Etude de la coexistence de formes dans les isotopes légers du krypton et du sélénium par excitation Coulombienne de faisceaux radioactifs

Emmanuel Clément

▶ **To cite this version:**

Emmanuel Clément. Etude de la coexistence de formes dans les isotopes légers du krypton et du sélénium par excitation Coulombienne de faisceaux radioactifs. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT : . tel-00084704

HAL Id: tel-00084704

https://theses.hal.science/tel-00084704

Submitted on 10 Jul 2006

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.

N° D'ORDRE : 8287

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES DE
L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

Par

Emmanuel CLEMENT

Etude de la coexistence de formes dans les isotopes légers du krypton et du sélénium par excitation Coulombienne de faisceaux radioactifs

Soutenue le 16 juin 2006 devant la commission d'examen :

Dr. Hubert FLOCARD	Président
Dr. Wolfram KORTEN	Directeur de Thèse
Dr. Jürgen GERL	Rapporteur
Dr. Olivier SORLIN	Rapporteur
Dr. Pierre DESESQUELLES	Examinateur
Dr. Piet VAN DUPPEN	Examinateur
Dr. Andréas GÖRGEN	Invité

Remerciements

Trois années de thèse, c'est court mais suffisament long pour qu'un grand nombre de personnes soit remercié pour leur aide et leur soutient durant l'élaboration de ce travail.

Je voudrais tout d'abord remercier Nicolas Alamanos ainsi que Françoise Auger de m'avoir accueilli au sein du Service de Physique Nucléaire du CEA de Saclay. Je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury qui par leur gentillesse et leurs remarques ont rendu la soutenance de thèse si conviviale. Je remercie Hubert Flocard d'avoir présidé ce jury, Jürgen Gerl et Olivier Sorlin d'avoir accepté la rude tâche de rapporteur et Pierre Desesquelles ainsi que Piet Van Duppen d'y avoir participé.

Pour sa confiance et la grande liberté de travail qu'il m'a accordé, je tiens à remercier Wolfram Korten, mon directeur de thèse durant ces trois années. Sa grande maîtrise dans tous les domaines de physique que nous avons du aborder et ses remarques toutes pertinentes ont eu raison de toutes mes questions et guidé efficacement mon travail. Toujours de bon conseil, tu n'as jamais hésité à valoriser mon travail et c'est pour toutes ces qualités que j'espère pouvoir collaborer avec toi dans le futur.

Un immense merci à Andréas Görgen, mon "coach" au quotidien. Ta disponibilité et ta gentillesse ont rendu ces trois années de thèse plus que sereines et agréables. Tes grandes compétences et ta grande honnêteté feront à coup sûr que notre collaboration continuera encore longtemps, et c'est toujours avec un grand plaisir que je suis parti en manips ou en missions diverses et variées avec toi.

Enfin comment ne pas remercier le reste du groupe gamma ! Tout d'abord les personnes qui sont parties un peu rapidement. Je pense bien sur à mon cher maître de stage Yves parti au soleil avec sa gentillesse, ainsi qu'Emmanuelle qui grâce à son travail et sa patience m'ont mis sur de bons rails en ce début de thèse. Un grand merci au maître "goret" Christophe, dont les compétences dans tous les domaines de la physique expérimentale resteront pour moi une référence. Enfin une pensée pour tous les étudiants qui sont passés un jour par le groupe gamma. Tout d'abord, et c'est la moindre des choses, un grand merci à toi Audrey. Nous avons partagé les bons et les rares mauvais moments qui sont le lot des thésards du groupe gamma

et malgré l'exil en pays germanique, j'espère que nous aurons à travailler encore ensemble. Je souhaite plein de courage à notre bordelais de service, Cédric. Ta venue à Saclay a été un vrai bonheur et j'espère sincèrement que tu réussiras dans ton objectif car tu le mérites. Je tiens à te remercier, associé à Christophe, pour votre travail long et fastidieux des corrections orthographiques et grammaticales de cette thèse. Je souhaite également une bonne continuité aux étudiants étrangers qui se sont succédés : notre playboy Alexander, Joa et enfin Magda.

Mais qu'elle aurait été l'ambiance dans le couloir sans le groupe neutron ? Merci en particulier à Frank pour la bonne humeur qu'il crée autour de son bureau. Je souhaite une bonne continuation à Walid, Eric et Christos. Enfin bien sûr, Gaëlle avec qui j'ai passé de très nombreuses pauses café et trajets qui ont été autant de moments de détente et de discussions.

Je voudrais remercier toute les personnes du SPhN qui un jour, m'ont apporté leur aide. Elles sont nombreuses et je ne pourrais bien sûr pas toutes les citer : merci à Antoine mon tuteur, Pierre-François, Gilles, Etienne .... Un grand merci aux "stratifs" du SPhN : Valérie pour m'avoir fourni toutes les références même les plus exotiques que je lui avais demandé, Isabelle car le groupe gamma s'est toujours distingué pour sa bougeotte et ses retours de mission complexes. Une mention spéciale à Danielle pour tous ces moments de détente et tes succulents apéros puis repas ! Je remercie aussi toutes les personnes rencontrées dans tous les accélérateurs où je me suis rendu qui ont été d'une grande aide.

