux. Chaque ion du faisceau incident produit des milliers de vacances (trous) et d'atomes interstitiels à l'intérieur du réseau. Les vacances et les atomes interstitiels agissent effectivement comme des impuretés. Nous avons calculé que la densité de défauts est la plus élevée autour du pic de Bragg, produisant au maximum $\sim 0,3$ déplacements par ion par Å (voir figure 6.2). On peut faire un calcul approximatif pour déterminer le taux d'impureté dû à l'irradiation. Avec un faisceau de 10^6 pps, on obtient $\approx 10^{11}$ ions implantés par jour. Prenons une couche de matériau de 1 Å au pic de Bragg, où les défauts sont au nombre de 0,3 déplacements par ion et par Å, cela donne $\approx 10^{11}$ déplacements dans cette couche. Le faisceau a un diamètre de 1,5 cm, ce qui donne un nombre de $\approx 10^{16}$ atomes de niobium dans le volume de la couche vu par le faisceau. Il y a donc un déplacement pour 100 milles atomes, cela correspond à une pollution de 10 ppm, ce qui est très faible.

Neumüller et al. [Neumüller 77] ont étudié l'effet de l'irradiation d'un matériau en niobium par des ions d'oxygène. Ils ont mesuré que la température critique finale s'abaisse très légèrement à 99% de la valeur originale de T_c après une irradiation de $1,3 \times 10^{16}$ ions d'oxygène par centimètre carré. Dans leur expérience l'énergie des ions d'oxygène était de 25 MeV, les ions pouvaient traverser une épaisseur de niobium de $5\mu\text{m}$. A cette énergie incidente le faisceau produit autour de 0,03 déplacements par ion par Å, soient 4×10^{14} déplacements par Å et par centimètre carré, ce qui est très supérieur à la valeur obtenue dans notre cas (9×10^9 déplacements par Å et par centimètre carré). On peut donc conclure que la température critique T_c du niobium n'a pas changé pendant notre expérience.

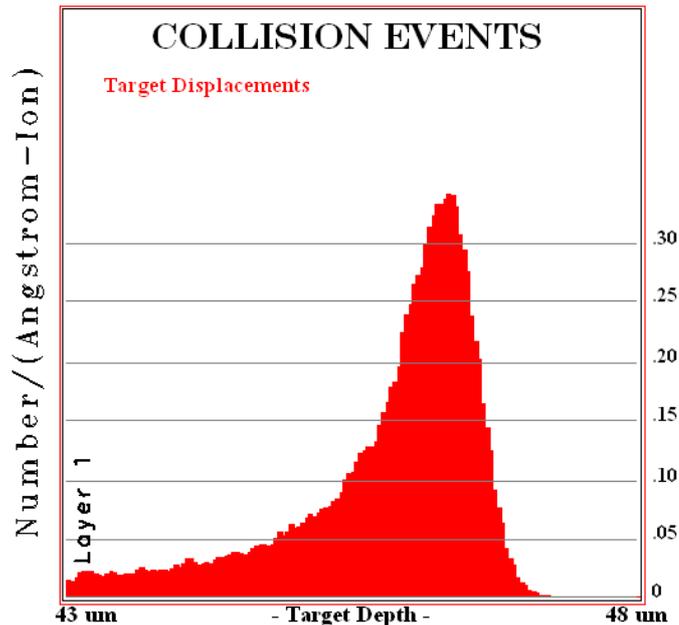


FIGURE 6.2: La densité de sites vacants dans le niobium induite par le faisceau d'oxygène à l'énergie de 6 MeV/u. Calculs effectués à l'aide du programme SRIM. Les dégâts sont les plus élevés au pic de Bragg.

6.7 Le dispositif expérimental

Le principe de l'expérience était très simple. Il était prévu d'implanter les ions dans le matériau supraconducteur et de mesurer la courbe de décroissance en répétant des cycles d'implantation / décroissance jusqu'à ce qu'on atteigne une statistique suffisante pour obtenir une précision de mesure de 0,1 % sur la durée de vie.

6.7.1 Les faisceaux

Les faisceaux ont été produits par l'installation SPIRAL au GANIL, et accélérés à l'énergie de 6 MeV/u. L'intensité du faisceau d' ^{19}O mesurée au niveau de la cible était $> 10^5$ pps. Le faisceau produit par SPIRAL était pollué par du ^{19}Ne à cause de la très faible différence de masse entre ces deux noyaux ($\sim 1/10000$). Ces noyaux ne peuvent pas être séparés avec le cyclotron CIME qui fonctionne également comme un séparateur avec une résolution de $1/2500$. Le faisceau était aussi pollué par du ^{19}F (différence de masse de $\sim 1/3600$). Une feuille d'épluchage (stripper), et même une seconde feuille d'épluchage ont été utilisées après CIME et avant le spectromètre alpha (en mode Z) pour sélectionner l'état de charge $^{19}\text{O}^{8+}$. Au cours de l'expérience, l'abondance de $^{19}\text{Ne}^{8+}$ dans le faisceau d' $^{19}\text{O}^{8+}$ était d'environ $\sim 1\%$ avec l'intensité du faisceau de $\sim 4 \times 10^5$ pps. Le faisceau a également été pollué par le faisceau stable de $^{19}\text{F}^{8+}$ (environ 50 %), ce qui n'a pas été important dans notre cas puisqu'un noyau stable ne peut pas influencer la mesure de la décroissance radioactive.

Un système basé sur une horloge (plusieurs module électronique "gate generators" connectés entre eux) a été utilisée pour contrôler le faisceau et les phases d'implantation et de mesure des décrois-

sances. Un signal de contrôle (beam off) a pu être enregistré dans l'acquisition. La taille du faisceau au niveau de la cible a été de 1,5 cm de diamètre. Le choix de la taille a été fait comme un compromis entre le fait que la fenêtre d'entrée du porte cible a été de 2,3 cm de diamètre et la nécessité d'augmenter la taille de la tache faisceau afin de diminuer la densité de dégâts dans le supraconducteur induits par le faisceau.

Grâce à l'intensité du faisceau relativement élevée que nous avons obtenue pour ^{19}O , et à une efficacité de mesure supérieure à celle prévue, il a été possible de mesurer aussi la décroissance du ^{19}Ne . Le faisceau de ^{19}Ne était pure puisqu'on a sélectionné l'état de charge 10+ (après l'éplucheur) pour lequel le fluor et l'oxygène sont exclus. L'intensité du faisceau de ^{19}Ne était de $\sim 10^6$ pps.

6.7.2 Le porte cible cryogénique

Pour le refroidissement de la cible, nous avons utilisé le cryostat OptistatCF-VTM de la marque Oxford Instruments (figure 6.4). Il s'agit d'un cryostat à écoulement continu d'hélium, et il permet d'obtenir des basses températures dans un environnement sous vide. La température minimale atteignable est de 2,3 K. On a utilisé le dispositif OptistatCF-VTM dans le mode "pull mode" en utilisant la pompe GF4, ce qui permet d'atteindre une température minimale de 3,2 K. Pour rappel, la température critique du Nb est de 9,2K. La régulation de la température a été obtenue grâce à un chauffage électrique, ce qui a permis un changement de température entre 3 K et 16 K en quelques secondes, et entre 4K et 90K en une minute. Le cryostat a été connecté directement sous vide à la ligne faisceau (figure 6.4(b)). Le porte cible était constitué d'une pièce massive en cuivre d'une épaisseur de 5 mm. Il était tourné d'un angle de 45 degrés par rapport à l'axe du faisceau afin d'obtenir le plus grand angle solide pour la détection des particules bêta (figure 6.4(b)). La température du porte cible pouvait être mesurée grâce à un capteur de température intégré. Le contrôle de la température a été fait via le régulateur de température ITC503. Ce régulateur a été connecté à un PC via une connection RS-232. Il était donc possible de mesurer et de contrôler la température de la cible à distance avec un autre PC. Pour cette régulation on s'est servi du logiciel "Maglab Measurement Software" d'Oxford Instruments. Le schéma du système de refroidissement complet est représenté sur la figure 6.5.

Le porte cible refroidi était isolé de l'environnement extérieur "chaud" par un écran froid et 5 fenêtres intérieures "isolantes" pour les rayonnements. Pour ces fenêtres, nous avons utilisé des feuilles en aluminium d'une épaisseur de 100 μm . Pour les fenêtres extérieures du cryostat, qui faisaient la séparation entre le vide intérieur et l'atmosphère extérieure, on a utilisé des disques d'aluminium d'une épaisseur de 2 mm. Pour la fenêtre extérieure donnant sur le détecteur scintillateur plastique utilisé comme détecteur de particules bêta, nous avons utilisé une feuille de Kapton¹ métallisée d'une épaisseur de 100 μm .

6.7.3 Les détecteurs

Dans un premier temps nous avons décidé de mesurer la demi-vie avec les détecteurs germanium EXOGAM. La mesure aurait été particulièrement simple puisqu'il aurait suffi de mesurer les raies de décroissance gamma correspondant aux différentes branches de la décroissance beta du noyau implanté, et de suivre leur évolution. Cependant, suite à la lecture de commentaires concernant les difficultés

1. Le Kapton est un poly-paraphénylène téréphtalamide, également connu sous le nom de Kevlar. Il est très résistant à la tension mécanique.

FIGURE 6.3: Le porte cible cryogénique.

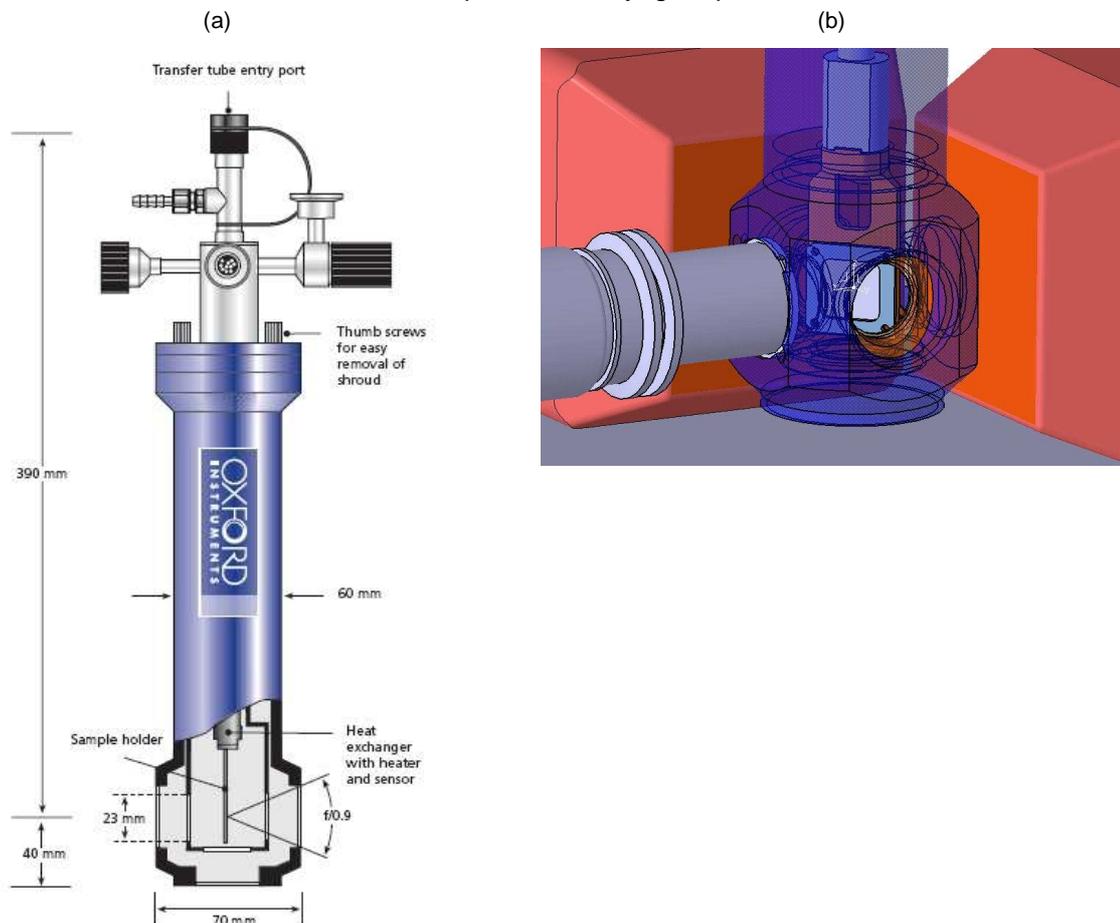


FIGURE 6.4: (a) Schéma représentant le cryostat OptistatCF-VTM. (b) Connexion du cryostat à la ligne faisceau. Le tube en gris sur le côté gauche représente le tube reliant le cryostat à la ligne de faisceau. Le porte-échantillon (à l'intérieur du cryostat) est tourné à 45 degrés par rapport à l'axe du faisceau afin d'obtenir le plus grand angle solide pour la détection des particules bêta. Le scintillateur plastique n'est pas visible ici, il est normalement placé contre la fenêtre sur le côté du cryostat (en face sur cette représentation). Autour de la cible (derrière sur cette figure) on peut voir les deux faces avant de deux clovers EXOGAM.

connues pour la mesure précise d'une demi-vie [Barker 04] en utilisant des détecteurs germanium, nous avons décidé de mesurer la demi-vie avec un scintillateur plastique. En effet, il est difficile de corriger très précisément le temps mort d'un détecteur germanium, et extrêmement difficile de corriger précisément (à 1 pour 1000) les effets d'empilement (pile-up) qui dépendent du taux de comptage. De l'autre côté, le scintillateur plastique a un signal extrêmement rapide (de quelques ns de largeur). En parallèle du détecteur plastique, les détecteurs germanium ont été utilisés pour la mesure des rapports d'embranchement.

Le système d'acquisition que nous avons utilisé a été assez simple. On a utilisé le module GA-

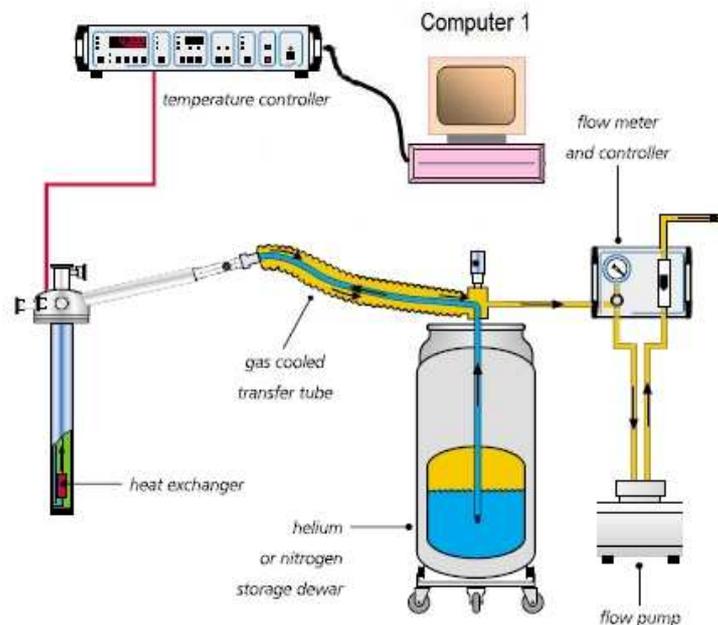


FIGURE 6.5: Schéma du dispositif de refroidissement à hélium liquide

MER comme module déclencheur (trigger) de l'acquisition. Le module CENTRUM était couplé au GAMER pour sa fonction horloge (timestamp) de chaque événement. Les détecteurs germanium étaient connectés au module ADC, fournissant également un trigger de l'acquisition. Le signal "temps" du détecteur plastique a été envoyé sur le module U2M, une échelle de comptage de l'acquisition (voir le paragraphe suivant pour les détails). Chaque événement arrivant des détecteurs germanium provoquait l'écriture sur le disque dur et, en plus des signaux énergie des germanium, le timestamp et l'état des échelles (incluant le détecteur bêta) étaient écrits.

6.7.3.1 Le détecteur scintillateur plastique

Le détecteur scintillateur plastique que nous avons utilisé était d'une épaisseur de $500 \mu\text{m}$ et d'une surface de $5\text{cm} \times 5\text{cm}$. Nous avons utilisé un détecteur mince afin de diminuer la sensibilité du détecteur aux rayonnements gamma, et donc pour diminuer le bruit de fond gamma. Le scintillateur plastique était relié à trois photomultiplicateurs connectés en mode coïncidence. Cette coïncidence triple a permis de diminuer le bruit de fond aléatoire. Finalement, le bruit de fond était de ~ 3 coups par seconde. Le signal "temps" du détecteur plastique a été envoyé sur une échelle de comptage de l'acquisition via un générateur de porte, lequel a été fixé à 10 ns (largeur fixe). Il se trouve que les échelles de comptage peuvent fonctionner jusqu'à 100 MHz quasiment sans temps mort, elles fonctionnent indépendamment du temps mort de l'acquisition et sans interruption. De cette façon, le temps mort pour la mesure des décroissances beta était totalement négligeable. De plus, en utilisant un générateur de porte à largeur fixe, il est possible de déterminer précisément le temps mort dû au "pile-up" d'événements. En ce qui concerne le taux de comptage sur le détecteur plastique, il n'a jamais dépassé 10^4 coups par seconde (en général, il a été de quelques milliers par seconde au début de la mesure), la correction de temps mort a été bien en dessous de 10^{-4} .

6.7.3.2 Les détecteurs germanium

Pour les rayonnements gamma nous avons utilisé deux détecteurs germanium du type clover d'EXOGAM [Azaiez 99]. Chaque détecteur clover se compose de quatre cristaux coaxiaux de germanium de type n (de 60 mm de diamètre et 90 mm de longueur) disposé dans la configuration d'un trèfle à quatre feuilles et logé dans le même cryostat. Chaque cristal individuel dans le détecteur clover est électriquement segmenté en quatre régions afin de diminuer l'angle d'ouverture (sous-tendu par chaque segment par rapport à celui du cristal plein). Par conséquent, l'élargissement Doppler peut ainsi être corrigé. Comme nous n'avons pas de correction Doppler à faire dans notre expérience, nous n'avons utilisé que le signal central de chaque cristal.

6.7.3.3 Le détecteur LaBr₃

Pour les rayonnements gamma nous avons également utilisé un détecteur au bromure de lanthane (LaBr₃) d'une taille de 2 pouces. Ce détecteur a été utilisé principalement pour tester la mesure précise d'un temps de vie avec un scintillateur rapide, et également pour la mesure de la raie gamma à 4180 keV. Considérant le fait que ce scintillateur a un numéro atomique élevé, on pourrait s'attendre à avoir une efficacité de détection élevée à cette énergie. Au cours de l'analyse, il s'est avéré que l'efficacité de détection mesurée était beaucoup plus faible que l'efficacité du détecteur EXOGAM.

Dans le prochain chapitre nous présentons les résultats que nous avons obtenus pour l'oxygène-19 dans des environnements supraconducteurs, métalliques normal et isolants. De plus, nous avons réussi à mesurer la demi-vie du néon-19 dans un supraconducteur et un métal normal.

Analyse de données et résultats

7.1 Abstract

Here we discuss about the analysis of the data, the obtained results and the consequences of our results. We give an upper limit of the screening effect in superconductors. We were able to give new and very precise absolute values of the half-lives of ^{19}O and ^{19}Ne .

The fitting method of the decay rate

For the fitting method we used the Levenberg-Marquardt method which is considered as a standard of nonlinear least-squares routines [Press 01]. Nevertheless, Baker and Cousins [Baker 84] pointed out the inconsistency in the treatment of fitting curves to histograms in which the data obey multinomial or Poisson statistics, which can be traced to the implicit assumption of a Gaussian distribution of the errors. Thus Baker and Cousins derived modified χ^2 using the principle of maximum likelihood directly for Poisson distributed histograms. The Poisson likelihood chi-square is :

$$\chi^2 = 2 \sum_{i=1}^N y_i - n_i + n_i \ln(n_i/y_i), \quad (7.1)$$

where y_i is the number of events in bin i predicted by the model and n_i is the number of measured events in the bin i . Recently, Laurence and Chromy proposed more improved Levenberg-Marquardt method, named as Marquardt-Levenberg estimator [Laurence 10] which is using the same principle of maximum likelihood for Poisson distribution as Baker and Cousins, but also accordingly improved the iteration process. We used the Laurence and Chromy approach by modifying the code given in “Numerical recepies in C/C++”, with several additional modifications.