Je voudrais avoir ici une pensée pour tous mes petits camarades rencontrés sur les bancs des universités : le fameux groupe de travaux dirigés numéro 4 de la licence de physique à Orsay, mes petits camarades de DEA et les habitants du premier étage nord de la pacat'.

Un très grand merci bien sûr à ma famille pour leur soutien, leur conseil et leur présence. Je remercie mes parents de m'avoir donné les moyens de mes ambitions et de mes choix.
Enfin un grand merci à celle qui partage ma vie. Nassima, merci de ta compréhension car vivre avec un apprenti chercheur ne doit pas être facile tous les jours. Je te remercie pour ton soutien et ta présence dans tous les moments difficiles comme ceux de joies.

à mon grand-père André.

Table des Matières

Introduction **1**

I Généralités sur la coexistence de formes dans la région de masse A=70-80 5

1 Déformation nucléaire et coexistence de formes **7**

1.1 Déformation nucléaire 7

1.2 Formalisme autour de la coexistence de formes 10

1.2.1 Première approche: le modèle de Nilsson 11

1.2.2 Approche Woods-Saxon 13

1.2.3 Approche Hartree-Fock 15

1.2.4 Récapitulatif des calculs 22

1.3 Expériences précédentes 23

1.4 Motivations 27

II L'excitation Coulombienne, outil de la mesure de la déformation 31

2 Théorie sommaire de l'excitation Coulombienne **33**

2.1 Excitation Coulombienne sous la barrière 34

2.1.1 Théorie de la perturbation au premier ordre 36

2.1.2 Théorie de la perturbation au deuxième ordre 38

2.2 Excitation Coulombienne à énergie intermédiaire 42

3 Quels résultats obtient-on de ces mesures ? **46**

3.1 Expérience typique 46

3.2 Excitation Coulombienne sous la barrière 48

3.2.1 Moments quadripolaires 48
3.2.2 Quadrupole Sum Rules 50
3.3 Excitation Coulombienne à énergie intermédiaire 53

III Excitation Coulombienne du ^{74}Kr 55

4 Dispositif expérimental utilisant le faisceau SPIRAL 57
4.1 Production du faisceau de ^{74}Kr 57
4.2 Cinématique de la réaction 59
4.3 Détection des noyaux diffusés 62
4.4 Détection des rayonnements γ de désexcitation avec EXOGAM 65
4.5 Electronique d'acquisition 68

5 Analyse de l'excitation Coulombienne du ^{74}Kr 72
5.1 Analyse de la détection des particules 72
5.1.1 Calibration, identification 73
5.1.2 Décentrage du détecteur 76
5.1.3 Multiplicité silicium élevée 84
5.1.4 Efficacité du détecteur silicium 88
5.2 Analyse des rayonnements γ 89
5.2.1 Etalonnage des détecteurs germanium 90
5.2.2 Radioactivité ambiante 92
5.2.3 Traitement de l'empilement du signal et de la diffusion Compton 93
5.2.4 Reconstruction des événements de diffusion Compton 96
5.2.5 Traitement de l'effet Doppler 99

IV Analyse de l'excitation Coulombienne avec GOSIA 107

6 Extraction des éléments de matrices du ^{74}Kr et du ^{76}Kr 109
6.1 Introduction au code GOSIA 110
6.1.1 Calcul des intensités γ 110
6.1.2 Distribution angulaire 111
6.1.3 Intégration de la cinématique particules 112
6.1.4 Contraintes sur la minimisation 113
6.2 Excitation Coulombienne du ^{74}Kr 114
6.2.1 Intensités γ obtenues 114
6.2.2 Paramètres d'entrée pour le ^{74}Kr 119

6.2.3 Probabilités d'excitation absolues . . . 122
6.2.4 Eléments de matrice du ^{74}Kr . . . 125
6.2.5 Eléments de matrice du ^{76}Kr . . . 131
6.3 Calculs des erreurs et limites de la minimisation . . . 133
6.3.1 Erreur statistique . . . 134
6.3.2 Erreur systématique : effet de désorientation . . . 134
6.3.3 Erreur systématique : position de l'état 4_2^+ dans le ^{74}Kr . . . 135
6.3.4 Erreur systématique : structure de l'état 2_2^+ dans le ^{74}Kr . . . 136
6.3.5 Erreur systématique : doublets non résolus . . . 137
6.3.6 Erreur systématique: couplage bande γ - bande prolate dans le ^{76}Kr . . . 139
6.3.7 Erreur systématique: erreurs dues aux états inconnus . . . 140
6.4 Moment quadripolaire et Quadrupole Sum Rules . . . 140

7 Mesure des temps de vie avec GASP 143
7.1 Mesure des temps de vie par la méthode RDDS . . . 143
7.2 Dispositif expérimental . . . 145
7.2.1 Le multidétecteur GASP couplé au plunger de Cologne . . . 145
7.2.2 Fabrication de la cible . . . 146
7.3 Extraction des temps de vie . . . 148

8 Interprétation et comparaison avec les calculs théoriques 152
8.1 Scénario de coexistence de formes . . . 152
8.2 Mélange des fonctions d'onde . . . 157
8.3 Comparaison avec la théorie . . . 160
8.4 Comparaison avec les noyaux de ^{70,72,74}Ge, ^{72,74,76}Se et ^{76,78,80}Sr . . . 164