Measurement of decay rate and the branching ratio of ^{19}O

The ^{19}O beam was implanted during 60 seconds and measured during 10 minutes. The temperature of the niobium target has been changed approximately each hour from superconducting to normal metal phase. Typically, the number of detected decays at the maximum activity (immediately after the implantation stops) was between 1500 and 3000 events per second. The analysis of the beta decay life time was always starting immediately after the implantation stopped, since the dead time (plastic detector + scalers) was practically negligible. To the contrary, the measurement of the branching ratio with the germanium detectors had to start each time with the same activity in order to have the same experimental conditions especially regarding the pile-up effect.

First we measured the difference of the ^{19}O half-life between the superconducting and normal metal environments, changing the temperature from 4K to 16K and vice versa. Then we measured with higher difference of the temperature – 4K and 90K. The decay rate in the Teflon (insulator) was measured

TABLE 7.1: The measured values of the half-life and relative branching ratios of ^{19}O in different environments and temperatures. The uncertainty of the measured half-life shows the statistical uncertainty (the uncertainty due to the correction on the ^{19}Ne contamination included) and systematic error.

Material and phase	Temp. [K]	BR of 197/1554	Uncertainty [%]	BR of 197/4377	Uncertainty [%]	Half-life [s]	HL uncertainty [%]
Nb SC	4	3.611 ± 0.015	0.41%	3000 ± 200	6.7 %	$26.475 \pm 0.017 \pm 0.003$	0.06 %
Nb metal	16	3.607 ± 0.015	0.42%	2700 ± 170	6.3 %	$26.450 \pm 0.017 \pm 0.003$	0.06 %
Nb SC	4	3.595 ± 0.017	0.46%	3100 ± 200	7.3 %	$26.491 \pm 0.016 \pm 0.003$	0.06 %
Nb metal	90	3.582 ± 0.017	0.48%	2800 ± 200	8.0 %	$26.484 \pm 0.017 \pm 0.003$	0.06 %
Teflon ¹	300	3.606 ± 0.038	1.04%	4300 ± 800	19.6 %	$26.507 \pm 0.083 \pm 0.003$	0.31 %

later, almost 48 hours after the last measurement in niobium. Namely, during these 48 hours we were measuring the decay rate of ^{19}Ne in superconducting and normal phase. The decay probability of ^{19}O was estimated for each implantation and then the mean value of the measured decay probabilities for given phase (temperature) was estimated by the weighted mean method. The comparison between the measured half-lives and between the measured branching ratios for different environments are shown on the table 7.1.

It is obvious that all values are practically within one sigma interval with the exception of the relative branching ratio of levels 197 keV and 4337 keV.

Using the inspection silicon detector with a degrader material in front of it, it was possible to distinguish and separate three components of the beam (^{19}O , ^{19}Ne and ^{19}F), as well as to measure their abundances. The beam of the ^{19}O was polluted by about 1% of ^{19}Ne . The beam was also polluted by about 50% of ^{19}F , which shouldn't cause any important problem since ^{19}F is stable. On the contrary, ^{19}Ne is radioactive and it was necessary to make a correction on the measured activity of ^{19}Ne . The correction on ^{19}O in Teflon was different than in niobium due to the diffusion and the escaping of the neon atoms from the Teflon (see section 7.4.1).

The standard deviation of the measured values of the half-lives shown on the table 7.1 is around 0.017 s and systematic error is 0.003 s – see table 7.1). It was absolutely reasonable to neglect any effect of environment and to combine all these values and to calculate the “absolute” half life :

$$T_{1/2}(^{19}\text{O}) = 26.476\text{s} \pm 0.008\text{s} \pm 0.003 \quad (7.2)$$

Our measurement is in good agreement with previous ones.

Decay probability of ^{19}Ne

The nominal half-life of ^{19}Ne is around 17.2 s, therefore the implantation time was 35 s and the measuring time was 350 s. The intensity of the beam was quite higher comparing to the oxygen beam, so the maximal measured counting rate on the beta detector was several thousands events per second, in general varying between 4000 and 8000. The measurement procedure went in the same manner as for the oxygen. The ^{19}Ne decays with 99.988% to the ground state, so it was not possible to measure the

1. The one additional significant digit is retained in order to allow a consistent comparison with previous values in the table

TABLE 7.2: Measured ^{19}Ne half-lives in different environments and temperatures.

Material and phase	Temp. [K]	Half-life [s]	HL uncertainty [%]
Nb SC	4	$17.252 \pm 0.006 \pm 0.003$	0.04 %
Nb metal	16	$17.258 \pm 0.006 \pm 0.003$	0.04 %
Nb SC	4	$17.250 \pm 0.008 \pm 0.003$	0.05 %
Nb metal	90	$17.259 \pm 0.009 \pm 0.003$	0.05 %

change of the branching ratio like in the case of ^{19}O . The comparison between the measured half-lives is shown on the table 7.2. As in the case of the oxygen, all measured half-lives of ^{19}Ne in different environments and different temperatures are within the one sigma deviation. Therefore, we could estimate the combined half-life of ^{19}Ne . The obtained value is :

$$T_{1/2}(^{19}\text{Ne}) = \mathbf{17.254s \pm 0.004 \pm 0.003} \quad (7.3)$$

There is a slight difference between our measurement and some previous measurements (see table 7.8 and section 7.4.3).

During the analysis of the decay of ^{19}Ne implanted in Teflon it was realized that the chi-square value has an unusually high value. It was noticed by simple visual inspection that the decay curve in logarithmic scale is not a straight line. The only reasonable explanation for a such behavior was the diffusion and leak of neon nuclei from the Teflon target. The neon is a noble gas and as such it has a very high mobility and diffusion coefficient. The reason why we didn't see a leak of the oxygen from the Teflon is that the implanted oxygen is its atomic form. Oxygen in atomic form is extremely reactive and necessarily have to chemically react with the Teflon polymer, which completely prevents its diffusion. We made a Monte-Carlo simulation of the diffusion of neon in Teflon and we obtained the same shape of the decay curve. For the estimation of the diffusion coefficient D of neon atoms in Teflon, we used exclusively the implantation part of the implantation-decay curve (supposing it is implanted with a constant flux). Using a Monte-Carlo simulation of the experiment, the best fit is obtained with a "measured" diffusion coefficient $D = 194.5_{-0.3}^{+0.4} \mu^2\text{m/s}$. The diffusion coefficient of neon in the Teflon FEP was not measured before. However, if we compare it with the tabulated values of diffusion coefficients in different types of Teflon [Brandrup 99], we find our estimation reasonable.

Systematic effects

As we measured the half-life in two different environments (two different temperature) practically simultaneously, changing the temperature each hour, the systematic effect should have very small impact on our comparison of the measured half-lives in different environments. Nevertheless, as we gave the absolute values of half-lives of ^{19}Ne and ^{19}O , we had to estimate systematic effects. The most important conclusions are :

- The dead time of beta detector is found to be negligible and it was found that the estimated half-life do not change if we fit the decay curve with different delays after the implantation stopped.
- We used the weighted mean method to estimate the mean half-lives from measured half-lives of each implantation cycle. The normalized χ^2 value for this estimation was 0.998 for ^{19}O and

0.915 for ^{19}Ne . These values are very close to 1 as it should be for purely statistical distribution, but it does not prove directly that the systematic effects do not exist.

- We were changing the time binning of the histogram of decay curve and we observed small effect of $\approx 0.3\sigma$ of statistical variance.
- We also compared the weighted mean with the arithmetical mean value of measured half-lives and we found no difference between them. This implies that there is no influence of the beam intensity on the measured half-lives.
- The half-life estimated only from first cycle do not differ from the half-life estimated by the rest of cycles. Actually, the first cycle of one run is coming several minutes after the change of temperature. If there would be some systematic effect due to this change (like a condensation for example) we would see certain difference.
- The normalized residues of measured half-lives of ^{19}O and ^{19}Ne do not show any systematic effect (see for example the figure 7.10).
- We noticed that occasionally so called “time out” event occurs, when the acquisition is blocked for certain time. The events are not lost during this period of time, they are simply wrote on the disk with a delay. This event can cause a systematic effect. However this was corrected in the data analysis. Moreover, there is no any reason that this event would depend on the temperature.

Conclusion

All measured half-lives seem to be within the 1σ error interval. However, it is possible to notice the half-life of ^{19}O and the relative branching ratios are always greater in a superconductive than in a metallic environment. This is exactly what we should expect for a β^- decay in the case of additional screening effect in a superconductor. In the case of ^{19}Ne which β^+ radioactive, its half-life is shorter in superconductive environment than in metallic one, as it is expected. Thus we normalized all these measurements by theoretical estimation and we estimated the average screening effect. We obtained that the screening effect in the superconductive environment shows in average $1,1\% \pm 0,9\%$ of the effect predicted by the screening model in superconductors described in the section 5.6. If consider both the screening of a parent and a daughter nucleus we obtain $10\% \pm 7\%$ of the theoretically predicted effect. We can say that we observed an indication of an additional screening effect in superconductors. However, if it exists, this effect is very weak, much smaller than the one predicted by theory.

7.2 La méthode d’ajustement Levenberg-Marquardt pour les taux de décroissance

Une courbe de décroissance exponentielle est souvent présentée sur une échelle logarithmique :

$$\log N(t) = \log N_0 - \lambda t \quad (7.4)$$

La courbe de décroissance exponentielle prend alors une forme linéaire sur le graphique. Ensuite, par le biais d’un ajustement linéaire de type $f(x) = ax + b$, il est possible d’estimer à partir de la pente de la courbe a la probabilité de désintégration λ . Cette méthode est utile mais souffre de certaines insuffisances. En pratique, pour estimer combien le lot de données concorde avec le modèle considéré, on

privilégie l'utilisation de la fonction chi-carré :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{y_i - f_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (7.5)$$

où f_i est la valeur de la fonction d'ajustement au point x_i ; y_i correspond à la valeur mesurée au point x_i avec une incertitude de mesure associée σ_i . Si les incertitudes de mesure sont normalement distribuées, la minimisation de la fonction de mérite χ^2 donnera le maximum de vraisemblance sur l'estimation des paramètres a et b de la fonction d'ajustement. Par contre, si on ajoute une activité produite par un bruit de fond, il ne sera plus possible d'obtenir une forme linéaire pour la courbe de décroissance sur une échelle logarithmique. Dans ce cas, il est nécessaire d'appliquer une méthode de minimisation non-linéaire. Pour procéder à l'ajustement de la fonction de décroissance, on a utilisé l'algorithme de Levenberg-Marquardt [Press 01]. Néanmoins, Baker et Cousins [Baker 84] ont souligné l'incohérence de ce type de traitement lors de l'ajustement de fonctions à partir d'un histogramme dans lequel les données obéissent à la statistique binomiale ou de Poisson. Dans ces cas de figure, on ne peut pas considérer l'hypothèse implicite d'une distribution gaussienne des erreurs. Ainsi, Baker et Cousins proposent une méthode dérivée du χ^2 basée sur le principe du maximum vraisemblance sur les histogrammes avec une distribution de Poisson. La vraisemblance chi-carré dans le cas d'une distribution de Poisson est donnée par :

$$\chi^2 = 2 \sum_i F_i - N_i + N_i \ln(N_i/F_i), \quad (7.6)$$

où F_i est le nombre d'événements dans le bin i prédit par la fonction d'ajustement considérée ; N_i est le nombre d'événements mesurés dans le bin i . Des exemples d'utilisation de cette méthode sont disponibles dans les références [Grinyer 05, Burke 06]. En 2010, Laurence et Chromy ont proposé une version améliorée de la méthode de Levenberg-Marquardt [Laurence 10]. Cet estimateur Marquardt-Levenberg utilise le même principe du maximum de vraisemblance pour la distribution de Poisson que Baker et Cousins. Ils ont aussi significativement amélioré le processus d'itération. Nous avons utilisé l'approche de Laurence et Chromy en modifiant le code fourni par "Numerical recipes in C/C++" [Press 01]. Bien que, Laurence et Chromy ont mentionné que le vecteur $\beta[j]$ devait être modifié (voir la référence pour plus de détails), ils n'ont pas apporté la modification correspondante dans le code. On a donc inclus la ligne manquante de la façon suivante : `beta[j] += (y[i]/ymod-1)*dyda[i]`. Par ailleurs, afin d'éviter les arrêts intempestifs du code lors des calculs, il est nécessaire de supprimer les éléments zéro de la matrice $\alpha[j][k]$ pour $y[i]=0$. Pour cela, on pose $y[i]=1$. Cette modification particulière n'interfère pas avec les valeurs ajustées, elle permet simplement d'évaluer la convergence et le traitement des variations. De manière générale, dans le cadre de la méthode de Levenberg-Marquardt, il est nécessaire d'éviter d'avoir des valeurs zéros de la variation de la valeur mesurée. Dans l'algorithme informatique de Levenberg-Marquardt, une variation nulle a été remplacée par une variation égale à 1.

7.3 Mesure de l'¹⁹O

De manière cyclique, le faisceau d'¹⁹O est implanté pendant une durée de 60 secondes et la décroissance des noyaux est mesurée au cours des 10 minutes suivant l'implantation. La température de la cible de Niobium est changée chaque heure pour permettre de passer alternativement de la phase supraconductrice à la phase métallique normale. On dénombre en moyenne cinq à six implantations

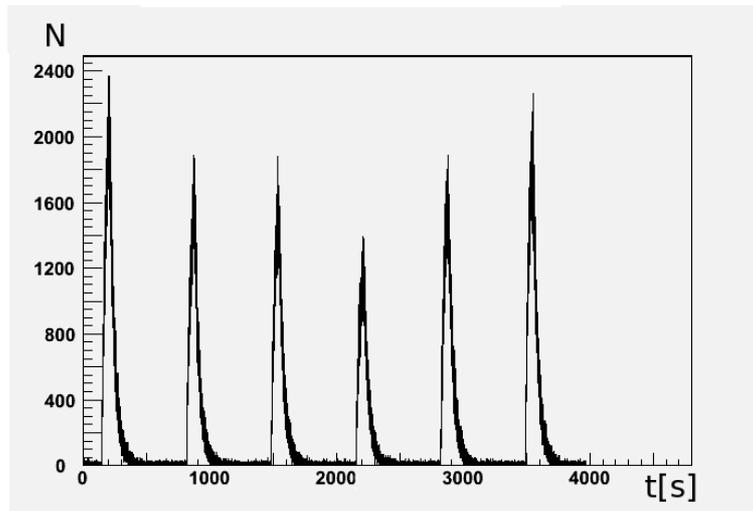


FIGURE 7.1: Taux de comptage mesuré en fonction du temps (ici pour ^{19}O). Cette figure montre différents cycles d'implantation – décroissance dans un "run".

pour chaque lot de données (appelé "run" par la suite) (voir la figure 7.1). Le taux de décroissances détectées immédiatement après l'arrêt de l'implantation, correspondant à l'activité maximale, oscillait typiquement entre 1500 et 3000 événements par seconde. Cette variation observée est liée aux fluctuations de l'intensité du faisceau. Dans ces conditions, le temps mort de l'acquisition était pratiquement négligeable. L'analyse de la durée de vie de décroissance bêta peut être effectuée immédiatement après que l'implantation ait cessé. Peu importe le taux de comptage au moment du démarrage de l'analyse. En revanche, pour la mesure du rapport de branchement effectuée à partir des détecteurs germanium, il faut veiller à démarrer l'analyse au moment où le taux de comptage a atteint une valeur de référence, constante pour tous les runs, afin de se situer dans les mêmes conditions et de s'affranchir des corrections supplémentaires liées par exemple à l'effet d'empilement des événements (pile-up).

7.3.1 Correction pour l'impureté du faisceau

Malheureusement, le faisceau incident n'était pas pur. Un ensemble constitué d'un détecteur silicium (d'inspection) combiné à un dégradeur placé en amont du détecteur nous a permis de distinguer et de séparer les trois composantes du faisceau incident (^{19}O , ^{19}Ne et ^{19}F) et ainsi de mesurer leur taux respectif (voir la figure 7.2). Nous avons mesuré une contamination en ^{19}F à hauteur de 50%. Celui-ci ne pose toutefois aucun problème pour notre mesure puisqu'il s'agit d'un isotope stable. On a observé également la présence qu'un autre contaminant beaucoup moins abondant (environ 1% du faisceau) mais relativement gênant : le ^{19}Ne . Ce dernier est radioactif. Il nous est donc nécessaire d'apporter une correction à la mesure de ^{19}O liée à l'activité du ^{19}Ne . Au cours de l'expérience nous avons aussi réalisé une série de mesures à partir d'un faisceau pur de ^{19}Ne . Nous avons ainsi pu extraire la probabilité de décroissance du ^{19}Ne . Ces runs ont permis aussi d'obtenir le rapport entre le taux de comptage dans le détecteur de particules bêta et le taux de comptage du pic à 511 keV sur les détecteurs germanium (dû à la décroissance du ^{19}Ne). Ce rapport peut permettre une correction de la contamination en ^{19}Ne dans la mesure de l'activité de l' ^{19}O . Toutefois, en raison de la forte intensité du faisceau incident de ^{19}Ne lors de cette série de mesure, nous avons été amenés à diviser le "trigger" associé aux détecteurs

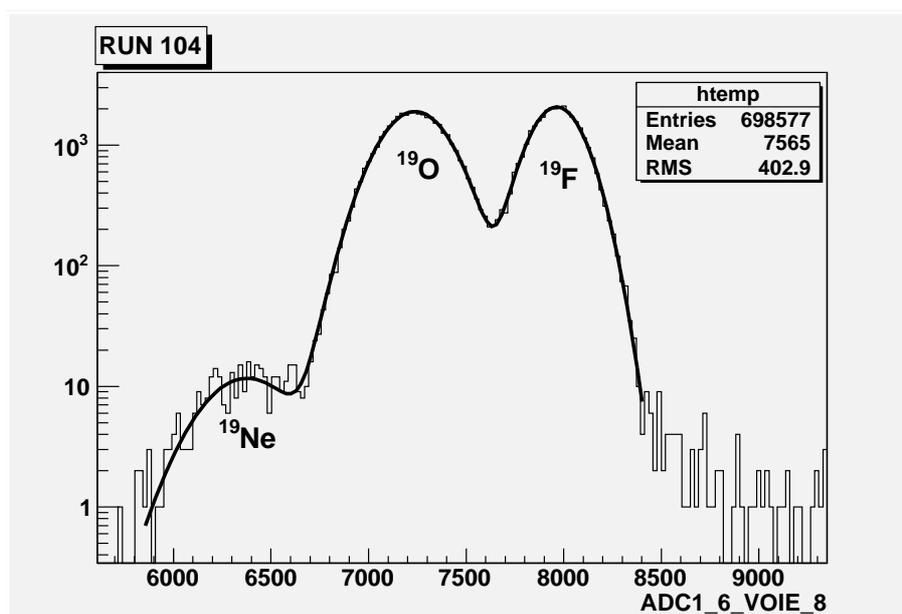


FIGURE 7.2: Composition mesurée du faisceau incident à l'aide d'un détecteur silicium et d'un dégradeur mince. On note la présence de 3 noyaux, ^{19}O (noyau d'intérêt) et de deux contaminants : le ^{19}Ne et le ^{19}F , à hauteur de 49%, 1% et 50% respectivement.

TABLE 7.3: Abondance mesurée de ^{19}Ne dans le faisceau de ^{19}O à différentes périodes de la mesure de la probabilité de désintégration de ^{19}O .