V Excitation Coulombienne à énergie intermédiaire du ^{68}Se 169

9 Dispositif expérimental à énergie intermédiaire au GANIL 171
9.1 Production du faisceau radioactif . . . 172
9.2 Détection des noyaux incidents . . . 174
9.3 Détection des noyaux diffusés . . . 175
9.4 Détection des rayonnements γ avec les clover de EXOGAM . . . 176
9.5 Détection isomérique . . . 177
9.6 Electronique d'acquisition . . . 178

10 Analyse de l'excitation Coulombienne du ^{68}Se **179**
10.1 Etalonnage des détecteurs : clover, silicium, BEST 179
10.2 Angle d'incidence sur la cible: traitement des détecteurs galottes . . . 181
10.3 Faisceau de calibration LISE : ^{78}Kr 183
10.4 Faisceau de calibration LISE : ^{72}Ge 187
10.4.1 Spectre d'excitation Coulombienne 188
10.4.2 Analyse de la partie isomère 188
10.5 Faisceau radioactif SISSI : ^{68}Se 191
10.5.1 Spectre d'excitation Coulombienne 192
10.5.2 Analyse de la partie isomère 193
10.6 Faisceau stable de calibration SISSI : ^{64}Zn 197
10.7 Faisceau radioactif SISSI : ^{72}Kr 198

11 Collectivité des noyaux excités **201**
11.1 Collectivité du ^{78}Kr 201
11.2 Collectivité du ^{72}Ge 202
11.3 Collectivité du ^{68}Se 203
11.3.1 Cinématique en cible épaisse 203
11.3.2 Statistique obtenue 205
11.3.3 Distribution angulaire des transitions E2 210
11.3.4 Extraction des probabilités de transitions réduites B(E2↓) . . 211
11.3.5 Interprétation et comparaison avec les calculs théoriques . . . 213

Conclusion **217**

Bibliographie **221**

Liste des figures **227**

Liste des tableaux **237**

Introduction

Quelle est la forme du noyau de krypton ? Voici la simple question à laquelle cette thèse tente de répondre et dont la réponse est bien plus complexe que la formulation. Le noyau est composé d'un nombre N de neutrons et Z de protons qui s'organisent dans le potentiel qu'ils créent. Les propriétés collectives des nucléons telles que leurs répartions dans l'espace et les caractéristiques des spectres de rotation et de vibration qui en découlent, ainsi que leurs propriétés individuelles sont des caractéristiques de la force nucléaire liant les nucléons dans le noyau. La forme ou plus communément la déformation du noyau est une observable fondamentale qui permet de sonder l'interaction nucléaire. La configuration qu'elle choisit pour minimiser l'énergie potentielle du système de A=Z+N nucléons n'est pas nécessairement la sphère. Pour un nombre particulier de nucléons, appelés nombres magiques, le noyau est sphérique dans son état fondamental (Chap. 1). Les nombres magiques n'étant pas nombreux, la plupart des noyaux se déforment pour minimiser leur énergie. Les noyaux peuvent alors prendre des configurations très variées. Certains se déforment telle une ellipse allongée, d'autres telle une ellipse aplatie mais les déformations peuvent être plus complexes comme des poires ou des tétraèdres. La forme allongée est la configuration généralement choisie par la plupart des noyaux.

Les isotopes légers du krypton et du sélénium constituent une région de masse clé dans l'étude de la déformation. Ces noyaux présentent une variété de formes aplaties, allongées ou sphériques où l'ajout, ou la suppression, d'un ou plusieurs nucléons changent radicalement la forme du noyau. De plus, il s'agit d'une des rares régions de la carte des noyaux où des déformations aplaties sont attendues dans l'état fondamental. Ces noyaux présentent aussi la caractéristique de changer radicalement de forme à une faible énergie d'excitation (passer d'une forme aplatie à une forme allongée par exemple). Ce phénomène de coexistence de formes à basse énergie fait des noyaux de krypton et de sélénium légers des sujets idéaux pour l'étude de la déformation. Les calculs théoriques, quelques soient leur approche, prédisent cette

coexistence de formes dans ces noyaux (Chap. 1).

Mais encore faut il prouver expérimentalement cette surprenante caractéristique. La quête de la coexistence de formes dans les krypton et sélénium légers est un sujet de recherche expérimental depuis de nombreuses années. Des preuves indirectes du phénomène ont été obtenues dans différentes expériences. L'étude systématique de la bande rotationnelle bâtie sur l'état fondamental (Chap. 1) a suggéré que la séquence des états rotationnels était perturbée par l'existence d'une large déformation opposée à basse énergie dont la fonction d'onde se mélange à la fonction d'onde de l'état fondamental. Ce mélange de configurations perturbe toutes les caractéristiques rotationnelles du noyau à bas spins. L'observation expérimentale, dans la plupart des noyaux de cette région de masse, d'une transition monopolaire électrique vers l'état fondamental 0_1^+ a prouvé l'existence d'un état 0_2^+ à basse énergie dont la fonction d'onde se mélange fortement à celle de l'état fondamental. La force de transition très élevée entre les deux états qui a été mesurée, indique un changement important de la déformation et fait de l'état 0_2^+ un bon candidat pour la déformation opposée.

La preuve directe de la coexistence de formes et la compréhension du couplage entre les états passent par la mesure du moment quadripolaire des états excités rotationnels de ces noyaux (Chap. 3). Mais pour que ces états rotationnels nous dévoilent leurs formes, encore faut-il les exciter convenablement. L'excitation Coulombienne est une technique bien établie pour l'étude des propriétés des états collectifs du noyau (Chap. 2). Cette réaction de diffusion inélastique par le champ Coulombien entre un noyau projectile et un noyau cible peut permettre d'accéder aux moments quadripolaires intrinsèques des états excités et de décrire leur couplage mutuel. Afin d'extraire le maximum d'informations, la collision doit se produire à une énergie proche de la barrière Coulombienne tout en s'assurant que l'interaction nucléaire n'intervienne pas dans l'excitation, et doit utiliser un couple $Z_{cible} \cdot Z_{projectile}$ maximal pour optimiser la section efficace.

Pour appliquer ces conditions à l'étude des noyaux radioactifs, il a fallu attendre le développement des installations délivrant des faisceaux radioactifs ré-accélérés. Un faisceau de ^{76}Kr et de ^{74}Kr est actuellement disponible au GANIL grâce au dispositif SPIRAL avec des intensités justes suffisantes pour réaliser l'expérience. Ces intensités de 10^5 et 10^4 particules par seconde (pps) nécessitent l'utilisation d'un dispositif expérimental de grande efficacité. Le multi-détecteur germanium EXOGAM, construit spécialement pour l'étude des faisceaux radioactifs, doit permettre d'obtenir,

grâce à son efficacité unique au monde, la sensibililté nécessaire à l'extraction des moments quadripolaires intrinsèques.

La première partie de cette thèse est une introduction à la déformation nucléaire qui conduit à une présentation d'ensemble des calculs théoriques réalisés autour de ces noyaux. La seconde partie traite du formalisme de l'excitation Coulombienne, il sera montré comment cette technique est sensible à la déformation du noyau, et décrit également les observables déduites de ce type de mesure. L'expérience d'excitation Coulombienne à basse énergie des faisceaux SPIRAL de ^{76}Kr et de ^{74}Kr sera ensuite présentée et les résultats déduits de l'analyse, utilisant le code GOSIA, seront discutés dans une quatrième partie. La dernière partie de la thèse est consacrée à l'analyse d'une seconde expérience d'excitation Coulombienne, à énergie intermédiaire, du ^{72}Kr et ^{68}Se.

Partie I

Généralités sur la coexistence de formes dans la région de masse A=70-80

Chapitre 1

Déformation nucléaire et coexistence de formes

Un des paramètres de la description du noyau en physique nucléaire est sa répartition de masse. La forme sphérique est minoritaire et la plupart des noyaux s'éloignent de la sphère pour minimiser leur énergie potentielle. Cet écart est communément appelé déformation. Dans ce premier chapitre, nous introduirons quelques notions liées à la déformation du noyau comme sa paramétrisation. L'introduction de ce degré de liberté dans la description du noyau permet de reproduire les observations expérimentales. La déformation est incluse dans les prédictions théoriques devenant un paramètre libre du calcul et conduit à l'estimation de la déformation pour l'état fondamental et les états excités du noyau. Les calculs réalisés dans la région des isotopes légers du krypton et du sélénium aboutissent à la mise en évidence du phénomène de coexistence de formes dans ces noyaux. Une présentation non exhaustive des différents calculs théoriques réalisés est discutée dans ce chapitre où les caractéristiques propres de chaque modèle seront brièvement mentionnées. En parallèle des études théoriques sur la coexistence de formes, un effort expérimental important est réalisé. Les études de spectroscopie γ à hauts spins ainsi que les récentes mesures de spectroscopie isomérique par électrons de conversion seront présentées. Ces expériences mettent en évidence de façon indirecte la coexistence de formes et motivent les mesures expérimentales réalisées durant ce travail de thèse.

1.1 Déformation nucléaire

Le modèle le plus simplifié de la description du noyau considère que la répartition des nucléons est homogène et ne favorise aucune direction de l'espace. Le noyau serait

donc sphérique. Cependant afin de minimiser son énergie potentielle, le noyau peut être amené à s'écarter de la sphère : on parle alors de déformation du noyau. Pour les nombres magiques de la physique nucléaire : 8, 20, 28, 50, 82 ..., pour lesquels les orbitales du modèle en couches sont totalement occupées à l'instar des couches électroniques des gaz rares, le noyau est généralement sphérique. Entre ces nombres, le noyau se déforme et un large panel de formes est obtenu. Les nucléons décrivent des orbites au sein du noyau qui génèrent des champs électriques et magnétiques perceptibles par une sonde extérieure. Le potentiel V créé par la répartition de charges du noyau peut s'écrire en fonction des moments multipolaires électriques pour un point situé à une distance R selon l'axe Oz :

$$V(R) = \underbrace{\frac{1}{R}\int \rho(r)dr}_{Monopôle\ électrique} + \underbrace{\frac{1}{R^2}\int z\rho(r)dr}_{Terme\ dipolaire} + \underbrace{\frac{1}{R^3}\int (3z^2 - r^2)\rho(r)dr}_{Terme\ quadripolaire} + ... \tag{1.1}$$