Moment de la mesure	Abondance relative (Ne/O)	Activité relative (Ne/O)
Début d'expérience	0,8%	1,23%
Milieu d'expérience	0,71%	1,09%
Fin d'expérience	0,90%	1,38%

germanium par un facteur 10 afin d'éviter la saturation de l'acquisition. Cette manoeuvre fait que l'on se retrouve dans des conditions différentes en terme d'empilement (pile-up) dans les détecteurs et nous empêche d'extrapoler proprement le taux bêta/gamma. Finalement, afin de corriger la contribution en ^{19}Ne , nous avons considéré la mesure du taux de contamination déduite à partir de l'ensemble d'inspection (dégradeur + silicium). Les résultats que nous avons obtenus pendant l'expérience sont indiqués dans le tableau 7.3. Nous avons pris la valeur moyenne de 1,23 % (activité relative) avec une variance correspondante de 0,10 % pour effectuer la correction.

7.3.2 Résultats – demi-vies et rapports d'embranchement relatifs mesurés

Dans un premier temps, nous avons mesuré les décroissances de ^{19}O implanté dans un environnement supraconducteur et dans un environnement métallique normal, en modifiant la température de 4K à 16K et vice versa de la cible de niobium. Au total nous avons mesuré 10 et 9 "runs" pour chaque

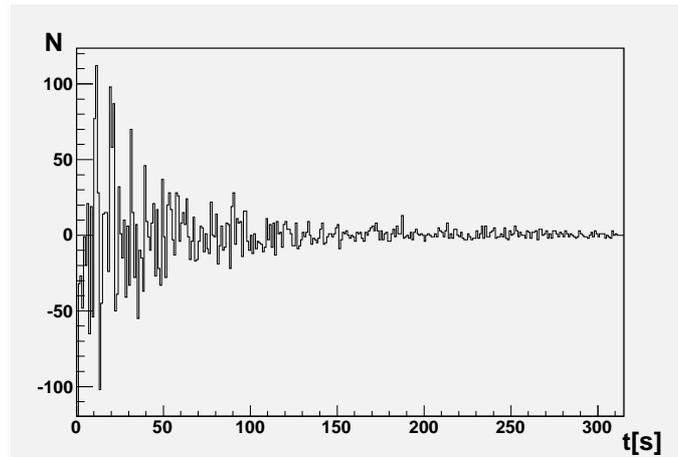


FIGURE 7.3: Exemple de résidus (valeur mesurée – valeur ajustée) obtenus après ajustement sur une courbe de décroissance de ^{19}O .

température respectivement. Cela correspond à environ 60 cycles d'implantation-décroissance, où pour chaque cycle on dénombre au moins 75000 événements. Ensuite, toujours dans la perspective d'étudier la différence entre la phase supraconductrice et la phase métallique normale mais aussi pour vérifier le modèle d'écrantage de Debye (la dépendance en température), une seconde série de mesures a été faite en appliquant une plus grande différence de température (4K et 90K alternativement). Nous avons réalisé 6 runs (~ 36 cycles d'implantation-décroissance) pour chaque température. De plus, le taux de décroissance de l' ^{19}O implanté dans du Téflon à température ambiante a également été mesuré. Ce composé agit comme un isolant électrique. La densité d'électrons libres est donc beaucoup plus faible dans ce cas. La mesure avec le Téflon permet donc une étude complémentaire de l'effet d'écrantage des électrons libres.

La probabilité de décroissance de l' ^{19}O a été mesurée pour chaque cycle d'implantation-décroissance par la méthode d'ajustement de Levenberg-Marquardt décrite brièvement dans la section précédente. L'ajustement a été fait à partir d'une fonction exponentielle où les paramètres libres sont la hauteur de pic, la demi-vie et le bruit de fond, tandis que l'abondance du néon était fixée. Le "fit" a très bien fonctionné dans la plupart des cas, comme on peut le voir sur la figure 7.3, où l'on a représenté les résidus du "fit" (on soustrait la fonction ajustée aux données mesurées).

L'histogramme de l'ensemble des mesures de demi-vie de l' ^{19}O possède une forme Gaussienne ce qui est montré sur la figure 7.4. La valeur p de modèle statistique F pour l'ajustement sur une Gaussienne est de $1.07 \cdot 10^{-7}$ et la valeur de R carré ajusté est de 0.952.

La valeur moyenne de toutes ces mesures de probabilité de décroissance pour une phase donnée est estimée par la méthode des moyennes pondérées, où l'inverse du carré de la variance $\frac{1}{\sigma_i^2}$ des probabilités de désintégrations mesurées a été utilisé comme coefficient de pondération w_i :

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2}, \quad (7.7)$$

où l'indice i indique le cycle d'implantation-décroissance correspondant. La moyenne pondérée de la

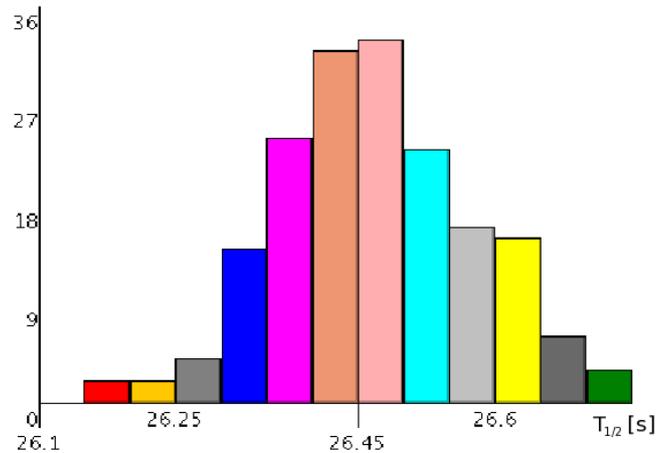


FIGURE 7.4: Histogramme des valeurs de demi-vie de l'¹⁹O mesurées pour chaque cycle d'implantation. Il s'agit ici de l'¹⁹O implanté dans du niobium refroidi à 4K.

probabilité de désintégration $\bar{\lambda}$ est alors donnée par :

$$\bar{\lambda} = \frac{\sum_{i=1}^N (\lambda_i \cdot w_i)}{\sum_{i=1}^N (w_i)}, \quad (7.8)$$

et l'écart type de la moyenne est calculée comme :

$$\sigma_{\bar{\lambda}}^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^N (w_i)} \quad (7.9)$$

De la même façon, les rapports d'embranchement ont été mesurés pour chaque cycle d'implantation - décroissance. Des valeurs obtenues sont montrées sur la figure 7.5. En fait, ce n'est pas exactement un rapport d'embranchement, c'est un rapport des intensités relatives des raies gamma. Dans ce chapitre on a continué à utiliser le terme "rapport d'embranchement". Les valeurs moyennes de demi-vie et des rapports d'embranchement mesurées pour les différents environnements sont reportées dans le tableau 7.4 avec des valeurs correspondantes de χ^2 sur le tableau 7.5 et aussi de manière graphique sur la figure 7.5. Quelques cycles ont été exclus de l'analyse (un total de 10 cycles sur 183 pour l'oxygène et 1 cycle sur 148 pour le neon) à cause de la trop grande valeur du χ^2 qu'ils présentent (χ^2 normalisé plus grand que 1,3 (1,7)). Une explication de ces quelques valeurs grandes de χ^2 a été trouvée. Il s'agit de quelques cycles où un incident "time out" s'est produit. L'acquisition a été bloquée pendant une certaine période de temps exceptionnellement longue (mais inférieure à 1 s). Il se produit une discontinuité dans l'enregistrement des données. Les évènements ne sont pas perdus, ils sont bien pris en compte car le temps mort (du nombre de décroissances mesurées) est quasi nul, le problème est qu'ils sont enregistrés en retard avec un temps décalé. En principe il est possible de prendre en compte cet effet dans l'analyse, et cette correction a été faite dans cette thèse.

TABLE 7.4: Valeurs mesurées de la demi-vie (DV) et des rapports d'embranchement (RE) de l' ^{19}O implantés dans différents environnements et températures. Les incertitudes associées aux demi-vies mesurées correspondent, dans l'ordre, à l'incertitude statistique (l'incertitude liée à la correction par rapport à la contamination en ^{19}Ne incluse) et à l'incertitude systématique. (SC) = phase supraconductrice.

Environnement et phase	Temp. [K]	RE de 197/1554	Erreur [%]	RE de 197/4377	Erreur [%]	Demi-Vie [s]	DV erreur [%]
Nb SC	4	3.611 ± 0.015	0.41%	3000 ± 200	6.7 %	$26.475 \pm 0.017 \pm 0.003$	0.06 %
Nb métal	16	3.607 ± 0.015	0.42%	2700 ± 170	6.3 %	$26.450 \pm 0.017 \pm 0.003$	0.06 %
Nb SC	4	3.595 ± 0.017	0.46%	3100 ± 200	7.3 %	$26.491 \pm 0.016 \pm 0.003$	0.06 %
Nb métal	90	3.582 ± 0.017	0.48%	2800 ± 200	8.0 %	$26.484 \pm 0.017 \pm 0.003$	0.06 %
Teflon-isolant	300	3.606 ± 0.038	1.04%	4300 ± 800	19.6 %	$26.507 \pm 0.083 \pm 0.003$	0.31 %

TABLE 7.5: Valeurs moyennes des χ^2 et leurs variations obtenues pour les mesures correspondantes avec un faisceau de ^{19}O (χ^2 des "fits" obtenus pour chaque implantation).

Environnement et phase	Temp. [K]	χ^2
Nb SC	4	1.016 ± 0.074
Nb métal	16	1.039 ± 0.066
Nb SC	4	1.064 ± 0.119
Nb métal	90	1.049 ± 0.128
Teflon-isolant	300	1.035 ± 0.067

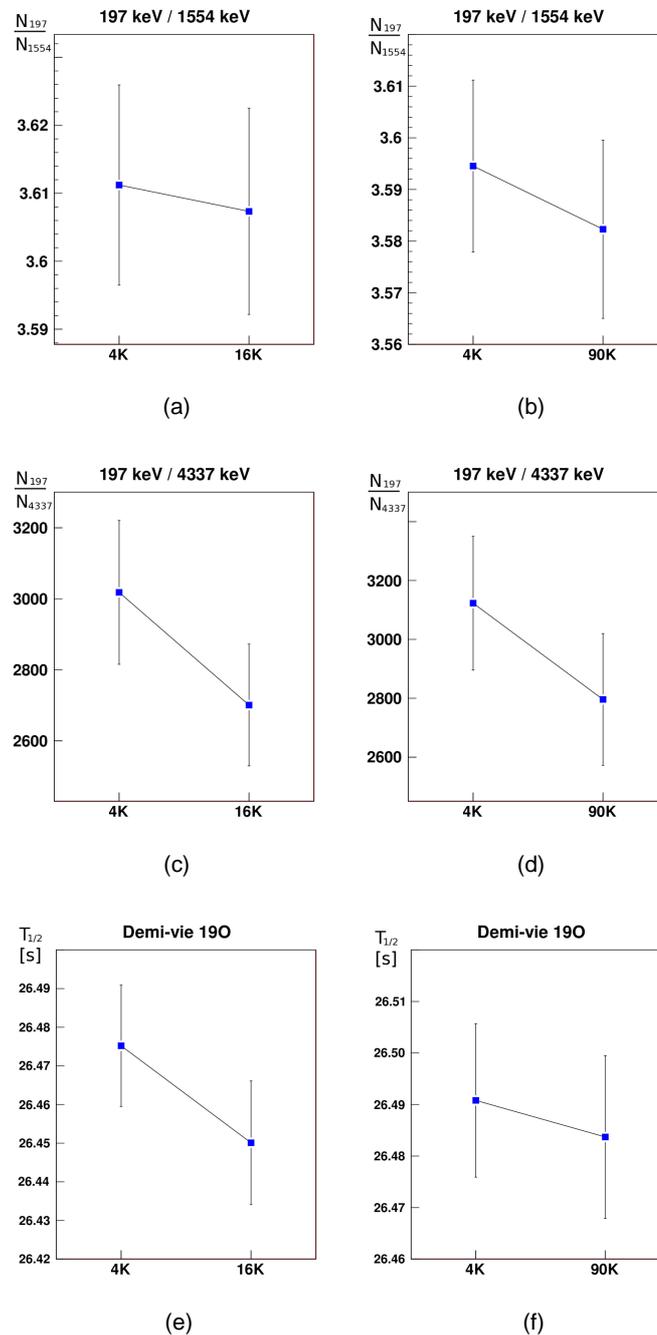


FIGURE 7.5: Valeurs mesurées (en secondes) de la demi-vie (figures e et f) et des rapports d'embranchement relatifs (en unité arbitraire – figures a,b,c et d) de ^{19}O implanté dans différents environnements et différentes températures. Chaque mesure "simultanée" (deux températures sont mesurées en même temps) est présentée séparément. A la température de 4K le niobium est dans la phase supraconductrice, et pour des températures de 16K et de 90K il est dans une phase métallique. On voit que le temps de vie de ^{19}O dans la phase supraconductrice est systématiquement plus grand que le temps de vie mesuré dans la phase métallique. Ce comportement est attendu si un effet d'écrantage existe. On voit un comportement identique pour les rapports d'embranchement relatifs, ce qui est aussi attendu dans le cas d'un effet d'écrantage.

TABLE 7.6: Tableau récapitulant les valeurs de demi-vie de l' ^{19}O mesurées expérimentalement jusqu'à présent (principales mesures disponibles dans la littérature).

Demi-vie (s)	Référence
26,476(10)	cette expérience
26,464(9)	[Itoh 95]
27,2(3)	[Bormann 65]
26,7(3)	[Yule 67]
27,1(1)	[Alburger 70]
26,27(59)	[Vaughn 64]
26,5(1)	[Reynolds 68]
26,88	ENSDF

Dans le cas de la cible de Téflon, la correction de la demi-vie de l' ^{19}O relative à la présence de ^{19}Ne diffère un peu de celle dans le cas du niobium, à cause des effets de diffusion du néon induisant un faible échappement de ces atomes du Téflon (voir la section 7.4.1). De fait, afin de tenir compte de l'effet d'échappement du néon au cours de la mesure de décroissance nous avons effectué un ajustement de la courbe expérimentale à partir de deux fonctions exponentielles. Cette approximation permet de reproduire de manière conforme le comportement de la courbe de décroissance du néon dans la cible de Téflon observée expérimentalement.

La valeur moyenne du χ^2 des ajustements effectués pour extraire les demi-vies dans les différents milieux et températures (présentés dans le tableau 7.5) est de 1,040. La variation attendue du χ^2 normalisée devrait être $\sqrt{2\nu}/\nu$ [Press 01], où ν correspond au nombre de paramètres libres. Dans le cas de l' ^{19}O on estime $\nu=400-3=397$, où 400 est le nombre de bins de l'histogramme et 3 est le nombre de paramètres de l'ajustement. Ainsi, la variation attendue du χ^2 est de 0,071. Les variations de χ^2 qu'on a obtenu (présentées dans le tableau 7.5) sont en bon accord avec la variation attendue.

7.3.3 Interprétation - demi-vie "absolue" de ^{19}O

Les valeurs mesurées de la durée de vie et des rapports d'embranchement pour l' ^{19}O implanté dans différents environnements et présentées sur la figure 7.5 sont totalement compatibles entre elles, elles sont pratiquement toutes contenues dans un intervalle de 1σ .

Dans ces conditions, il est possible de combiner nos différentes mesures pour obtenir une seule valeur très précise de la demi-vie de ^{19}O , il s'agit d'une valeur "absolue" ne dépendant pas de l'environnement (l'effet d'écrantage négligé). Pour cela, nous avons utilisé à nouveau la méthode de la moyenne pondérée. A partir de celle-ci, nous avons obtenu la valeur de demi-vie suivante :

$$T_{1/2}(^{19}\text{O}) = 26,476\text{s} \pm 0.008 \pm 0.003\text{s} \quad (7.10)$$

La précision de mesure atteinte dans notre expérience est donc de 0,04 %. Dans le tableau 7.6, nous avons récapitulé toutes les valeurs de demi-vie mesurées de l' ^{19}O disponibles dans la littérature. Notre mesure apparaît en bon accord avec celles obtenues auparavant suivant d'autres protocoles expérimentaux, aux incertitudes près. Elle constitue à ce jour la valeur la plus précise jamais mesurée pour ce noyau.

7.3.4 Limite supérieure de l'effet d'écrantage observé pour ^{19}O

L'écrantage électronique est un phénomène qui existe sans aucune doute. Puisque nous n'avons rien mesuré qui soit au dessus de 1σ , l'effet d'écrantage sur la décroissance bêta de ^{19}O doit être très faible, inférieur à une certaine limite que l'on doit maintenant évaluer. Si l'on compare attentivement les valeurs mesurées dans l'environnement métallique et dans l'environnement supraconducteur (voir figure 7.5), on peut remarquer un certain comportement systématique. On constate que les rapports d'embranchement et la demi-vie mesurés dans le milieu supraconducteur ont toujours des valeurs plus élevées que celles mesurées dans le milieu métallique. Cela est conforme à ce qui est attendu. On peut donc dire qu'il pourrait exister une indication d'un effet du milieu sur la décroissance bêta. L'effet observé serait plus faible que 1σ , donc plus faible que 0,06 %. Avant de tirer des conclusions sur ces mesures et compte tenu du faible effet éventuellement observé, il est nécessaire d'étudier attentivement les résultats obtenus dans le cas du ^{19}Ne . Dans ce cas, l'effet attendu doit être inversé par rapport à celui de ^{19}O , la demi-vie mesurée dans le milieu supraconducteur devrait avoir une valeur plus faible que celle mesurée dans le milieu métallique. La conclusion générale sur un éventuel effet du milieu sera donnée à la fin de ce chapitre, dans la section 8.

7.4 Probabilité de décroissance du ^{19}Ne

Il est assez facile d'établir rapidement un réglage de la ligne de faisceau pour ne faire passer que du ^{19}Ne en grande quantité. De fait, au cours de l'expérience, une mesure de la probabilité de décroissance du ^{19}Ne a pu être réalisée. Ce changement de faisceau permet également d'étudier l'influence de la nature de l'ion implanté sur l'effet d'écrantage : l'oxygène étant un non-métal et le néon un gaz noble. La probabilité de décroissance du néon implanté dans différents environnements a été mesurée d'une manière identique à celle de l'oxygène. A noter que la mesure de la demi-vie du ^{19}Ne à partir de la cible de Téflon ne peut être établi en raison de l'échappement de celui-ci. Ce problème est examiné dans la section 7.4.1. Pour réaliser l'étude spécifique de la décroissance du ^{19}Ne , l'état de charge 10+ a été sélectionné à l'aide d'un stripper placé après l'accélérateur, réduisant à zéro une possible contamination en oxygène et/ou en fluor. Cela a été vérifié à l'aide du système dégradeur + détecteur silicium. La demi-vie nominale adoptée dans la littérature pour le ^{19}Ne est de 17,22 s, ainsi un temps d'implantation de 35 s et un temps de mesure de 350 s ont été utilisés. L'intensité du faisceau pur de ^{19}Ne a été très élevée en comparaison de celle du faisceau d' ^{19}O . Le taux de comptage maximal mesuré sur le détecteur bêta a été de plusieurs milliers d'événements par seconde, variant, en général, entre 4000 et 8000 coups par seconde (au maximum). Le taux de comptage sur les détecteurs gamma étant trop élevé pour un traitement par l'acquisition à temps mort raisonnable, le choix d'un trigger gamma divisé par un facteur dix a été convenu.

7.4.1 Problèmes rencontrés lors de la mesure du ^{19}Ne implanté dans du Téflon - Diffusion du ^{19}Ne dans le Téflon

Une première analyse du taux de décroissance de ^{19}Ne a fourni un résultat pour la demi-vie avec une valeur de chi carré associée trop élevée. Une simple inspection visuelle de la courbe de décroissance en échelle logarithmique met en lumière sa non linéarité. La courbe semble plutôt être composée de deux fonctions - voir figure 7.6. Toutefois, même un ajustement de la courbe par deux fonctions

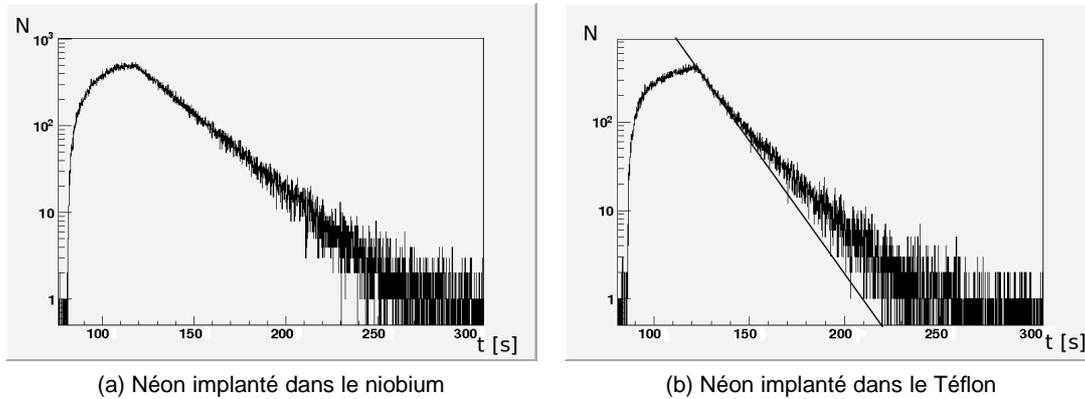


FIGURE 7.6: Comparaison des courbes de décroissance du ^{19}Ne implanté dans le niobium (à gauche) et dans le Téflon (à droite). On constate que l'activité de néon dans le Téflon arrive à saturation plus tôt que dans le cas du niobium. Par ailleurs, la partie décroissante de la courbe dans le cas du Téflon n'est pas linéaire en échelle logarithmique, contrairement à nos attentes d'une courbe de décroissance d'ions radioactifs.

exponentielles décroissantes ne permet pas d'obtenir une valeur de demi-vie cohérente pour le ^{19}Ne : les valeurs de demi-vies issues de l'ajustement sont de 6,5 s et de 15,1 s, en désaccord complet avec la valeur de demi-vie nominale du ^{19}Ne ($\approx 17,2$ s). La seule explication plausible et raisonnable pour expliquer un tel comportement est une diffusion du néon dans le Téflon, induisant éventuellement un échappement d'atomes de néon de la cible. Le néon est un gaz noble. Il possède une très grande mobilité dans le Téflon. De fait, son coefficient de diffusion est relativement élevé. La raison pour laquelle nous n'avons pas observé ce phénomène dans le cas de l'oxygène (implanté dans le Téflon) s'explique par le fait que l'oxygène est implanté dans sa forme atomique. La forme atomique de l'oxygène le rend extrêmement réactif en comparaison à sa forme moléculaire. De fait, il réagit plus fortement d'un point de vue chimique avec le polymère de Téflon, réduisant certainement à néant sa diffusion dans la cible. Dans la première partie de la thèse, nous avons vu que l'hélium ne s'échappe pas d'une feuille d'aluminium ayant une épaisseur de $0,2\ \mu\text{m}$. Nous pouvons donc être sûr que le ^{19}Ne implanté dans le niobium à une profondeur de $\sim 20\ \mu\text{m}$ ne s'échappe pas non plus.

7.4.1.1 Simulation Monte-Carlo de la diffusion et de la détection du ^{19}Ne

Dans le cas de la diffusion des atomes de néon implantés dans le Téflon, les équations de diffusion ne peuvent être résolues analytiquement. De fait, une simulation Monte-Carlo (MC) a été effectuée pour vérifier la validité de l'hypothèse de la diffusion du néon dans le Téflon. L'algorithme MC est relativement simple : on considère que les ions de néon sont implantés pendant 35 secondes. Aussitôt, les ions diffusent dans la cible de Téflon, ils procèdent suivant une marche aléatoire. Chaque pas de la marche aléatoire s'effectue sur une longueur et une durée identiques. Une éventuelle décroissance des noyaux au cours du processus a également été prise en compte. Si une décroissance a lieu, l'évènement est enregistré, ainsi que son temps correspondant. Après chaque pas aléatoire, la position de l'ion est vérifiée. Si l'atome de néon quitte la cible, il est considéré comme perdu et sa décroissance n'est pas

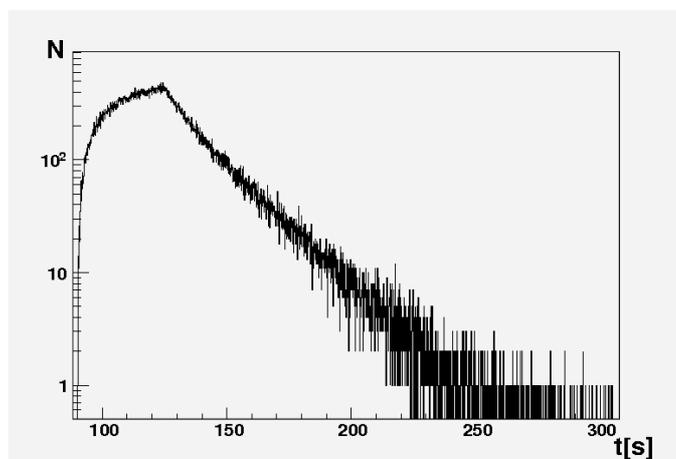


FIGURE 7.7: Simulation Monte-Carlo de la courbe de décroissance mesurée par le détecteur bêta dans le cas de l'échappement de ^{19}Ne implanté dans le Téflon. Le coefficient de diffusion utilisé dans la simulation est de $200 \mu\text{m}^2/\text{s}$. Cette simulation reproduit très bien la courbe mesurée sur la figure 7.6 (b).

enregistrée. La courbe de décroissance que nous obtenons au final par le biais de cette simulation est similaire à celle obtenue expérimentalement (voir figure 7.7).

Pour estimer le coefficient de diffusion du néon dans le Téflon, nous avons utilisé la première partie de la courbe implantation / décroissance. Cette partie de la courbe a été ajusté par une fonction exponentielle :

$$N(t) = \frac{I}{\lambda_r} (1 - e^{-\lambda_r t}), \quad (7.11)$$

où I est l'intensité du faisceau incident et λ_r est arbitraire. Ces ajustements ont été faits pour différents cycles, et une valeur moyenne de λ_r a été obtenue. Ces ajustements ont montré une très bonne valeur de χ^2 de 1,0 à 1,1 en général. Les ajustements avec une grande valeur de χ^2 , provoqué probablement par une instabilité de faisceau, n'ont pas été prises en compte.

En faisant tourner la simulation MC pour différentes valeurs de coefficients de diffusion, nous avons pu établir la relation entre le coefficient λ_r et le coefficient D . En utilisant cette fonction $D(\lambda_r)$ et la valeur moyenne de λ_r obtenu précédemment, on a estimé le coefficient D . Le coefficient de diffusion obtenu ainsi est de $D = 194.5_{-0.3}^{+0.4} \mu^2\text{m}/\text{s}$. Or, dans la littérature [Brandrup 99], le coefficient de diffusion dans le Téflon - Poly(tétrafluoroéthylène) est indiqué comme étant égal à $25.1 \mu^2\text{m}/\text{s}$ dans le cas du néon et de $1,5 \mu^2\text{m}/\text{s}$ dans le cas du O_2 . Le Téflon que nous avons utilisé au cours de l'expérience était de couleur blanche. Nous avons donc très probablement utilisé du poly(tetrafluoroethylene-co-hexafluoropropene) ou "Teflon FEP", et non du Téflon - Poly(tétrafluoroéthylène). Il est beaucoup plus poreux et permet une diffusion beaucoup plus élevée. Dans la référence [Brandrup 99], on dispose de la valeur du coefficient de diffusion du O_2 dans le Téflon FEP. Elle vaut $18,4 \mu^2\text{m}/\text{s}$, soit 12 fois plus grande que dans le cas du Téflon Poly. On n'y trouve pas malheureusement le coefficient de diffusion du néon dans le Teflon FEP. Si on multiplie le coefficient connu dans le Téflon-Poly par un facteur 12, on obtient un coefficient de diffusion de $307 \mu^2\text{m}/\text{s}$. Ce résultat proche de la valeur mesurée $D = 194.5_{-0.3}^{+0.4} \mu^2\text{m}/\text{s}$ nous conforte sur l'explication adoptée.

TABLE 7.7: Résultats des mesures de la demi-vie (DV) du ^{19}Ne dans différents environnements et à différentes températures. Les incertitudes associées aux demi-vies mesurées correspondent, dans l'ordre, à l'incertitude statistique et à l'incertitude systématique.

Matériel et phase	Température [K]	Demi-vie [s]	DV incertitude [%]	χ^2
Nb SC	4	$17.252 \pm 0.006 \pm 0.003$	0.04 %	1.028 ± 0.089
Nb metal	16	$17.258 \pm 0.006 \pm 0.003$	0.04 %	1.019 ± 0.094
Nb SC	4	$17.250 \pm 0.008 \pm 0.003$	0.05 %	0.995 ± 0.108
Nb metal	90	$17.259 \pm 0.009 \pm 0.003$	0.05 %	0.974 ± 0.091

7.4.2 Comparaison des demi-vies du ^{19}Ne mesurées dans différents environnements

La procédure pour la mesure de la demi-vie de ^{19}Ne est identique à celle utilisée pour l' ^{19}O . Afin d'étudier l'effet de milieu sur la demi-vie du ^{19}Ne , on a alterné toutes les heures une série de mesures dans le milieu supraconducteur (à 4K) et une série de mesures dans l'environnement métallique normal (à 16K). Chaque série se compose de 9 à 10 cycles d'implantation. On dénombre environ 150000 événements pour chaque cycle. Nous avons réalisé au total 5 séries pour chaque température. Par la suite, nous avons augmenté la différence en température entre les deux milieux, passant à 90K pour l'environnement métallique normal. Nous avons alors mesuré 3 séries pour chaque température. Pour terminer, nous avons également réalisé 100 cycles d'implantation dans du Téflon. Toutefois, ces dernières mesures n'ont pas pu être utilisées dans l'analyse (voir la section 7.4.1) à cause de la diffusion et de l'échappement du néon de la cible de Téflon. Le ^{19}Ne se désintègre avec 99,988 % vers l'état fondamental du ^{19}F . C'est pourquoi il n'a pas été possible de mesurer un changement dans le rapport d'embranchement. La procédure d'ajustement et d'estimation de la demi-vie est identique à celle de l'oxygène. La comparaison entre les valeurs de demi-vie mesurées est disponible dans le tableau 7.7 et de manière graphique dans la figure 7.8.

Si l'on compare attentivement les valeurs mesurées dans l'environnement métallique et dans l'environnement supraconducteur (voir figure 7.8), on peut remarquer un certain comportement systématique. On constate que les demi-vies mesurées dans le milieu supraconducteur ont toujours des valeurs plus faibles que celles mesurées dans le milieu métallique. On peut donc dire qu'il pourrait exister une indication d'un effet du milieu sur la décroissance bêta. L'effet observé serait plus faible que 1σ , donc plus faible que 0,04 %.

Le nombre de paramètres libres dans la procédure d'ajustement est de 297. La valeur moyenne du χ^2 des fonctions d'ajustement est de 1,004. Les variations de la valeur χ^2 présentées sur le tableau 7.7 sont en accord avec la variation attendue du χ^2 normalisée de 0,0816. Le changement de demi-vie du ^{19}Ne attendu pour $U_{scr} = 22,5\text{keV}$ est de -4.3% et pour $U_{scr} = 2,25\text{keV}$ (lorsque l'énergie d'écrantage sur noyau fils est aussi pris en compte) le changement est de -0,5%.

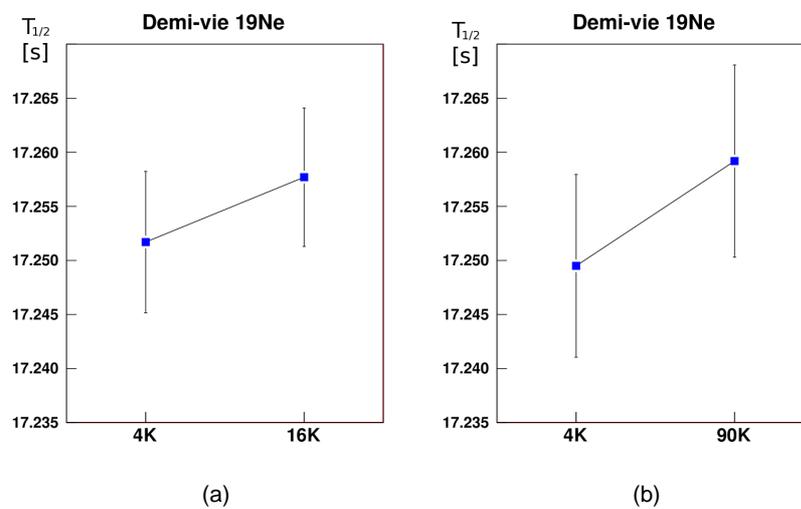


FIGURE 7.8: Valeurs mesurées de la demi-vie (en secondes) du ^{19}Ne implanté dans différents environnements et à différentes températures. Chaque mesure "simultanée" (deux températures sont mesurées en même temps) est présentée séparément. A la température de 4K le niobium est dans la phase supraconductrice, et pour des températures de 16K et de 90K il est dans une phase métallique. On voit que le temps de vie du ^{19}Ne dans la phase supraconductrice est systématiquement plus court que le temps de vie mesuré dans la phase métallique. Ce résultat est l'inverse de celui qui a été observé pour ^{19}O , et c'est ce qui est attendu si un effet d'écrantage existe parce que le ^{19}Ne décroît par radioactivité β^+ .

TABLE 7.8: Les valeurs mesurées de demi-vie de ^{19}Ne dans les expériences précédentes.

Demi-vie (s)	Reference
17.254(5)	cette expérience
17.296(5)	[Koslowsky 94]
17.36(6)	[Goss 68]
17.36(6)	[Wilkinson 74]
17.219(17)	[Azuelos 75]
17.237(14)	[Piilonen 85]
17.22	ENSDF

7.4.3 Interprétation - demi-vie "absolue" de ^{19}Ne

Comme dans le cas de l'oxygène, toutes les valeurs mesurées de demi-vie du ^{19}Ne implanté dans différents environnements et à différentes températures se situent dans un écart de 1σ . On peut dire que l'on n'a pas observé d'effet de milieu sur la désintégration du ^{19}Ne , donc pas d'effet d'écrantage. Par conséquent, on peut estimer une valeur de demi-vie "absolue" (ne dépendant pas du milieu) du ^{19}Ne à partir de la combinaison de l'ensemble de toutes ces mesures. La demi-vie obtenue est de :

$$T_{1/2}(^{19}\text{Ne}) = 17.254\text{s} \pm 0.004 \pm 0.003 \quad (7.12)$$

Ainsi, la précision de mesure sur la demi-vie du ^{19}Ne atteinte est de 0,03 %. Le tableau récapitulatif 7.8 montre toutes les mesures connues. Elle apparaît toutefois en fort désaccord avec la mesure la plus précise du tableau réalisée par Koslowsky et al. [Koslowsky 94]. Ce dernier n'est pas publié à cause de certain problème technique non-résolu.

7.5 Effets systématiques sur les mesures de demi-vie de l' ^{19}O et du ^{19}Ne

L'étude des effets systématiques est une partie très importante d'une expérience de mesure de haute précision. Dans notre expérience, nous avons imaginé et monté le dispositif expérimental pour réduire tous les effets systématiques. Nous avons décidé de mesurer les décroissances pour deux températures différentes presque simultanément avec le même dispositif. La température a été changée toute les heures. Si on imagine un effet systématique qui existe pour une température et pas pour une autre, cet effet doit dépendre directement de la température. En effet, il est improbable qu'il existe un effet, par exemple la position du faisceau, qui varie toutes les heures exactement de la même façon et au même moment que le changement de température. Dans notre cas, l'importance de ces effets est bien moindres parce que nous avons essentiellement fait une mesure en relatif. Pour illustrer l'impact réduit d'une mesure en relatif, nous donnons un exemple que nous avons observé dans notre expérience. Pendant un moment lors de notre expérience, un cristal de germanium s'est mis à changer de gain progressivement. Dans l'analyse cela n'a pratiquement pas été détecté. Le taux de comptage dans le pic gamma a changé, de la même façon pour la mesure à basse température et la mesure à plus haute température, ainsi le rapport des deux taux est resté quasiment identique.

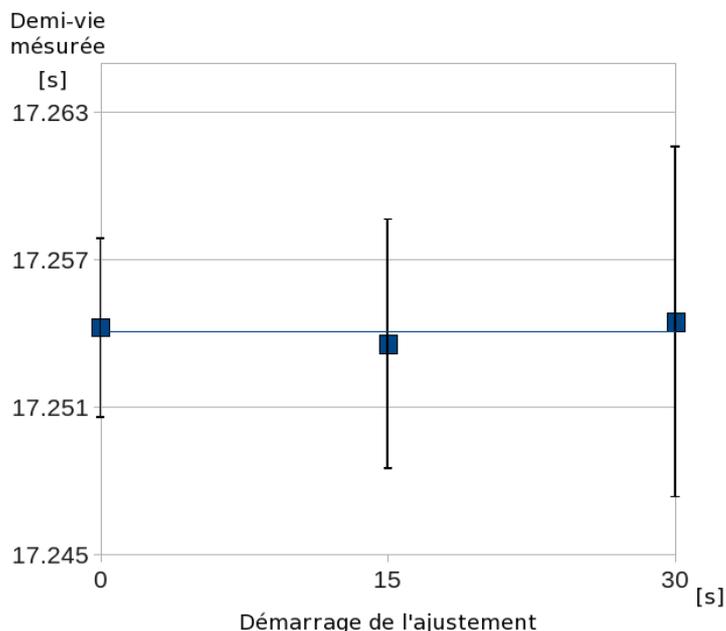


FIGURE 7.9: Demi-vies mesurées du ¹⁹Ne en fonction du moment du démarrage de l'analyse après l'implantation. La valeur sur l'axe des abscisses montre combien de temps s'est écoulé après l'implantation.

Nous donnons ci-dessous une liste de plusieurs effets systématiques qui ont été analysés :

- Le temps mort a été pris en compte (voir section 6.7.3.1), mais il est négligeable, on calcule une correction inférieure à 1 coup par canal. Pour prouver que c'était bien le cas, sur la figure 7.9 on observe que la demi-vie mesurée du ¹⁹Ne ne dépend pas du moment du démarrage de l'analyse après l'implantation. Si le temps mort n'avait pas été bien corrigé, ou s'il existait un effet systématique qui dépend du taux de comptage, on aurait dû observer une variation de la demi-vie mesurée en fonction du moment du démarrage.
- La valeur moyenne de la demi-vie de l'¹⁹O a été obtenue en faisant la moyenne pondérée des valeurs mesurées pour chaque run, ainsi que pour le ¹⁹Ne. La valeur normalisée du χ^2 obtenue pour les ajustements des demi-vies est de 0.998 pour ¹⁹O et 0.915 pour le ¹⁹Ne. Ces valeurs sont très proches de 1, comme attendu dans le cas d'une distribution purement statistique. Cela ne prouve pas qu'il n'y a pas d'effet systématique, mais cela prouve que si un effet systématique existe, il n'induit pas de fluctuation supplémentaire de la valeur mesurée.
- On a aussi également changé le "binning" de l'histogramme de la courbe décroissance et on a observé un effet sur la durée de vie inférieur de $0,3 \sigma$.
- On a comparé la valeur moyenne et la valeur moyenne pondérée. Ces deux valeurs sont exactement égales pour ¹⁹O et ¹⁹Ne. Cela montre qu'il n'y a pas d'effet systématique qui varie avec l'intensité de faisceau. Ces deux valeurs peuvent être différentes si par exemple, le faisceau est contaminé et si le taux de contamination varie avec l'intensité du faisceau.
- Si une condensation se produit sur la cible refroidie, on pourrait éventuellement observer un effet systématique sur la durée de vie. On rappelle également que la cible était isolée du tube faisceau par deux fenêtres minces, une condensation sur la fenêtre est également possible.

Cependant cet effet systématique est très improbable. D'une part, toutes les cibles étaient refroidies. Il est improbable que la condensation soit très différente à 4K par rapport à 16K, ou 90K. D'autre part, il faudrait que la condensation influence la durée de vie, donc qu'elle soit fonction du temps et du même ordre de grandeur que la demi-vie.