Le premier terme est l'intégrale de la densité de charge $\rho(r)$ ce qui correspond à la charge totale du noyau. Le second et troisième terme décrivent respectivement les termes dipolaire et quadripolaire. La très grande majorité des noyaux se présentent comme un corps ellipsoïdal ayant un axe de symétrie. Dans ce cas, le terme dipolaire est nul et le potentiel peut être écrit comme la somme d'une charge totale et de sa répartition quadripolaire. La surface du noyau peut être paramétrisée à partir de la sphère corrigée par les harmoniques sphériques normalisées dérivées des moments multipolaires :

$$R(\theta, \phi) = R_0(1 + \sum_{\lambda=0} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)) \ , \tag{1.2}$$

où R_0 est le rayon d'une sphère de même volume. Le terme $\lambda = 0$ décrit les variations de volume et $\lambda = 1$ la translation du système. Les termes $\lambda = 2$ représentent une déformation quadripolaire et $\lambda = 3$ une déformation octupolaire. La majorité des noyaux ont une déformation ellipsoïdale présentant un axe de symétrie ce qui implique une déformation majoritairement quadripolaire. De part les propriétés de symétrie lors du passage du référentiel du noyau vers le laboratoire, les trois termes indépendants non nuls sont α_{20}, α_{22} et $\alpha_{2\,-2}$. Ces derniers peuvent s'écrire en fonction de deux paramètres de déformation β et γ définis suivant les conventions de Hill et Wheeler [1] :

$$\begin{aligned} \alpha_{20} &= \beta \cos\gamma \\ \alpha_{22} = \alpha_{2-2} &= \tfrac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin\gamma \ , \end{aligned} \tag{1.3}$$

où β représente l'élongation axiale et γ l'asymétrie, aussi appelé paramètre de triaxialité. L'équation d'un ellipsoïde s'écrit $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1$. La conservation du volume impose que le produit des trois axes de l'ellipse a,b,c soit égal à R^3 avec $R=r_0A^{1/3}$. Si elle admet un axe de symétrie, $\gamma = 0$ et a=b≠c, le paramètre β est alors fonction de la différence (c - a). En choisissant comme convention une valeur positive pour β lorsque le noyau est prolate, c > a et une valeur négative pour une déformation oblate, on peut écrire : $\beta = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{\pi}{5}}\left(\frac{c-a}{R}\right)$.

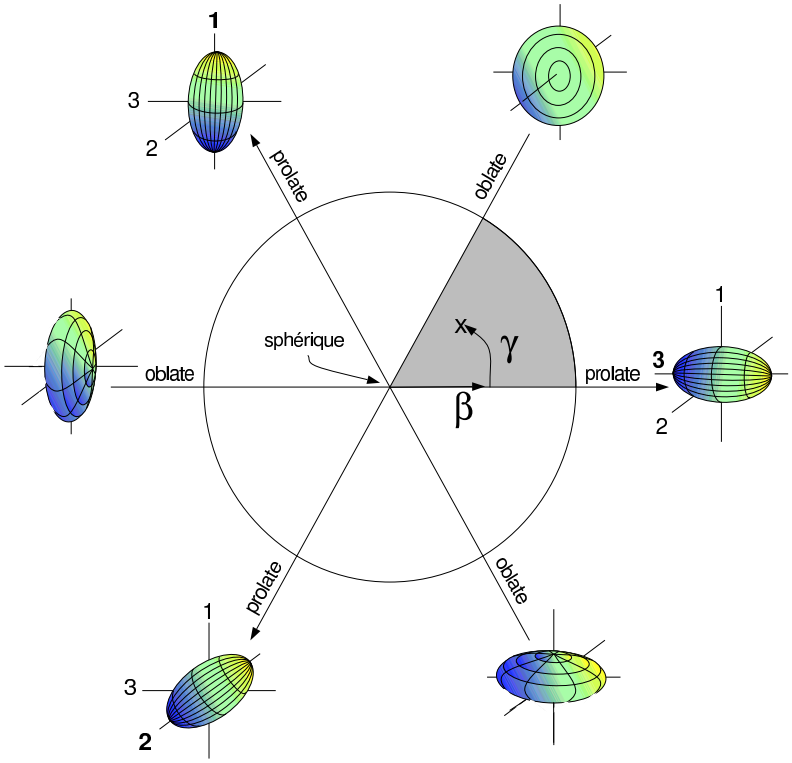

Figure 1.1 Déformations nucléaires dans le plan (β,γ).

La figure 1.1 représente le plan (β,γ) avec les surfaces de noyaux correspondantes pour certaines valeurs bien particulières de γ. Les noyaux allongés dit **prolate** correspondent à une valeur de $\gamma = 0°$, 120° et 240°. Les déformations aplaties dites **oblate** sont associées à des valeurs de $\gamma = 60°$, 180° et 300°. Pour des valeurs différentes de celles citées, le noyau est triaxial. Comme le montre la figure, les multiples de 60° du paramètre γ sont redondants et correspondent juste à une autre orientation des axes. Le secteur $0° \leq \gamma \leq 60°$, indiqué en grisé, est donc suffisant pour décrire

la déformation du noyau. Dans les plans (β,γ) qui seront présentés dans la suite du chapitre, $\gamma = 0°$ indiquera les déformations purement axiales prolate et $\gamma = 60°$ celles purement axiales oblate.