- On a également comparé les demi-vies mesurées pour les premiers cycles d'implantation des runs avec les autres cycles. Le premier cycle d'un run arrive quelques minutes après le changement de température. S'il y avait un effet systématique provoqué par la température, une condensation par exemple, la demi-vie obtenue pour les premiers cycles des runs devrait être différente de la demi-vie estimée par les autres cycles. On observe aucune différence à 1σ près, donc compatible avec aucun effet systématique (on doit toujours observer une fluctuation statistique de 1σ).
- A propos du temps de refroidissement de la cible. Nous n'avons pas mesuré la température sur la cible, mais quelques centimètres à côté. A chaque changement de température, nous avons attendu plusieurs minutes, ce qui est suffisant pour attendre l'équilibre (voir notice d'utilisation du cryostat). De plus, nous avons utilisé un cuivre ultra pur comme support cible, un métal très bon conducteur thermique.
- Les résidus normalisés (écarts par rapport à la valeur moyenne normalisés par l'erreur de mesure) des valeurs mesurées de demi-vie de ^{19}O pour tous les 183 cycles d'implantation mesurés sont montrés sur la figure 7.10. Aucun effet systématique n'est observable. La situation est identique pour le ^{19}Ne .
- Le pas de l'horloge utilisée dans cette expérience était de 10 ns. L'effet systématique associé est quasi nul, très inférieur à 10^{-4} .
- Le bruit de fond pour la mesure du temps de vie a été très faible, de l'ordre de 1 coup par seconde.
- Comme discuté dans la section 7.3.2, parfois un incident "time out" s'est produit, l'acquisition a été bloquée pendant une certaine période de temps. Il se produit une discontinuité dans l'enregistrement des données. Les événements ne sont pas perdus, ils sont bien pris en compte car le temps mort (du nombre de décroissances mesurées) est quasi nul, le problème est que les données sont enregistrées en retard. Ce défaut peut produire un effet systématique, mais il a été corrigé dans l'analyse des données. De plus, il n'y a aucune raison pour que ce problème se produise davantage à une température particulière plutôt qu'à une autre.

Aucun des autres effets systématiques que nous avons considérés, de la variation de la pression de l'air, de la température de la salle, de changement de seuil de déclenchement etc., ne peut induire un effet qui changerait systématiquement la durée de vie mesurée des noyaux pour une température donnée et pas pour une autre. En conclusion, nous n'avons trouvé aucun effet systématique important. On estime que l'effet systématique est, au plus, égal à $0,3\sigma$ statistique.

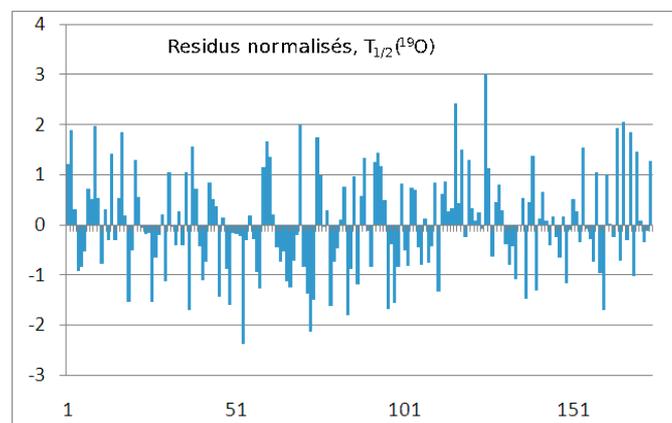


FIGURE 7.10: Résidus normalisés (écarts par rapport à la valeur moyenne normalisés par l'erreur de mesure) de demi-vie de l' ^{19}O pour tous les 183 cycles de mesure. On n'observe pas d'effet systématique.

Limite supérieure de l'effet d'écrantage observé. Discussion et conclusion

Au cours de l'expérience que nous avons menée au GANIL, nous avons tenté de mesurer l'effet relatif du milieu environnant sur le temps de demi-vie et sur les rapports d'embranchement de noyaux décroissants par bêta. Pour ce faire, les mesures de la décroissance bêta de ^{19}O implanté dans un environnement métallique (niobium à 16 K et 90K), et dans un milieu supraconducteur (4K) ont été réalisées. Toutes les valeurs de demi-vies et de rapports d'embranchement extraites de l'analyse des données expérimentales sont contenues dans un intervalle inférieur à un sigma de barre d'erreur. On peut conclure légitimement que nous n'avons pas observé d'effet de milieu. Une comparaison entre les valeurs mesurées dans l'environnement métallique et dans l'environnement supraconducteur met en lumière un certain comportement systématique. Les valeurs de rapport d'embranchement et de demi-vie de ^{19}O sont systématiquement plus élevées dans le milieu supraconducteur que dans le milieu métallique (aussi bien à 16K qu'à 90K). Cette différence est toujours inférieure à un sigma. Ce comportement est exactement conforme à nos attentes dans le cas d'un effet d'écrantage. Le même comportement est observé dans le cas d'un faisceau incident de ^{19}Ne . Toutefois, le changement de demi-vie entre l'environnement supraconducteur et la phase métallique montre une tendance inverse à celle observée dans le cas de l'oxygène. En fait, c'est un comportement exactement conforme à nos attentes dans le cas d'un écrantage. Le comportement inverse s'explique par le fait que ^{19}Ne se désintègre par décroissance β^+ alors que ^{19}O se désintègre par décroissance β^- . Nos mesures semblent indiquer un effet de l'écrantage sur la probabilité de désintégration. Nous pouvons calculer une limite sur l'énergie d'écrantage à partir de la valeur mesurée de l'effet de milieu sur ces décroissances bêta. Les changements observés de durée de vie correspondent à une énergie d'écrantage inférieure à 920 eV pour l'oxygène et inférieure à 380 eV pour le néon.

Il est également possible de combiner l'ensemble de ces mesures - le rapport de branchement et la demi-vie de l'oxygène, ainsi que la demi-vie du néon, afin de quantifier l'effet observé sous la forme d'un seul paramètre. Une combinaison des mesures mentionnées précédemment nécessite leur normalisation au préalable. Pour ce faire, les valeurs prédites du changement entre le milieu supraconducteur et le milieu métallique, présentées dans le tableau 5.5, ont été utilisées. Par exemple, on constate que nous avons mesuré 60 % du changement théorique prédit pour le rapport d'embranchement 197keV/1554KeV (mais l'erreur associée est très grande, de 330%). Les valeurs relatives ainsi obtenues sont présentées dans le tableau 8.1. Toutes ces valeurs sont positives, ce qui veut dire qu'elles varient dans la direction attendue.

Une fois normalisées, les valeurs obtenues peuvent être comparées entre elles. Cet effet de milieu observé entre la phase supraconductrice et la phase métallique est en moyenne de **1,1% ± 0,9%** de l'effet prédit par le modèle d'écrantage dans les supraconducteurs décrit dans la section 5.6. Si on utilise les prédictions où les deux écrantages sont pris en compte - du père et du noyau fils on obtient **10% ± 7%**

TABLE 8.1: Rapport entre les changements de demi-vie et de BR mesuré (correspondant aux tableaux 7.4 et 7.7 et aussi les figures 7.5 et 7.8) et le changement prévu théoriquement. Deux cas sont donnés : pour l'écrantage sur noyau père considéré - $U(Z)$ et pour l'écrantage considéré sur tous les deux noyaux, père et fils - $U(Z=1)$.

	Pour $U(Z)$	Pour $U(Z=1)$
$\Delta BR(197/1554)$ entre 4K/16K	+60% \pm 330%	+200% \pm 1200%
$\Delta BR(197/1554)$ entre 4K/90K	+190% \pm 370%	+820% \pm 650%
$\Delta BR(197/4337)$ entre 4K/16K	+100% \pm 80%	+700% \pm 1300%
$\Delta BR(197/4337)$ entre 4K/90K	+100% \pm 90%	+820% \pm 760%
Δ demi-vie ^{19}O entre 4K/16K	+4,2% \pm 3.7%	+24% \pm 21%
Δ demi-vie ^{19}O entre 4K/90K	+1,2% \pm 3.6%	+7% \pm 20%
Δ demi-vie ^{19}Ne entre 4K/16K	+0,8% \pm 1.2%	+7% \pm 11%
Δ demi-vie ^{19}Ne entre 4K/90K	+1,3% \pm 1.7%	+11% \pm 14%

par rapport à l'effet prédit par le modèle d'écrantage.

En conclusion, on peut dire que nous avons observé une indication d'un effet du milieu sur la décroissance bêta. Cet effet est beaucoup plus faible que ce qui a été prédit avec l'écrantage de Debye. Nous n'avons pas observé une influence de la température dans le milieu métallique.

Conclusion générale et perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans une thématique générale astrophysique. Deux expériences sur deux sujets différents ont été réalisées.

La première partie du manuscrit a été consacrée aux réactions (α, γ) mesurées en cinématique inverse. Les conclusions de ce travail sont présentées en détail dans la section I-4. Ces mesures sont importantes pour contraindre les modèles nucléaires statistiques et donc le processus p, un processus astrophysique responsable de la nucléosynthèse d'une trentaine de noyaux stables riches en proton plus lourds que le sélénium. Dans notre expérience, nous avons mesuré la réaction ${}^4\text{He}({}^{78}\text{Kr}, \gamma){}^{82}\text{Sr}$ à l'aide du Filtre de Wien de LISE utilisé comme un séparateur et d'une cible de $1\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de l'hélium implanté dans une feuille mince d'aluminium de $50\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (ou $2\mu\text{m}$ d'épaisseur). L'avantage de l'utilisation du filtre Wien par rapport aux dipôles (électriques ou magnétiques) est son efficacité de collecte qui dépend faiblement de l'état de charge du noyau. A l'opposé, les dipôles sélectionnent un seul état de charge du noyau donné. Selon le numéro atomique de l'ion, la perte de rendement total peut être très supérieure à 50%. En envisageant l'utilisation de faisceaux radioactifs, cela peut être crucial pour la faisabilité d'une expérience. Ainsi, il y a une forte motivation pour développer cette technique expérimentale pour l'étude des réactions de capture liées à l'astrophysique. De notre expérience, nous avons conclu qu'il est possible d'atteindre un très haut facteur de réjection du faisceau incident, supérieur à 10^{10} . Ce facteur est plus que suffisant pour réussir des mesures de captures radiatives. Cependant, l'expérience a également montré une contamination non prévue et très intense, de particules ayant une énergie significativement plus faible que le faisceau primaire, et qui ne pouvait pas être expliquée ni par la perte d'énergie dans la cible ni par une diffusion sur la cible. Plusieurs arguments ont permis de conclure que cette contamination pouvait être causée par un ralentissement du faisceau sur des poussières microscopiques atmosphériques déposées sur la surface de la cible. Un très faible dépôt permet d'expliquer le taux de contamination observé. Nous avons conclu que l'utilisation d'une cible gazeuse sans fenêtre était indispensable pour réaliser ce genre d'expérience. Un test sera réalisé prochainement et, s'il est positif, ouvrira la porte à de très nombreuses expériences utilisant des faisceaux stables mais aussi les futurs faisceaux radioactifs de SPIRAL2. Dans le processus p, les noyaux où les réactions (n, γ) , (γ, n) , (γ, p) , (γ, α) sont en compétition constituent de fait des cas intéressants. On les appelle aussi les noyaux d'embranchement. Ils déterminent la direction du déroulement de processus p. Pour le futur, il sera donc important de connaître les sections efficaces des réactions relatives à ces isotopes avec une précision suffisante. Selon certains calculs, on peut définir certains de ces noyaux clés dits d'embranchement [Demetriou 09] : ${}^{68}\text{Ge}$, ${}^{88}\text{Zr}$, ${}^{82}\text{Sr}$, ${}^{100}\text{Pd}$, ${}^{104}\text{Cd}$, ${}^{110}\text{Sn}$, ${}^{120,122}\text{Xe}$ (en fonction de la température), ${}^{126}\text{Ba}$ et ${}^{142}\text{Sm}$. Ces faisceaux ne seront pas disponibles dans un premier temps avec SPIRAL2 ; La mesure des réactions (α, γ) avec des faisceaux exotiques riches en proton sera probablement très difficile à SPIRAL2 [Harissopoulos 06] puisque les sections efficaces de ces réactions sont très faibles ($\ll 1$ nb). Il sera peut-être plus intéressant de mesurer des réactions (α, n) dont les sections efficaces seront beaucoup plus grandes, mais ces mesures seront plus difficiles puisque la différence de vitesse entre le noyau de recul et le faisceau incident sera plus faible et puisque la dispersion angulaire du noyau de recul sera plus grande. De façon très générale, cette technique de séparation en cinématique inverse peut être utilisée pour la mesure des réactions de capture

alpha, sans se limiter aux noyaux du processus p. Cela ouvre la voie pour de futures expériences, y compris avec des faisceau SPIRAL2 produits pas les méthodes “Autres Faisceau Autres Cibles”, comme par exemple la mesure de la réaction $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$.

Dans la deuxième partie de la thèse, l'influence de l'environnement sur la décroissance bêta, par l'effet de l'écrantage électronique par exemple, a été étudiée. Les conclusions de ce travail sont présentées en détail dans la section II-8). L'effet de l'écrantage électronique a suscité beaucoup d'intérêt ces deux dernières décennies. Il était supposé que grâce à l'effet d'écrantage, il serait possible de manipuler la probabilité de la décroissance nucléaire. Cette possibilité aurait eu un impact énorme sur la gestion des déchets nucléaires, comme cela a été discuté dans plusieurs publications (ex. [Kettner 06, Raiola 07]). Nous avons étudié cet effet et nous avons montré pour la première fois que l'écrantage doit avoir également un effet sur les rapports d'embranchement. Nous avons également remarqué que l'énergie d'écrantage du noyau fils doit être considérée, comme l'énergie d'écrantage du noyau parent. Ainsi, ces deux contributions (fils et parent) doivent se soustraire, ce qui à notre connaissance n'avait jamais été considéré dans les publications précédentes, et cela produit une énergie d'écrantage nettement plus petite. En réalité, le potentiel d'écrantage provenant d'environnement est indépendant du numéro atomique du noyau considéré dans l'environnement donné, et il est toujours égal au potentiel d'écrantage sur le noyau d'hydrogène. Les prédictions théoriques de l'effet d'écrantage dans les publications précédentes sont évidemment surestimées. La situation dans le cas de la décroissance alpha est très similaire à celle de la désintégration bêta. A savoir, l'énergie de la particule alpha émise sera modifiée par la différence d'énergie d'écrantage entre le noyau parent et le noyau fils. D'autre part, dans de nombreuses expériences de fusion d'éléments légers implantés dans un environnement métallique, la présence d'une énergie d'écrantage relativement élevée de quelques centaines d'électron-volts a été observée. La limite adiabatique de l'énergie d'écrantage est d'environ 100 eV, ce qui semble prouver l'existence d'une énergie d'écrantage supplémentaire induite par l'environnement métallique. Ce phénomène n'est pas encore expliqué par un approche théorique adéquate. Dans notre expérience, nous avons mesuré très précisément la durée de vie du ^{19}Ne et de l' ^{19}O et les rapports d'embranchement de l' ^{19}O implanté dans des milieux métalliques, supraconducteur et isolant. Un effet extrêmement faible, dans la limite des erreurs de mesure, a été observé. On a obtenu une limite supérieure de l'énergie d'écrantage à l'intérieur du niobium supraconducteur en comparaison avec le niobium métallique, cette énergie ne dépasse pas quelques centaines d'électron-volts (<920 eV dans le cas de ^{19}O et <380 eV dans le cas de ^{19}Ne). En conclusion, notre expérience de très grande précision montre qu'un effet de milieu sur la décroissance bêta est possible, mais que c'est un effet très faible. Nos résultats sont incompatibles avec le modèle de Debye. Pour le futur il y a certainement beaucoup de progrès à accomplir sur la théorie qui décrit ces phénomènes. Du point de vue expérimental, avec un faisceau radioactif 100 fois plus intense, de 10^7 pps, avec l'utilisation d'un détecteur plastique rapide (~ 10 ns) et d'échelles de comptage rapides avec un temps mort très faible, il est possible d'obtenir un facteur 10 sur la précision de la mesure du temps de vie d'un noyau radioactif, donc une précision de 10^{-5} est possible en principe dans le temps d'une semaine de mesure. Il sera possible de confirmer la variation de la durée de vie que nous avons observée, et d'étudier cette variation en fonction des matériaux d'implantation et de la température du matériau. Néanmoins, on a réussi à mesurer une des valeurs les plus précises de demi-vie de l' ^{19}O et du l' ^{19}Ne .

Simulation détaillée avec le programme Zgoubi

Les champs de fuite peuvent être définis avec la fonction Enge :

$$F = \frac{1}{1 + \exp(P(s))}, \quad (\text{A.1})$$

où

$$P(s) = C_0 + C_1 \left(\frac{s}{\lambda}\right) + C_2 \left(\frac{s}{\lambda}\right)^2 + C_3 \left(\frac{s}{\lambda}\right)^3 + C_4 \left(\frac{s}{\lambda}\right)^4 + C_5 \left(\frac{s}{\lambda}\right)^5, \quad (\text{A.1 (a)})$$

où λ , $C_0 - C_5$ sont des coefficients ajustables et s est la distance au bord du champ effectif. Pour le FW de LISE les valeurs des champs de fuite magnétiques (pour l'entrée et la sortie) sont : 1.0, -0.866614 , 0.112093 et $-0.4707783e - 03$ pour les paramètres λ , C_0 , C_1 et C_2 respectivement. Les coefficients pour le champ de fuite électrique d'entrée sont : 1.0, $-13,0$ et $0,39$ pour les paramètres λ , C_0 et C_1 , respectivement, et pour le champ de fuite électrique de sortie, on a : 1.0, -3.40 et 0.39 pour λ , C_0 et C_1 , respectivement.

La première chose qui pourrait être remarquée sur la figure A.2, qui montre la simulation de l'optique ionique calculée par Zgoubi, est que la trajectoire des ions à l'intérieur du FW LISE s'écarte sensiblement de l'axe optique, même lorsque les ions ont la vitesse sélectionnée par le FW (figure à gauche). Le FW de LISE a une symétrie bilatérale au plan milieu du FW perpendiculaire à l'axe optique, notée "miWien" sur la figure 2.10. Grâce à cette symétrie, les ions ayant la vitesse sélectionnée, même s'ils s'écartent de l'axe optique à l'intérieur du FW, une fois qu'ils quittent le FW ils continuent leur trajectoire "tout droit" le long de l'axe optique.

La différence de vitesses entre le faisceau primaire et le NC étant seulement de $\sim 5\%$, la simulation avec le code COSY INFINITY avait montré que ces deux ions ne seraient pas suffisamment séparés à la position miWien pour permettre l'application de fentes à cette position pour couper le faisceau primaire. Avec les simulations Zgoubi, nous avons remarqué que les trajectoires des ions du faisceau primaire et du NC sont sensiblement différentes dans la position miWien (voir figure A.2). Le pouvoir de déflexion du dipôle électrique d'entrée est plus fort pour les ions à basse énergie, et ce facteur a probablement joué un rôle déterminant dans la séparation du faisceau et du NC. Cette circonstance heureuse nous a permis de choisir d'utiliser efficacement les fentes à la position miWien.

Il est clairement visible sur la figure A.2 que tous les ions de $^{82}\text{Sr}^{25+}$ (état de charge 25+) passent en dessous de $-3,0\text{cm}$ à miWien, tandis que tous les ions de $^{78}\text{Kr}^{25+}$ passent au-dessus de $-2,0\text{cm}$. Ici on a pris le straggling égal à 18mrad pour ^{78}Kr , mais qualitativement rien ne change jusqu'aux angles de la pleine acceptation $\sim 30\text{mrad}$. Bien sûr, la situation réelle est beaucoup plus complexe que celle présentée sur cette figure, puisque de nombreux états de charge sont présents dans la réalité. De plus, la forme et la taille de la tache du faisceau sur la cible pourrait être différente de celle utilisée dans ces

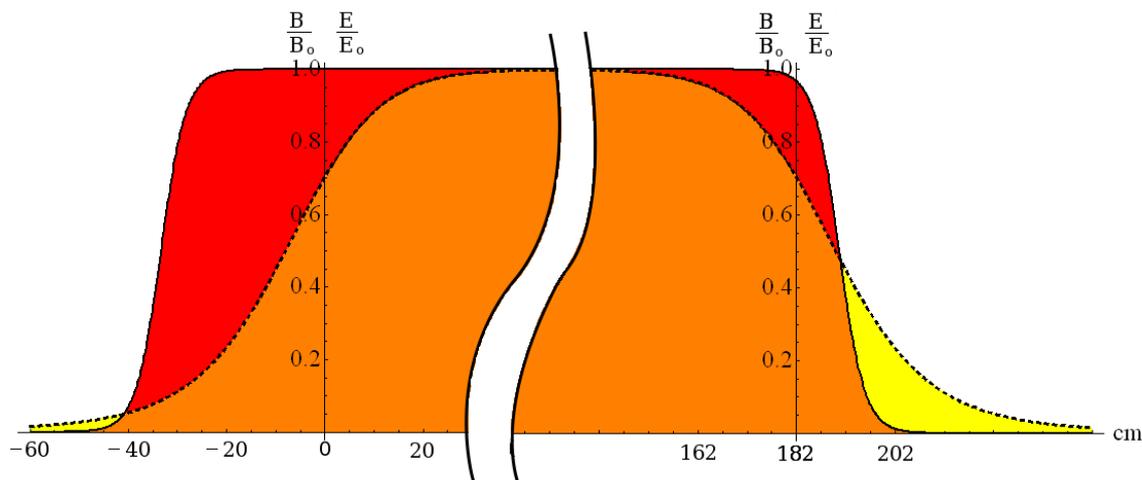


FIGURE A.1: Schéma représentant les champs électriques (rouge et orange) et magnétiques (de couleur jaune et orange) à l'intérieur du filtre de Wien de LISE.

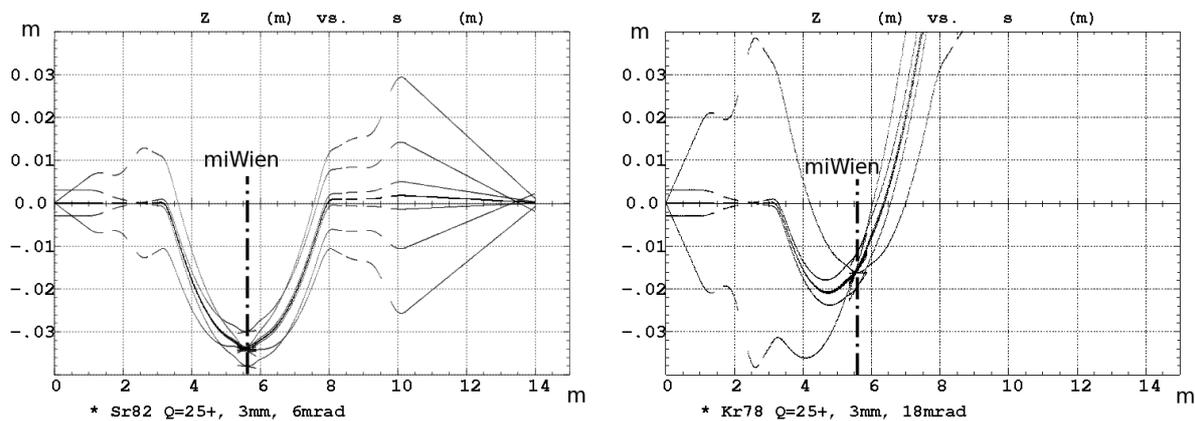


FIGURE A.2: Simulations réalisées avec le code Zgoubi pour les trajectoires des ions $^{82}\text{Sr}^{25+}$ (à gauche) et des ions $^{78}\text{Kr}^{25+}$ (à droite) dans le FW LISE pour l'optique nominale point-point-point (PPP). On constate que le faisceau est rejeté tandis que le NC est transmis.

simulations. Toutefois, ici on montre comment nous sommes arrivés à l'idée d'utiliser des fentes à la position miWien, ce qui nous a motivé à procéder à de nouvelles simulations pour cette configuration.

Selon GLOBAL-W, l'état de charge le plus probable du ^{82}Sr pour l'énergie de notre expérience pour des ions traversant la cible solide mince est $25+$, alors c'est celui qui a été utilisé comme référence pour le réglage des quadripôles. Les champs des quadripôles étaient réglés afin d'avoir la meilleure focalisation possible du NC — $^{82}\text{Sr}^{25+}$. Les valeurs des champs magnétiques pour les quadripôles sont les suivantes : $Q63 = -0.245T/m$, $Q64 = 2.148T/m$, $Q65 = -2.437T/m$, $Q66 = -0.41T/m$, $Q67 = 1.53T/m$ et $Q68 = -1.39T/m$. De plus la configuration de focalisation utilisée ici est appelée point-point-point (PPP). Cela signifie que le faisceau est focalisé sur la cible, puis il est focalisé à la position miWien et bien sûr à la fin de la ligne sur le détecteur. L'autre configuration souvent utilisée est le point-parallèle-point. La différence entre ces configurations est que dans ce dernier cas les trajectoires dans le FW sont parallèles à l'axe faisceau. Avec cette configuration il n'est pas possible de couper efficacement le faisceau incident en utilisant les fentes à miWien (appelées F61W). Donc, cette configuration n'était pas intéressante pour nous. Cette partie du travail, c'est-à-dire les simulations d'optique ionique avec une optique nominale point-point-point et fentes du FW fermées, était vraiment subtile. Dans la fusion nucléaire complète l'impulsion est conservée, elle est donc la même pour le NC et le faisceau incident. Cela signifie que les rigidités magnétiques des ions $^{78}\text{Kr}^{25+}$ et $^{82}\text{Sr}^{25+}$ ont quasiment la même valeur. En outre, la différence de vitesse est de seulement $\sim 5\%$. Afin d'expliquer les problèmes rencontrés dans de telles conditions expérimentales difficiles, on donnera un exemple simple. Normalement, les ions du faisceau doivent être déviés par le FW, cependant il y a toujours une probabilité non-négligeable que certains ions arrivent à parvenir dans le dernier triplet de quadripôles (Q66, Q67 et Q68 sur la figure A.3). Parce que le faisceau a la même rigidité magnétique que le NC pour lequel le triplet est optimisé, les ions du faisceau parvenus jusqu'au triplet vont être également focalisés sur le détecteur. L'ouverture du triplet est de $\sim 10\text{cm}$, il y a donc de fortes chances que de nombreuses trajectoires du faisceau réussissent à passer le FW pour entrer dans ce diamètre – voir la figure A.3. Sur cette figure, on a simulé les trajectoires suivantes : la trajectoire central, deux rayons émis depuis la position centrale avec un angle de $\pm 12\text{mrad}$ et deux autres rayons avec un angle de $\pm 15\text{mrad}$, deux rayons de avec une dispersion en momentum $\pm \Delta p = 0,001$, deux rayons positionnés sur la cible à $\pm 1\text{cm}$ en vertical et avec un angle nul. Comme on peut le voir sur la figure, pour l'état de charge $28+$ et pour les rayons émis aux angles de 12mrad et 15mrad , les ions $^{78}\text{Kr}^{28+}$ arrivent à parvenir sur le détecteur. Dans ces conditions, il n'est évidemment pas possible d'utiliser le réglage nominale des quadripôles pour notre expérience, ainsi de nouveaux ajustements des quadripôles doivent être faits.

Par une simple inspection visuelle de la figure A.3 il pourrait être remarqué que la raison, pour laquelle les rayons de $+12\text{mrad}$ et $+15\text{mrad}$ passent à travers les fentes à miWien et atteignent le détecteur, est que les trajectoires plongent avec un angle trop raide quand elles quittent le quadripôle Q65. Cet angle élevé ne peut pas être suffisamment compensé par la déflexion verticale du FW. Par conséquent, il était nécessaire de trouver une combinaison des champs des quadripôles où cet angle serait abaissé. Au premier triplet, les quadripôles Q63 et Q65 font la focalisation dans le plan vertical, tandis que le quadripôle Q64 est celui de la défocalisation. La raison pour laquelle les rayons mentionnés (12 and 15mrad) parviennent à miWien avec un angle trop raide est que la focalisation de Q63 est trop faible et que les ions arrivent au Q65 avec grande distance par rapport à l'axe optique et cela doit être compensée avec une focalisation forte de Q65, ce qui leur donne cet angle de plongée en forte pente. Par conséquent, il était nécessaire d'augmenter la focalisation du Q63 "à la main". Après de nombreuses tentatives pour limiter la valeur du champ magnétique du Q63 et pour adapter le premier triplet à focaliser le NC à

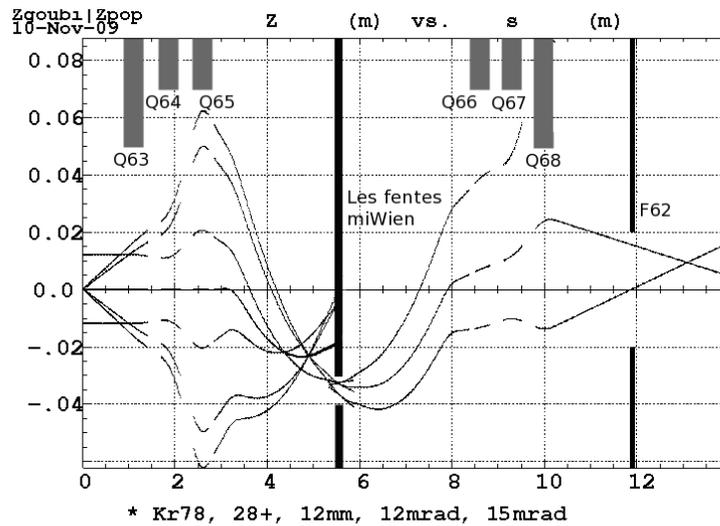


FIGURE A.3: Simulations avec le code Zgoubi des trajectoires des ions $^{78}\text{Kr}^{28+}$ dans le FW LISE réglé dans l'optique nominale point-point-point (PPP) pour les ions $^{82}\text{Sr}^{25+}$. Ces différentes trajectoires correspondent à des valeurs différentes d'angle et de position d'émission sur la cible.

miWien, il a été constaté que le gradient de champ Q63 qui permet encore une focalisation au miWien raisonnable est de $-1,600\text{T/m}$. Cette valeur a été prise comme la valeur minimum dans la procédure d'ajustement (fit). L'inconvénient de cette procédure est que par l'utilisation d'une contrainte sur l'un des paramètres, nous perdons un degré de liberté. La perte d'un degré de liberté signifie qu'un autre élément de matrice optique devient non contrôlable. Bientôt on montra quelles sont les conséquences réelles d'une telle contrainte. Après la procédure d'ajustement, nous avons obtenu les valeurs suivantes pour le premier triplet $Q63 = -1,600\text{T/m}$, $= 2,5437Q64\text{T/m}$ et $Q65 = -2,3056\text{T/m}$.

Avec le second triplet nous allons essayer d'augmenter la sélection des NC. Au cours de cette étude, nous avons veillé à ce que le NC atteigne le détecteur et ne soit pas rejeté. Pour cet objectif, nous avons diminué la puissance de focalisation du Q66, ainsi les ions du faisceau incident ayant traversés le FW ne sont pas tellement focalisés et restent loin de l'axe optique. Dans la plupart du temps, les ions vont heurter le tube faisceau au niveau des quadripôles Q67 (ayant 5cm de rayon d'ouverture) ou Q68 (ayant 7cm de rayon). Et même si l'ion arrive à traverser les quadripôles Q67 et Q68, il aura une telle pente et il sera tellement loin de l'axe optique qu'il sera facilement arrêté par les fentes F62 de LISE qui sont situées entre le deuxième triplet et le point focal (figure A.4. Après de nombreuses simulations, nous avons limité le champ magnétique de Q66 à $-0,400\text{T/m}$ et après un ajustement subséquent, les valeurs pour le dernier triplet ont été obtenues : $Q66 = -0,400\text{T/m}$, $Q67 = 1,610\text{T/m}$ et $Q68 = -1,421\text{T/m}$.

Même si l'ajustement des quadripôles a été fait, il faut remarquer que, en raison des contraintes imposées sur les champs magnétiques des deux quadripôles Q63 et Q66, nous avons perdu un peu de la qualité de focalisation sur le détecteur. D'abord la focalisation sur le plan horizontal est moins bonne, mais elle est toujours tolérable, c'est à dire, essentiellement inférieur à 1cm de rayon. Deuxièmement, la focalisation est également moins bonne pour les ions qui sont éloignés de l'axe optique à la position de la cible (figure A.5 (b)). L'élément de matrice optique $\{y_0|Y\}$ à la position miWien (dans la notation Zgoubi cela correspond à $\{Z_0|Z\}$) a une valeur 1.64. C'est une valeur très élevée compte tenu du fait

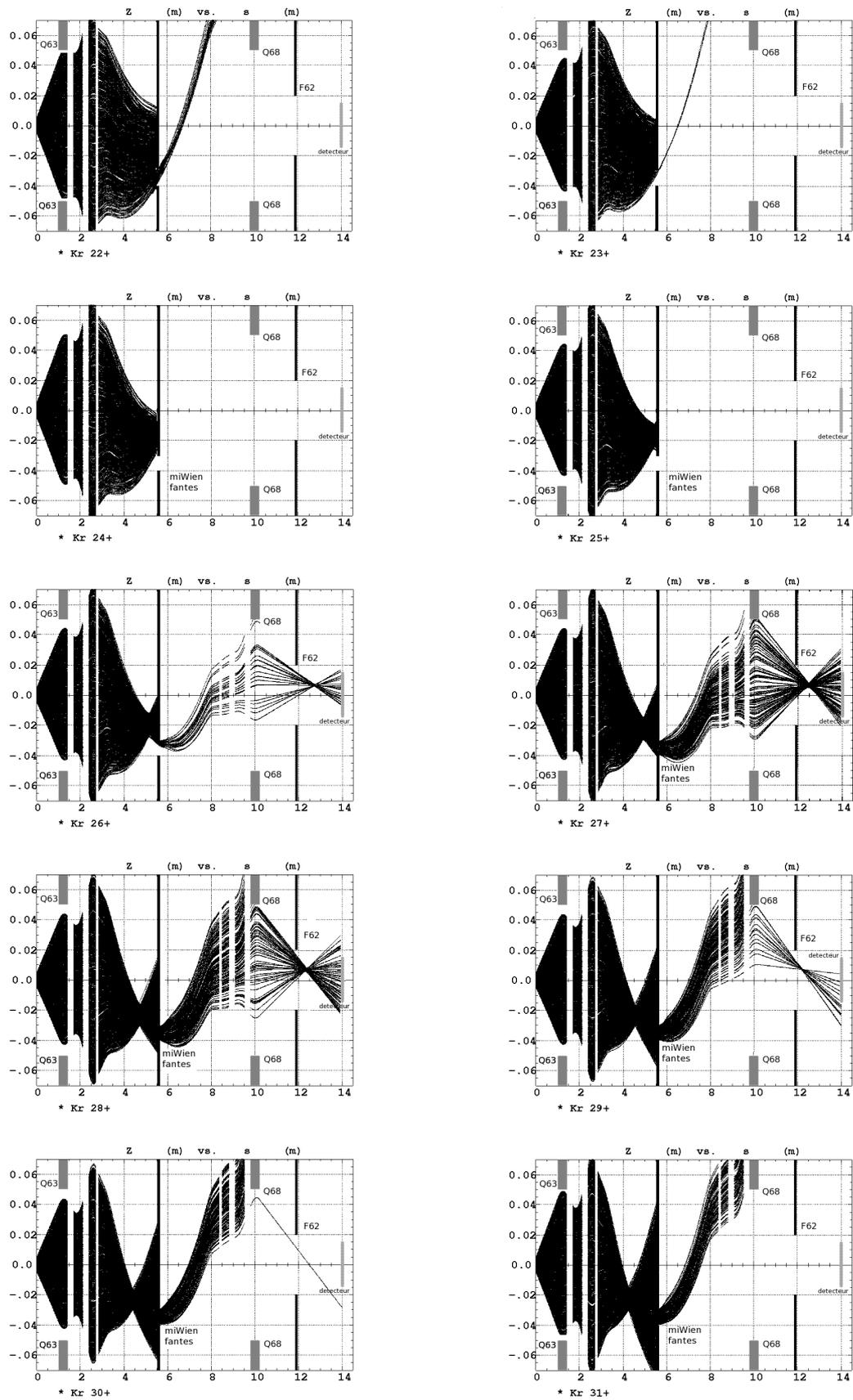
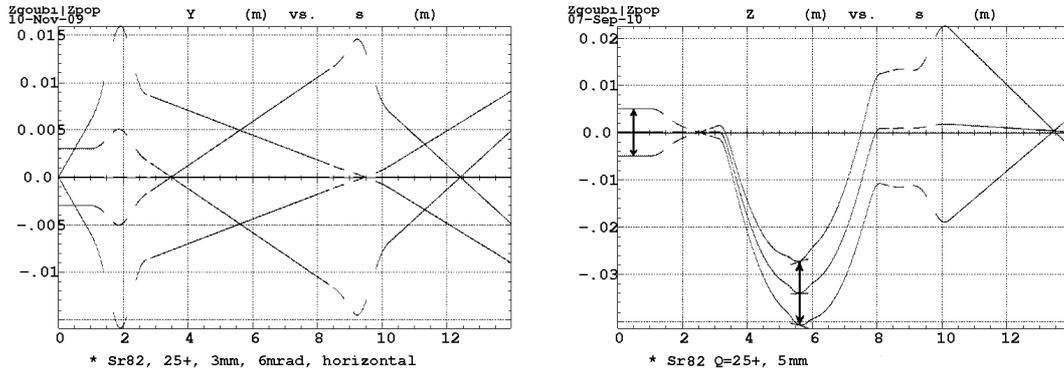


FIGURE A.4: Simulations des trajectoire des états de charges pertinents du faisceau ^{78}Kr passant à travers le FW LISE réglé pour le NC



(a) Plan horizontal ; rayons calculés pour les entrées suivantes : (central, $\pm 6\text{mrad}$), et ($\pm 0.3\text{cm}$, 0mrad).

(b) Plan vertical ; rayons calculés pour les entrées suivantes : (central, 0mrad) et ($\pm 0.5\text{cm}$, 0mrad).

FIGURE A.5: Simulations Zgoubi de $^{82}\text{Sr}^{25+}$ dans le plan horizontal et la simulation des rayons déplacé spatialement par 0.5cm sur la cible dans le plan vertical à la position de miWien.

qu'il devrait tendre vers zéro lorsque la focalisation est bonne. Il a fallu faire un choix – choisir entre une bonne focalisation des ions diffusés avec des angles relativement grands mais une surface (spot faisceau) petite ou une bonne focalisation des ions diffusés sur une surface plus étendue avec des angles faibles. Nous avons choisi la première option puisque la cible est limitée en surface (typiquement 1cm de diamètre). En outre, il est toujours possible de choisir l'émission du faisceau, et donc l'étendue de la tache faisceau sur la cible.

Après que les éléments de focalisation optique ont été optimisés pour l'état de charge $25+$, il a été possible de vérifier ce qui se passe avec les autres états de charge du faisceau incident. Les simulations optiques pour les états de charge les plus importants sont présentés sur la figure A.4. Il est évident que les états de charge les plus problématiques sont ceux allant de $26+$ à $29+$, puisqu'une partie de ces ions passe à travers le séparateur et atteint le système de détection. On montre que cela correspond toujours à des ions avec des angles de diffusion situés dans l'intervalle (18mrad , 34mrad), donc à des angles de diffusion situés à plus de 6 sigma du maximum de la distribution angulaire. Par conséquent, on peut calculer que cela correspond à des intensités maximales de $\sim 10^4\text{pps}$. Cette intensité de particules du faisceau incident non rejetées peut être abaissée en utilisant soit les fentes miWien soit les fentes F62, c'est-à-dire en mettant en place la fente inférieure à miWien, ou en abaissant la fente F62 supérieure. C'est exactement ce qui s'est fait lors de l'expérience, afin d'abaisser le taux de comptage sur le détecteur silicium.