1.2 Formalisme autour de la coexistence de formes

Dans la région de masse A = 70-80 proche de la ligne N=Z, située entre les nombres magiques 28 et 50, les déformations prolate et oblate sont prédites dans une très petite gamme d'énergie (quelques centaines de keV pour une énergie de liaison proche du GeV) ce qui laisse supposer une très forte compétition entre ces deux déformations pour l'état fondamental du noyau. Ce phénomène est appelé la coexistence de formes. Celle-ci est étudiée du point de vue théorique et expérimental depuis plus de 20 ans dans les isotopes légers du krypton. La plupart des modèles théoriques prédisent ce phénomène mais les preuves expérimentales directes sont difficiles à obtenir. Dans ce paragraphe, plusieurs prédictions théoriques décrivant le scénario de coexistence de formes vont être développées.

Le système de A nucléons dans le noyau vérifie l'équation de Schrödinger :

$$\mathcal{H}\psi = E\psi \ ,$$

où E est l'énergie du système, $\mathcal{H}$ le hamiltonien et ψ la fonction d'onde. Ce système d'équations à A corps n'est pas résolu analytiquement puisque le hamiltonien n'a pas d'expression formelle établie. Les calculs décrits par la suite s'appuie sur une décomposition de ce hamiltonien en une partie cinétique et un terme d'interaction à deux et trois corps. Cette interaction nucléon-nucléon effective est l'objet de recherches théoriques et plusieurs approches sont possibles. Toutes les théories considèrent que les particules se déplacent de façon indépendantes dans un champ moyen. L'équation de Schrödinger devient soluble puisque les particules n'intéragissent pas entre elles. Les théories utilisant le modèle en couches définissent un champ moyen analytique paramétrisable. Les modèles de Nilsson d'une part et Woods-Saxon d'autre part sont de ce type. Les modèles microscopiques déterminent le champ moyen de manière auto-consistante à partir d'une interaction nucléon-nucléon effective phénoménologique. Des calculs utilisant les forces de Skyrme et de Gogny seront présentés.

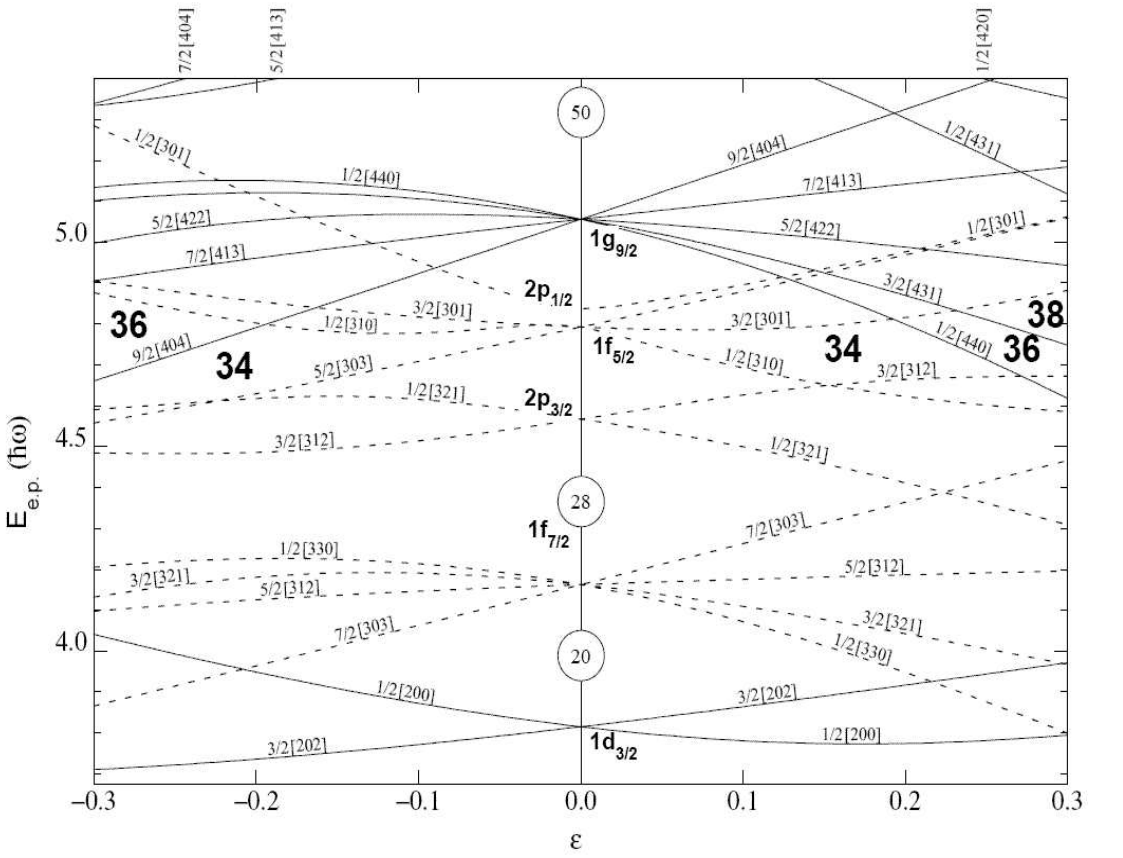

Figure 1.2 Schéma de Nilsson pour un noyau contenant des nombres de protons et de neutrons compris entre 14 et 50. Les orbitales sont décrites par leurs nombres quantiques $\Omega^{\pi}[N\, n_z\, \Lambda]$ en fonction de la déformation ϵ.