Bibliographie

- [Alburger 70] D. E. Alburger & G. A. P. Engelbertink. *Half-Lives of Be^{11} , C^{15} , N^{16} , O^{19} , and Al^{28}* . Phys. Rev. C, vol. 2, no. 5, pages 1594–1596, Nov 1970. 118
- [Alexandrov 92] AA Alexandrov, IA Alexandrova, SL Podshibyakin, Y.V. Pyatkov, AI Slyusarenko, VL Shemetovet *al.* *Study of the surface-barrier semiconductor detector response to the fission fragments in the channeling mode*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 312, no. 3, pages 542–546, 1992. 48
- [Alhassid 00] Y. Alhassid, G. F. Bertsch, S. Liu & H. Nakada. *Parity Dependence of Nuclear Level Densities*. Phys. Rev. Lett., vol. 84, no. 19, pages 4313–4316, May 2000. 16
- [Aliotta 01] M. Aliotta, F. Raiola, G. Gyurky, A. Formicola, R. Bonetti, C. Brogгинi, L. Campajola, P. Corvisiero, H. Costantini, A. D’Onofrioet *al.* *Electron screening effect in the reactions $3He(d, p)4He$ and $d(3He, p)4He$* . Nuclear Physics A, vol. 690, no. 4, pages 790–800, 2001. 82, 84
- [Arnould 76] M. Arnould. *Possibility of synthesis of proton-rich nuclei in highly evolved stars. II*. Astronomy and Astrophysics, vol. 46, pages 117–125, 1976. 11
- [Arnould 03] M. Arnould & S. Goriely. *The p-process of stellar nucleosynthesis : astrophysics and nuclear physics status*. Physics Reports, vol. 384, no. 1-2, pages 1–84, 2003. 12, 18, 19
- [Assenbaum 87] HJ Assenbaum, K. Langanke & C. Rolfs. *Effects of electron screening on low-energy fusion cross sections*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, vol. 327, no. 4, pages 461–468, 1987. 82
- [Audouze 70] J. Audouze. *Some nucleosynthetic effects of energetic proton fluxes on stellar surfaces and on the solar system*. Astronomy and Astrophysics, vol. 8, pages 436–457, 1970. 11
- [Azaiez 99] F. Azaiez. *EXOGAM : a [gamma]-ray spectrometer for radioactive beams*. Nuclear Physics A, vol. 654, no. 1, Supplement 1, pages 1003c – 1008c, 1999. 106
- [Azuelos 75] G. Azuelos & J. E. Kitching. *Half-lives of some $T = \frac{1}{2}$ mirror decays*. Phys. Rev. C, vol. 12, no. 2, pages 563–566, Aug 1975. 124
- [Baker 84] S. Baker & R.D. Cousins. *Clarification of the use of chi-square and likelihood functions in fits to histograms*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 221, no. 2, pages 437–442, 1984. 107, 111
- [Bardeen 57] J. Bardeen, L. N. Cooper & J. R. Schrieffer. *Theory of Superconductivity*. Phys. Rev., vol. 108, no. 5, pages 1175–1204, Dec 1957. 93
- [Barker 04] PH Barker, IC Barnett, GJ Baxter & AP Byrne. *Half-life of the superallowed positron emitter ^{14}O* . Physical Review C, vol. 70, no. 2, page 024302, 2004. 98, 104

- [Bauge 01] E. Bauge, J. P. Delaroche & M. Girod. *Lane-consistent, semimicroscopic nucleon-nucleus optical model*. Phys. Rev. C, vol. 63, no. 2, page 024607, Jan 2001. 17
- [Benoist 49] P. Benoist, R. Bouchez, P. Daudel, R. Daudel & A. Rogozinski. *The Decay Probability of Be^7 as a Function of the Ionization of the Atom*. Phys. Rev., vol. 76, no. 7, pages 1000–1001, Oct 1949. 73, 87
- [Bethe 36] H. A. Bethe. *An Attempt to Calculate the Number of Energy Levels of a Heavy Nucleus*. Phys. Rev., vol. 50, no. 4, pages 332–341, Aug 1936. 15
- [Bonomo 03] C. Bonomo, G. Fiorentini, Z. Fülöp, L. Gang, G. Gyürky, K. Langanke, F. Raiola, C. Rolfs, E. Somorjai, F. Strieder, J. Winter & M. Aliotta. *Enhanced electron screening in $d(d, p)t$ for deuterated metals : a possible classical explanation*. Nuclear Physics A, vol. 719, pages C37 – C42, 2003. 85
- [Bormann 65] M. Bormann, E. Fretwurst, P. Schehka, G. Wrege, H. Büttner, A. Lindner & H. Meldner. *Some excitation functions of neutron induced reactions in the energy range 12.6-19.6 MeV*. Nuclear Physics, vol. 63, no. 3, pages 438 – 448, 1965. 118
- [Bosch 96] F. Bosch, T. Faestermann, J. Friese, F. Heine, P. Kienle, E. Wefers, K. Zeitelhack, K. Beckert, B. Franzke, O. Klepper, C. Kozhuharov, G. Menzel, R. Moshhammer, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, M. Steck, T. Stöhlker, T. Winkler & K. Takahashi. *Observation of Bound-State β^- Decay of Fully Ionized $^{187}Re : ^{187}Re-^{187}Os$ Cosmochronometry*. Phys. Rev. Lett., vol. 77, no. 26, pages 5190–5193, Dec 1996. 73, 87
- [Brandrup 99] J. Brandrup, EH Immergut, EA Grulke, A. Abe & DR Bloch. *Polymer handbook*. John Wiley & Sons, New York, page VI/553, 1999. 109, 121
- [Burbidge 57] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler & F. Hoyle. *Synthesis of the elements in stars*. Reviews of Modern Physics, vol. 29, no. 4, pages 547–650, 1957. 5, 10
- [Burke 06] J.T. Burke, P.A. Vetter, S.J. Freedman, B.K. Fujikawa & W.T. Winter. *Half-life of ^{14}O* . Physical Review C, vol. 74, no. 2, page 025501, 2006. 111
- [Chieffi 98] Alessandro Chieffi, Marco Limongi & Oscar Straniero. *The Evolution of a 25 M_{\odot} Star from the Main Sequence up to the Onset of the Iron Core Collapse*. The Astrophysical Journal, vol. 502, no. 2, page 737, 1998. IX, 8, 83
- [Cooper 56] Leon N. Cooper. *Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas*. Phys. Rev., vol. 104, no. 4, pages 1189–1190, Nov 1956. 93
- [COS 09] COSY INFINITY, 2009. http://bt.pa.msu.edu/index_cosy.htm. 39
- [Costantini 00] H. Costantini, A. Formicola, M. Junker, R. Bonetti, C. Brogгинi, L. Campajola, P. Corvisiero, A. D’Onofrio, A. Fubini, G. Gervino, L. Gialanella, U. Greife, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Imbriani, A. Ordine, P. G. Prada Moroni, P. Prati, V. Roca, D. Rogalla, C. Rolfs, M. Romano, F. Schümann, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H. P. Trautvetter & S. Zavatarelli. *Stopping power, electron screening and the astrophysical $S(E)$ factor of $d(3He,p)^4He$* . Physics Letters B, vol. 482, no. 1-3, pages 43 – 49, 2000. 82
- [Cruz 05] J. Cruz, Z. Fülöp, G. Gyürky, F. Raiola, A. Di Leva, B. Limata, M. Fonseca et al. *Electron screening in $^7Li(p, [\alpha])[\alpha]$ and $^6Li(p, [\alpha])^3He$ for different environments*. Physics Letters B, vol. 624, no. 3-4, pages 181 – 185, 2005. 85

- [Czerski 01] K. Czerski, A. Huke, A. Biller, P. Heide, M. Hoefl & G. Ruprecht. *Enhancement of the electron screening effect for $d+d$ fusion reactions in metallic environments*. EPL (Europhysics Letters), vol. 54, page 449, 2001. 84
- [Czerski 04] K. Czerski, A. Huke, P. Heide & G. Ruprecht. *The $2H(d, p)3H$ reaction in metallic media at very low energies*. EPL (Europhysics Letters), vol. 68, page 363, 2004. 85
- [Czerski 08] K. Czerski, P. Heide, A. Huke, A. Kelić, I. Kulesza & N. Targosz-Ślęczka. *Dynamic Electron Screening in Nuclear Reactions and Alpha Decays*. In Presented at the Zakopane Conference on Nuclear Physics, 2008. 88
- [Daudel 47] Raymond Daudel, 1947. La Revue Scientifique (Paris) 85, page 162. 73, 87
- [Demetriou 01] P. Demetriou & S. Goriely. *Microscopic nuclear level densities for practical applications*. Nuclear Physics A, vol. 695, no. 1-4, pages 95–108, 2001. 16
- [Demetriou 02] P. Demetriou, C. Grama & S. Goriely. *Improved global $[\alpha]$ -optical model potentials at low energies*. Nuclear Physics A, vol. 707, no. 1-2, pages 253–276, 2002. 17, 20, 22
- [Demetriou 09] P. Demetriou, 2009. private communication. 15, 30, 131
- [Egidy 05] Till von Egidy & Dorel Bucurescu. *Systematics of nuclear level density parameters*. Phys. Rev. C, vol. 72, no. 4, page 044311, Oct 2005. 16
- [El Masri 02] Y. El Masri, N. Moroso, V. Zaconté, C. Heitz, J. Cabrera, C. Dufauquez, V. Roberfroid, J. Van Mol, J. Lehmann, F. Vanderbistet *et al.* *Analysis of $4He$ implanted in Al foils using the $4He(p, p)4He$ backscattering interaction*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 197, no. 3-4, pages 271–277, 2002. 35
- [Engstler 88] S. Engstler, A. Krauss, K. Neldner, C. Rolfs, U. Schröder & K. Langanke. *Effects of electron screening on the $3He(d, p)4He$ low-energy cross sections*. Physics Letters B, vol. 202, no. 2, pages 179 – 184, 1988. 82
- [Fallin 08] BA Fallin, BP Grabow & W. Tornow. *Attempt to manipulate the decay rate of ^{64}Cu* . Physical Review C, vol. 78, no. 5, page 57301, 2008. 92
- [Farkas 09] J. Farkas, G. Gyürky, C. Yalçın, Z. Elekes, GG Kiss, Z. Fülöp, E. Somorjai, K. Vad, J. Hakl & S. Mészáros. *Measurement of embedded ^{74}As decay branching ratio at low temperatures*. Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, vol. 36, page 105101, 2009. 92
- [Fermi 33] E. Fermi. *Tentativo di una teoria dell' emissione dei raggi β* . La ricerca Scientifica, vol. 4, pages 491–495, 1933. 88
- [Firestone 96] RB Firestone, VS Shirley, CM Baglin, SYF Chu & J. Zipkin. *Table of Isotopes 8th*. Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California, 1996. VIII, 100
- [Fortak 10] K. Fortak, R. Kunz, L. Gialanella, H.W. Becker, J. Meijer & F. Strieder. *The 198 Au β - half-life in the metal Au revisited*. The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei, pages 1–4, 2010. 92
- [Fröhlich 06] C. Fröhlich, G. Martínez-Pinedo, M. Liebendörfer, F.K. Thielemann, E. Bravo, WR Hix, K. Langanke & NT Zinner. *Neutrino-induced nucleosynthesis of $A > 64$*

- nuclei : The νp process*. Physical Review Letters, vol. 96, no. 14, page 142502, 2006. 10, 11
- [Gal-Yam 09] A. Gal-Yam, P. Mazzali, EO Ofek, PE Nugent, SR Kulkarni, MM Kasliwal, RM Quimby, AV Filippenko, SB Cenko, R. Chornocket *al.* *Supernova 2007bi as a pair-instability explosion*. Nature, vol. 462, no. 7273, pages 624–627, 2009. 12
- [Gamow 36] G. Gamow & E. Teller. *Selection Rules for the β -Disintegration*. Phys. Rev., vol. 49, no. 12, pages 895–899, Jun 1936. 89
- [Gang 08] Lian Gang, Su Jun, Wang Bao-Xiang, Jiang Chao, Bai Xi-Xiang, Zeng Sheng, Zheng Yong-Nan, Zhu Sheng-Yun, Zhu Li-Hua, Liu Wei-Ping, Li Zhi-Hong, Wang You-Bao, Guo Bing, Li Yun-Ju & Qin Xing. *Enhancement of $\beta +$ -Decay Rate of ^{22}Na in Metal Pd at Low Temperature*. Chinese Physics Letters, vol. 25, no. 1, page 70, 2008. 92
- [Gilbert 65] A. Gilbert & A. G. W. Cameron. *A composite nuclear-level density formula with shell corrections*. Canadian Journal of Physics, vol. 43, pages 1446–1496, 1965. 15, 16
- [Goodwin 07] JR Goodwin, VV Golovko, VE Iacob & JC Hardy. *The half-life of ^{198}Au : High-precision measurement shows no temperature dependence*. The European Physical Journal A, vol. 34, no. 3, pages 271–274, 2007. 92
- [Goriely 97] S. Goriely. *The statistical model of Hauser-Feshbach – MOST*, 1997. <http://www-astro.ulb.ac.be/html/hfr.html>. 18, 19
- [Goriely 01] S. Goriely, F. Tondeur & JM Pearson. *A Hartree-Fock nuclear mass table*. Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 77, no. 2, pages 311–381, 2001. 16
- [Goriely 02] S. Goriely & E. Khan. *Large-scale QRPA calculation of $E1$ -strength and its impact on the neutron capture cross section*. Nuclear Physics A, vol. 706, no. 1-2, pages 217–232, 2002. 18
- [Goriely 03] S. Goriely, J. José, M. Hernanz, M. Rayet & M. Arnould. *P-process nucleosynthesis during He-detonation in sub-Chandrasekhar CO white dwarfs*. Nuclear Physics A, vol. 718, pages 596–598, 2003. 13
- [Goriely 08] S. Goriely, S. Hilaire & A. J. Koning. *Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov plus combinatorial method*. Phys. Rev. C, vol. 78, no. 6, page 064307, Dec 2008. 16
- [Gorter 34] CJ Gorter & Casimir HBG, 1934. Physik. Z. 93
- [Goss 68] J. D. Goss, F. L. Riffle, D. R. Parsignault & J. C. Harris. *Precision measurements of the half-lives of ^{19}Ne , ^{23}Mg , ^{26}Al , ^{27}Si and ^{63}Zn* . Nuclear Physics A, vol. 115, no. 1, pages 113 – 119, 1968. 124
- [Greife 95] U. Greife, F. Gorris, M. Junker, C. Rolfs & D. Zahnnow. *Oppenheimer-Phillips effect and electron screening in $d+d$ fusion reactions*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, vol. 351, no. 1, pages 107–112, 1995. 84
- [Grinyer 05] GF Grinyer, CE Svensson, C. Andreoiu, P. Finlay, B. Hyland, AA Phillips, MA Schumaker, JJ Valiente-Dobon, AN Andreyev, GC Ballet *al.* *High precision*

- measurements of ^{26}Na β^- decay.* Physical Review. C, Nuclear Physics, vol. 71, no. 4, 2005. 111
- [Harissopoulos 09] S. Harissopoulos, 2009. private communication. 26, 30, 35
- [Harissopoulos 06] S. Harissopoulos, F de Oliveira *et al.* *Alpha-capture reactions in inverse kinematics relevant to stellar nucleosynthesis*, 2006. 131
- [Hauser 52] W. Hauser & H. Feshbach. *The inelastic scattering of neutrons.* Physical Review, vol. 87, no. 2, pages 366–373, 1952. 6, 14
- [Howard 91] W.M. Howard, B.S. Meyer & SE Woosley. *A new site for the astrophysical gamma-process.* The Astrophysical Journal, vol. 373, pages L5–L8, 1991. 11
- [Huke 08] A. Huke, K. Czerski, P. Heide, G. Ruprecht, N. Targosz & W. Żebrowski. *Enhancement of deuteron-fusion reactions in metals and experimental implications.* Phys. Rev. C, vol. 78, no. 1, page 015803, Jul 2008. 84
- [Itoh 95] S. Itoh, M. Yasuda, H. Yamamoto, T. Iida, A. Takahashi & K. Kawade. *Measurement of Beta-decay Half-lives of Short-lived Nuclei by Using High-rate Spectroscopy Amplifier.* In Masayoshi KAWAI & Tokio FUKAHORI, editeurs, Proceedings of the 1994 Symposium on Nuclear Data, pages 185–187, 1995. 118
- [Jeppesen 07] HB Jeppesen, J. Byskov-Nielsen, P. Wright, JG Correia, LM Fraile, H.O.U. Fynbo, K. Johnston & K. Riisager. *Alpha-decay half-life of ^{221}Fr in different environments.* The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei, vol. 32, no. 1, pages 31–34, 2007. 88
- [Jung 92] M. Jung, F. Bosch, K. Beckert, H. Eickhoff, H. Folger, B. Franzke, A. Gruber, P. Kienle, O. Klepper, W. Koenig, C. Kozhuharov, R. Mann, R. Moshhammer, F. Nolden, U. Schaaf, G. Soff, P. Spädtke, M. Steck, Th. Stöhlker & K. Sümmerer. *First observation of bound-state β^- decay.* Phys. Rev. Lett., vol. 69, no. 15, pages 2164–2167, Oct 1992. 73, 87
- [Kamalou 09] O. Kamalou, 2009. private communication. 42
- [Kasagi 02] J. Kasagi, H. Yuki, T. Baba, T. Noda, T. Ohtsuki & A.G. Lipson. *Strongly Enhanced DD Fusion Reaction in Metals Observed for keV D^+ Bombardment.* Journal of the Physical Society of Japan, vol. 71, pages 2881–2885, 2002. 84
- [Kettner 06] KU Kettner, HW Becker, F. Strieder & C. Rolfs. *High-Z electron screening : the cases $^{50}\text{V}(p, n)^{50}\text{Cr}$ and $^{176}\text{Lu}(p, n)^{176}\text{Hf}$.* Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, vol. 32, page 489, 2006. 85, 88, 132
- [Koning 03] AJ Koning & JP Delaroche. *Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV.* Nuclear Physics A, vol. 713, no. 3-4, pages 231–310, 2003. 17
- [Kopecky 90] J. Kopecky & M. Uhl. *Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations.* Phys. Rev. C, vol. 41, no. 5, pages 1941–1955, May 1990. 18
- [Koslowsky 94] V.T. Koslowsky, E. Hagberg, G. Savard, M.J. Watson & J.C. Hardy. *The Half-life of ^{19}Ne .* In J.C. Hardy, editeur, Progress Report : Physical and Environmental Sciences, TASC Division, 1994 January 1 to June 30, pages 3–1. 1994. 124