1.2.1 Première approche: le modèle de Nilsson

Dans le modèle de Nilsson déformé, le potentiel choisi est l'oscillateur harmonique anisotrope à symétrie cylindrique auquel est ajouté un terme de couplage spin-orbite et un terme proportionnel au carré du moment cinétique [2] :

$$V(\vec{r}) = \frac{m}{2}((x.\omega_x)^2 + (y.\omega_y)^2 + (z.\omega_z)^2) + C\vec{l}.\vec{s} + D\vec{l}^{\,2}\ .$$

Les trois fréquences de rotation $\omega_{x,y,z}$ décrivent la déformation du noyau et C

et D sont des constantes. Dans une symétrie axiale, $\omega_x = \omega_y = \omega_\perp$, ces fréquences sont inversement proportionnelles aux demi-axes de l'ellipsoïde et s'expriment en fonction du paramètre de déformation ϵ :

$$\omega_\perp = \omega_0 \left(1 + \frac{2}{3}\,\epsilon\right)^{1/2} \qquad \omega_z = \omega_0 \left(1 - \frac{4}{3}\,\epsilon\right)^{1/2} .$$

Le paramètre ϵ est lié au paramètre déjà mentionné β par $\epsilon \simeq 0.95\ \beta$. La résolution de l'équation de Schrödinger dans ce potentiel de l'oscillateur harmonique permet d'extraire les énergies et les fonctions d'ondes des états de particules en fonction de la déformation comme indiqué dans la figure 1.2. Celle-ci représente les orbitales du schéma de niveaux à une particule, appelé également diagramme de Nilsson, calculées en fonction de la déformation pour un nombre de protons ou neutrons inférieur à 50. L'introduction du paramètre de déformation va permettre de lever la dégénérescence en $2j+1$ par rapport au modèle sphérique ($\epsilon = 0$). Les symétries du potentiel sont à l'origine des bons nombres quantiques $\Omega^\pi[N\, n_z\, \Lambda]$ utilisés pour décrire les orbitales:
- N est la couche de l'oscillateur harmonique.
- n_z est le nombre quantique principal sur l'axe de symétrie.
- Λ est la projection du moment orbital $\vec{l}$ sur l'axe de symétrie.
- Ω est la projection du moment angulaire total $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ sur l'axe de symétrie.
- π est la parité de l'état définie par l'expression $(-1)^N$.

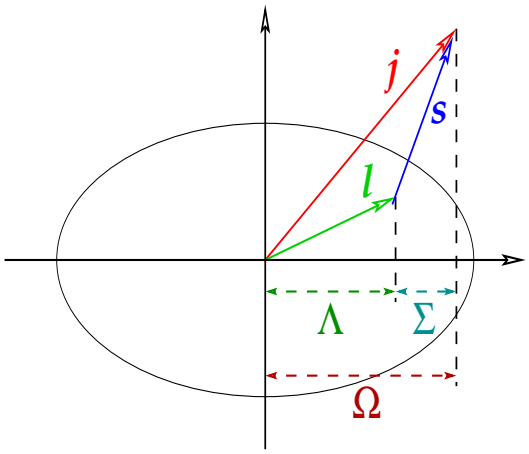

Figure 1.3 Schéma du couplage du moment angulaire, $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$, d'une particule. Les projections de $\vec{j}$, $\vec{l}$ et $\vec{s}$ sur l'axe de symétrie sont respectivement Ω, Λ et Σ.

Le noyau choisit une configuration dans ce diagramme qui minimise son énergie

totale pour un nombre de neutrons et protons donné. De plus, le noyau est d'autant plus stable qu'il existe un écart en énergie maximal entre la dernière orbitale occupée et la suivante. Une énergie plus importante est alors nécessaire pour le faire changer de configuration. A déformation nulle, ces écarts en énergie, aussi appelés *gap*, sont maximaux pour les nombres magiques 20, 28 et 50. C'est-à-dire pour un nombre de protons et/ou neutrons égal aux nombres magiques, le noyau est sphérique. Entre ces nombres magiques le noyau peut choisir des configurations déformées pour minimiser son énergie. Les kryptons légers (Z = 36) que nous étudions ont un nombre de neutrons compris entre 36 et 40. La présence de gaps en énergie pour 34, 36 et 38 aussi bien pour des déformations prolate que oblate ($|\epsilon| \simeq 0.2$-0.3) avec des noyaux Z $\simeq$ N $\simeq$ 36 laisse supposer une très forte compétition entre les deux types de déformation pour l'état fondamental du noyau. Cette compétition va entraîner la présence des deux déformations dans une gamme en énergie très petite (quelques centaines de keV). Cette première approche par le modèle de Nilsson montre déjà que les isotopes légers du krypton et du sélénium sont des noyaux susceptibles de présenter un tel phénomène de coexistence de formes.