- [Krauss 87] A. Krauss, HW Becker, HP Trautvetter, K. Rolfset al. *Low-energy fusion cross sections of $D+D$ and $D+3He$ reactions* 1*. Nuclear Physics A, vol. 465, no. 1, pages 150–172, 1987. 82
- [Kumar 08] V. Kumar, M. Hass, Y. Nir-El, G. Haquin & Z. Yungreiss. *Absence of low-temperature dependence of the decay of 7Be and ^{198}Au in metallic hosts*. Phys. Rev. C, vol. 77, no. 5, page 051304, May 2008. 92
- [Kusakabe 11] Motohiko Kusakabe, Nobuyuki Iwamoto & Ken'ichi Nomoto. *Production of the p -process Nuclei in the Carbon-deflagration Model for Type Ia Supernovae*. The Astrophysical Journal, vol. 726, no. 1, page 25, 2011. 12
- [Langanke 96] K. Langanke, T. D. Shoppa, C. A. Barnes & C. Rolfs. *Energy loss, electron screening and the astrophysical $3He(d, p)4He$ cross section*. Physics Letters B, vol. 369, no. 3-4, pages 211 – 214, 1996. 82, 84
- [Laurence 10] T.A. Laurence & B.A. Chromy. *Efficient maximum likelihood estimator fitting of histograms*. Nature Methods, vol. 7, no. 5, pages 338–339, 2010. 107, 111
- [Limata 06a] B. Limata, F. Raiola, B. Wang, S. Yan, HW Becker, A. D'Onofrio, L. Gialanella, V. Roca, C. Rolfs, M. Romanoet al. *First hints on a change of the ^{22}Na β decay half-life in the metal Pd*. The European Physical Journal A, vol. 28, no. 2, pages 251–252, 2006. 92
- [Limata 06b] BN Limata, Z. Fülöp, D. Schürmann, N. De Cesare, A. D'Onofrio, A. Esposito, L. Gialanella, G. Gyürky, G. Imbriani, F. Raiolaet al. *New measurement of 7Be half-life in different metallic environments*. The European Physical Journal A, vol. 27, no. Supplement 1, pages 1–1, 2006. 92
- [LIS 09] *Simulation of fragment separators*, 2009. <http://groups.nsl.msu.edu/lise/lise.html>. 37
- [Log 01] 2001. http://www.nndc.bnl.gov/nndcscr/ensdf_pgm/analysis/logft. 74, 89, 93
- [Mann 79] F.M. Mann. *Hauser5. A computer code to Calculate Nuclear Cross Sections*, 1979. 18, 20
- [Méot 90] F. Méot & S. Valéro. *Zgoubi users' guide*, 1990. 41
- [Mohr 97] P. Mohr, T. Rauscher, H. Oberhummer, Z. Máté, Zs. Fülöp, E. Somorjai, M. Jaeger & G. Staudt. *^{144}Sm - α optical potential at astrophysically relevant energies derived from $^{144}Sm(\alpha, \alpha)^{144}Sm$ elastic scattering*. Phys. Rev. C, vol. 55, no. 3, pages 1523–1531, Mar 1997. 20
- [Moller 95] P. Moller, J. R. Nix, W. D. Myers & W. J. Swiatecki. *Nuclear Ground-State Masses and Deformations*. Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 59, no. 2, pages 185 – 381, 1995. 15
- [Neumüller 77] H. Neumüller, M. Lehmann, G. Ischenko, S. Klaumünzer & H. Adrian. *Enhancement of the superconducting critical temperature T_c of niobium by radiation damage*. Physics Letters A, vol. 62, no. 6, pages 446 – 448, 1977. 101
- [Nomoto 84] K. Nomoto, F. K. Thielemann & K. Yokoi. ApJ, vol. 286, page 644, 1984. 12

- [Ohtsuki 07] T. Ohtsuki, K. Ohno, T. Morisato, T. Mitsugashira, K. Hirose, H. Yuki & J. Kasagi. *Radioactive Decay Speedup at $T=5\text{ K}$: Electron-Capture Decay Rate of ${}^7\text{Be}$ Encapsulated in C_{60}* . Physical review letters, vol. 98, no. 25, page 252501, 2007. 73, 87, 92
- [Pautrat 09] A. Pautrat, 2009. private communication. 100
- [Piilonen 85] L.E. Piilonen, 1985. PhD thesis, Princeton University. 124
- [Poggi 96] G. Poggi, M. Bini, P. DelCarmine, F. Meucci, A. Olmi, AA Stefanini & N. Taccetti. *Response of ion implanted silicon detectors to fully stopped Au ions of 11.5 A MeV impinging along crystallographic directions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 119, no. 3, pages 375–382, 1996. 48
- [Prati 94] P. Prati, C. Arpesella, F. Bartolucci, HW Becker, E. Bellotti, C. Broggin, P. Corvisiero, G. Fiorentini, A. Fubini, G. Gervino *et al.* *Electron screening in the $d+3\text{He}$ fusion reaction*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, vol. 350, no. 2, pages 171–176, 1994. 82, 84
- [Press 01] W.H. Press. Numerical recipes : the art of scientific computing. Cambridge university press, 2001. 107, 111, 118
- [Raiola 02] F. Raiola, P. Migliardi, L. Gang, C. Bonomo, G. Gyürky *et al.* *Electron screening in $d(d,p)t$ for deuterated metals and the periodic table*. Physics Letters B, vol. 547, no. 3-4, pages 193–199, 2002. 84, 85
- [Raiola 04] F. Raiola, L. Gang, C. Bonomo *et al.* *Enhanced electron screening in $d(d,p)t$ for deuterated metals*. Eur. Phys. J. A, vol. 19, no. 2, pages 283–287, 2004. 82, 84, 85
- [Raiola 05] F Raiola, the LUNA Collaboration, B Burchard, Z Fülöp, G Gyürky *et al.* *Electron screening in $d(d,p)t$ for deuterated metals : temperature effects*. Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, vol. 31, no. 11, page 1141, 2005. 85
- [Raiola 07] F. Raiola, T. Spillane, B. Limata, B. Wang, S. Yan, M. Aliotta, HW Becker, J. Cruz, M. Fonseca, L. Gialanella *et al.* *First hint on a change of the ${}^{210}\text{Po}$ alpha-decay half-life in the metal Cu*. The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei, vol. 32, no. 1, pages 51–53, 2007. 88, 132
- [Rauscher 02] T. Rauscher, A. Heger, RD Hoffman & SE Woosley. *Nucleosynthesis in massive stars with improved nuclear and stellar physics*. The Astrophysical Journal, vol. 576, page 323, 2002. 11
- [Rayet 90] M. Rayet, M. Arnould & N. Prantzos. *The p-process revisited*. Astronomy and Astrophysics, vol. 227, pages 271–281, 1990. 6, 11
- [Rayet 93] M. Rayet, M. F. El Eid & M. Arnould. *p-Process nucleosynthesis in pair creation supernovae*. In F. Kaeppler & K. Wisshak, editeurs, Nuclei in the Cosmos 2 ; Proceedings of the 2nd International Symposium on Nuclear Astrophysics, pages 613–618. IOP Publishing, 1993. 13
- [Rayet 95] M. Rayet, M. Arnould, M. Hashimoto, N. Prantzos & K. Nomoto. *The p-process in Type II supernovae*. Astronomy and Astrophysics, vol. 298, page 517, 1995. 11, 13

- [Reynolds 68] SA Reynolds, JF Emery & EI Wyatt. *HALF-LIVES OF RADIONUCLIDES. III*. Rapport technique, Oak Ridge National Lab., Tenn., 1968. 118
- [Rolfs 88] C.E. Rolfs & W.S. Rodney. *Cauldrons in the cosmos : nuclear astrophysics*. University of Chicago press, 1988. 83
- [Rolfs 08] C. Rolfs, 2008. private communication. 99
- [Röpke 04] FK Röpke & W. Hillebrandt. *The case against the progenitor's carbon-to-oxygen ratio as a source of peak luminosity variations in type Ia supernovae*. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 420, pages L1–L4, 2004. 12
- [Rozet 96] JP Rozet, C. Stephan & D. Vernhet. *ETACHA : A program for calculating charge states at GANIL energies*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 107, no. 1-4, pages 67–70, 1996. 37
- [Ruprecht 08a] G. Ruprecht, C. Vockenhuber, L. Buchmann, R. Woods, C. Ruiz, S. Lapi & D. Bemmerer. *Precise measurement of the β decay and electron capture of ^{22}Na , ^{198}Au , and ^{196}Au in low-temperature metal hosts, and reexamination of lifetime modifications*. *Physical Review C*, vol. 77, no. 6, page 65502, 2008. 92
- [Ruprecht 08b] G. Ruprecht, C. Vockenhuber, C. Ruiz, L. Buchmann, J. Pearson, D. Ottewell, K. Czerski & A. Huke. *On the possible influence of electron screening on the lifetime of radioactive nuclei*. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, vol. 35, page 014017, 2008. 92
- [Rutherford 03] E. Rutherford & F. Soddy. *LX. Radioactive Change*. *Philosophical Magazine Series 6*, vol. 5, no. 29, pages 576–591, 1903. 86
- [Schatz 01] H. Schatz, A. Aprahamian, V. Barnard, L. Bildsten, A. Cumming, M. Ouellette, T. Rauscher, F.K. Thielemann & M. Wiescher. *End point of the rp process on accreting neutron stars*. *Physical Review Letters*, vol. 86, no. 16, pages 3471–3474, 2001. 10, 11
- [Scheidenberger 98] C. Scheidenberger, T. Stöhlker, WE Meyerhof, H. Geissel, PH Mokler & B. Blank. *Charge states of relativistic heavy ions in matter*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 142, no. 4, pages 441–462, 1998. 37
- [Schiller 00] A Schiller, L Bergholt, M Guttormsen, E Melby, J Rekestad & S Siem. *Extraction of level density and [gamma] strength function from primary [gamma] spectra*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 447, no. 3, pages 498 – 511, 2000. 16
- [Segré 47] Emilio Segré. *Minutes of the Meeting at Los Angeles, California, January 3-4, 1947*. *Phys. Rev.*, vol. 71, no. 4, pages 274–279, Feb 1947. 87
- [Segrè 49] E. Segrè & C. E. Wiegand. *Experiments on the Effect of Atomic Electrons on the Decay Constant of Be^7* . *Phys. Rev.*, vol. 75, no. 1, pages 39–43, Jan 1949. 73, 87
- [Severijns 07] N. Severijns, A. A. Belyaev, A. L. Erzikyan, P.-D. Eversheim, V. T. Filimonov, V. V. Golovko, G. M. Gurevich, P. Herzog, I. S. Kraev, A. A. Lukhanin, V. I. Noga,

- V. P. Parfenova, T. Phalet, A. V. Rusakov, Yu. G. Toporov, C. Tramm, V. N. Vyachin, F. Wauters, D. Zákoucký & E. Zotov. *α -decay half-life of ^{253}Es in metallic Fe at temperatures between 4 K and 50 mK.* Phys. Rev. C, vol. 76, no. 2, page 024304, Aug 2007. 88
- [Shoppa 93] TD Shoppa, SE Koonin, K. Langanke & R. Seki. *One-and two-electron atomic screening in fusion reactions.* Physical Review C, vol. 48, no. 2, pages 837–840, 1993. 84
- [SIM 09] *SIMION Industry standard charged particle optics simulation software*, 2009. <http://simion.com/>. 42
- [Somorjai 98] E. Somorjai, Z. Fülöp, AZ Kiss, CE Rolfs, HP Trautvetter, U. Greife, M. Junker, S. Goriely, M. Arnould, M. Rayetet *al.* *Experimental cross section of $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$ and implications for the p-process.* Astronomy and Astrophysics, vol. 333, pages 1112–1116, 1998. 20
- [SPE 10] *G3/SPEG webpage*, 2010. <http://pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/experimental-areas/g3-speg>. 28
- [Spillane 07] T. Spillane, F. Raiola, F. Zeng, HW Becker, L. Gialanella, KU Kettner, R. Kunze, C. Rolfs, M. Romano, D. Schürmannet *al.* *The 198 Au β half-life in the metal Au.* The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei, vol. 31, no. 2, pages 203–205, 2007. 92
- [Stone 07] N.J. Stone, J.R. Stone, M. Lindroos, P. Richards, M. Veskovic & D.A. Williams. *On the absence of appreciable half-life changes in alpha emitters cooled in metals to 1 Kelvin and below.* Nuclear Physics A, vol. 793, no. 1-4, pages 1 – 19, 2007. 88
- [Stoppini 91] G. Stoppini. *Coulomb Screening in Superconducting PdH.* Il Nuovo Cimento, vol. 13, no. 9, pages 1181–1188, 1991. 93
- [Su 10] J. Su, ZH Li, LC Zhu, G. Lian, XX Bai, YB Wang, B. Guo, BX Wang, SQ Yan, S. Zeng *et al.* *Alpha decay half-life of ^{147}Sm in metal samarium and Sm_2O_3 .* The European Physical Journal A, vol. 46, no. 1, pages 69–72, 2010. 88
- [Suda 07] Takuma Suda, Masayuki Y. Fujimoto & Naoki Itoh. *Evolution of Low-Mass Population III Stars.* The Astrophysical Journal, vol. 667, no. 2, page 1206, 2007. 8
- [sup 11] 2011. <http://www.superconductors.org/News.htm>. 93
- [Tan 07] WP Tan, JL Fisker, J. Görres, M. Couder & M. Wiescher. *$^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$ Breakout Reaction and Impact on X-Ray Bursts.* Physical review letters, vol. 98, no. 24, page 242503, 2007. 10
- [Uhrenholt 09] H. Uehrenholt, S. Åberg, P. Möller & T. Ichikawa. *Combinatorial nuclear level-density model.* Arxiv preprint arXiv :0901.1087, 2009. 16
- [Van Dingenen 04] R. Van Dingenen, F. Raes, J.P. Putaud, U. Baltensperger, A. Charron, M.C. Facchini, S. Decesari, S. Fuzzi, R. Gehrig, H.C. Hansson *et al.* *A European aerosol phenomenology–1 : physical characteristics of particulate matter at kerbside, urban, rural and background sites in Europe.* Atmospheric Environment, vol. 38, no. 16, pages 2561–2577, 2004. 59

- [Vancraeynest 98] G. Vancraeynest, P. Decrock, M. Gaelens, M. Huyse, P.V. Duppen, CR Bain, T. Davinson, RD Page, AC Shotter, PJ Woodset *al.* *^{19}Ne (p), ^{20}Na and ^{19}Ne (d , n) ^{20}Na reactions and its astrophysical implications for the transition of the hot CNO cycle to the rp process.* Physical Review-Section C-Nuclear Physics, vol. 57, no. 5, pages 2711–2723, 1998. 10
- [Vanderbist 02] F. Vanderbist, C. Angulo, M. Couder, Y. El Masri, P. Leleux, M. Loiselet & G. Tabacaru. *Realization and analysis of He-implanted foils for the measurement of ($[\alpha]$, $[\gamma]$) reaction cross-sections in nuclear astrophysics.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 197, no. 1-2, pages 165–171, 2002. 27, 35
- [Vaughn 64] F. J. Vaughn, L. F. Jr. Chase, H. A. Grench & J. W. Hilson. –. Nucl. Sci. Abstr., vol. 18, page 40628, 1964. 118
- [Venkataramaiah 85] P Venkataramaiah, K Gopala, A Basavaraju, S S Suryanarayana & H Sanjeeviah. *A simple relation for the Fermi function.* Journal of Physics G : Nuclear Physics, vol. 11, no. 3, page 359, 1985. 89
- [Wanajo 11] Shinya Wanajo, Hans-Thomas Janka & Shigeru Kubono. *Uncertainties in the vp -process : Supernova Dynamics Versus Nuclear Physics.* The Astrophysical Journal, vol. 729, no. 1, page 46, 2011. 10
- [Wang 06] B. Wang, S. Yan, B. Limata, F. Raiola, M. Aliotta, HW Becker, J. Cruz, N. De Cesare, A. D’Onofrio, Z. Fülöpet *al.* *Change of the ^7Be electron capture half-life in metallic environments.* The European Physical Journal A, vol. 28, no. 3, pages 375–377, 2006. 92
- [Watanabe 58] S. Watanabe. *High energy scattering of deuterons by complex nuclei.* Nuclear Physics, vol. 8, pages 484–492, 1958. 17, 21
- [WHO 03] WHO. *Health Aspects of Air Pollution with Particulate Matter, Ozone and Nitrogen Dioxide.* Rapport technique, Report on a WHO Working Group Bonn, World Health Organization, January 2003. www.euro.who.int/__data/assets/pdf_file/0005/112199/E79097.pdf. 59
- [WIK 10] *Sodium sulfate*, 2010. en.wikipedia.org/wiki/Sodium_sulfate. 59
- [WIK 11a] *Ammonium sulfate*, 2011. en.wikipedia.org/wiki/Ammonium_sulfate. 59
- [WIK 11b] *Particulate*, 2011. en.wikipedia.org/wiki/Particulate. 59
- [Wilkinson 74] D. H. Wilkinson & D. E. Alburger. *Half-lives of ^6He , ^{19}Ne , and $^{42}\text{Sc}^m$.* Phys. Rev. C, vol. 10, no. 5, pages 1993–1995, Nov 1974. 124
- [Woosley 78a] S. E. Woosley & W. M. Howard. *The p -process in supernovae.* Astrophysical Journal Supplement Series, vol. 36, pages 285–304, February 1978. 11
- [Woosley 78b] SE Woosley & WM Howard. *The p -process in supernovae.* The Astrophysical Journal Supplement Series, vol. 36, pages 285–304, 1978. 11
- [Woosley 90] SE Woosley, DH Hartmann, RD Hoffman & WC Haxton. *The nu -process.* The Astrophysical Journal, vol. 356, pages 272–301, 1990. 11

- [Wüstenbecker 92] S. Wüstenbecker, HW Becker, H. Ebbing, WH Schulte, M. Berheide, M. Buschmann, C. Rolfs, GE Mitchell & JS Schweitzer. *Atomic effects on α - α scattering to the ^8Be ground state*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, vol. 344, no. 2, pages 205–217, 1992. 84
- [Yuki 98] H. Yuki, J. Kasagi, AG Lipson, T. Ohtsuki, T. Baba, T. Noda, BF Lyakhov & N. Asami. *Anomalous enhancement of DD reaction in Pd and Au/Pd/PdO heterostructure targets under low-energy deuteron bombardment*. JETP Letters, vol. 68, no. 11, pages 823–829, 1998. 84
- [Yule 67] Herbert P. Yule. *Half-lives of some short-lived radioactive isotopes*. Nuclear Physics A, vol. 94, no. 2, pages 442 – 448, 1967. 118
- [Zeilik 02] M. Zeilik. *Astronomy : the evolving universe*. Cambridge Univ Pr, 2002. IX, 8
- [Zinner 07] N.T. Zinner. *Alpha decay rate enhancement in metals : An unlikely scenario*. Nuclear Physics A, vol. 781, no. 1-2, pages 81–87, 2007. 88

Résumé

Cette thèse se compose de deux parties différentes qui s'inscrivent dans une thématique générale astrophysique. Les titres de ces parties sont : "La capture alpha en cinématique inverse liée au processus p ; mesure de la réaction $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$ " et "Mesures de la décroissance de ^{19}O et ^{19}Ne implantés dans le niobium". L'objet de la première partie est directement liée à l'astrophysique nucléaire. Il s'agit d'établir une technique expérimentale pour la mesure directe à basse énergie de sections efficaces de réactions de capture radiative alpha en cinématique inverse. Ces réactions sont importantes en astrophysique, elles vont permettre d'améliorer les potentiels du modèle optique pour les particules alpha utilisés dans des modèles nucléaires pour prédire les sections efficaces des réactions ayant lieu dans les supernovae. Ici, nous avons insisté surtout sur la faisabilité technique de ce type d'expériences. En seconde partie de la thèse, on a examiné l'influence de l'environnement sur les probabilités de décroissance bêta d'un noyau, et en particulier de l'influence de l'écrantage électronique de la barrière de Coulombienne par les paires de Cooper d'un matériau supraconducteur. Un effet extrêmement faible, dans la limite des erreurs de mesure, aurait été observé.

$^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)$ reaction of astrophysical interest in inverse kinematics and the electronic screening effect on the beta decay

Abstract

The thesis is constituted of two different topics related to astrophysics. The titles of these topics are : "Alpha capture reaction in inverse kinematics ; measurement of $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$ reaction" and "Measurement of the radioactive decay of ^{19}O and ^{19}Ne implanted in niobium". The goal of the first part of the thesis was to establish an experimental technique for measurement of radiative alpha capture reaction at low energies in inverse kinematics. Measurement of these reactions is very important in astrophysics since it will help to improve a reliability of alpha particle optical model potentials which are used for prediction of cross sections of nuclear reaction used in different astrophysical models of supernovae explosions. In this part we insisted on a technical feasibility of this type of experiment. In the second part of the thesis, we examined the influence of the environment on the beta decay probability, in particular the influence of the electronic screening of Coulomb barrier of nuclei induced by Cooper pairs in superconductors. The indication of an extremely weak effect was noticed.

Mots clés : astrophysique nucléaire, supraconducteur, décroissance radioactive, nucléosynthèse

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

Bd Henri Becquerel- BP 55027 - 14076 CAEN Cedex 05