1.2.2 Approche Woods-Saxon

Dans ce modèle, le champ moyen utilisé décompose le potentiel en un terme central et un terme spin-orbite ($\vec{l}.\vec{s}$). Un potentiel central réaliste a été paramétrisé par R. Woods et D. Saxon selon l'expression suivante :

$$V_{central}(r) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \ , \tag{1.4}$$

où R est le rayon du noyau et a est le paramètre de diffusivité. Dans le cas de noyaux déformés, un potentiel plus adapté est celui du Woods-Saxon déformé [3] :

$$V_{central}(\vec{r}, \beta) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{dist_\Sigma(\vec{r},\beta)}{a}}} \ , \tag{1.5}$$

où $dist_\Sigma(\vec{r}, \beta)$ est la distance d'un point de coordonnées $\vec{r}$ à la surface nucléaire Σ, et β correspond au paramètre de déformation associé à cette surface. Ce potentiel a été appliqué pour la première fois dans les krypton, strontium et zirconium légers dans la référence [3] et constitue le premier calcul réaliste portant sur la coexistence de formes dans cette région de masse. Pour les isotopes du krypton entre la masse A=78 et A=72, la surface d'énergie potentielle présente deux minima : l'un correspondant à une déformation prolate et l'autre à une déformation oblate avec une possible déformation γ entre les deux. Les déformations calculées sont indiquées

dans le tableau 1.1. Dans ces calculs, hormis pour le ^{72}Kr, l'état fondamental est prolate avec un état excité à moins de 1 MeV oblate. Pour le ^{72}Kr, le calcul prédit une inversion de forme du fondamental avec un minimum absolu oblate et un minimum local prolate. De manière générale, les calculs indiquent des états largement déformés ($\beta \simeq 0.3$), l'état oblate étant toujours un peu moins déformé que l'état prolate.

Table 1.1 Déformations calculées pour les isotopes légers du krypton avec un potentiel Woods-Saxon déformé paramétrisé en [3].

Isotope	Minimum oblate β	Minimum Prolate β	E_{oblate}-$E_{prolate}$ [MeV]
^{72}Kr	-0.31	0.37	-0.26
^{74}Kr	-0.32	0.35	0.60
^{76}Kr	-0.31	0.35	0.55
^{78}Kr	-0.25	0.30	$\simeq 0$

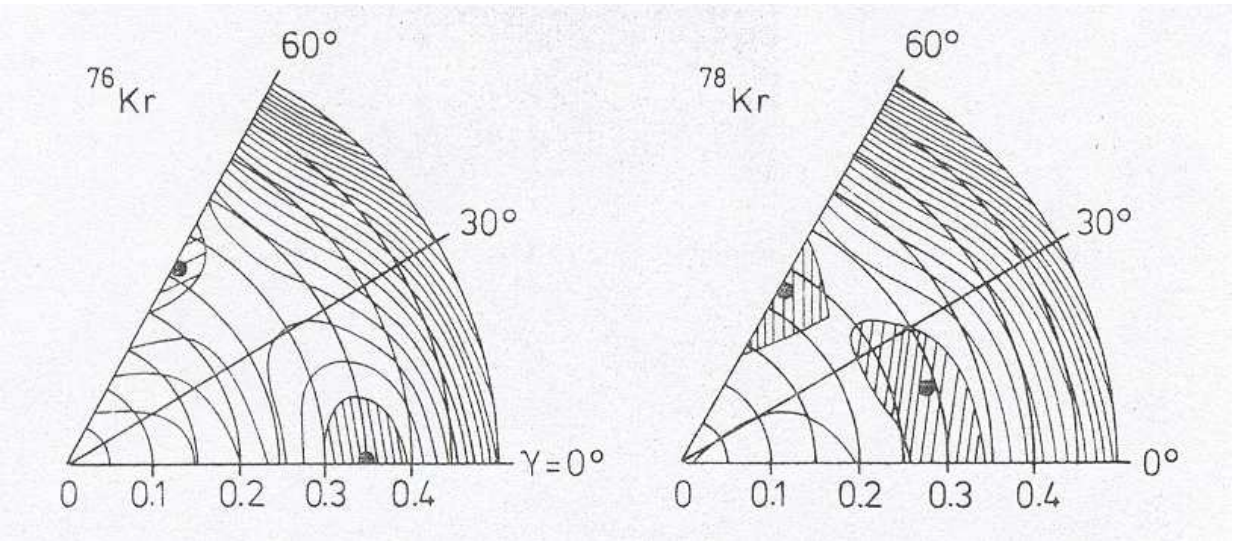

Figure 1.4 Energie potentielle des noyaux de ^{76}Kr et ^{78}Kr dans le plan (β,γ) utilisant un potentiel Woods-Saxon paramétrisé en [4].

D'autres calculs Woods-Saxon ont été réalisés [4] et ont abouti au calcul des surfaces d'énergie potentielle en fonction des paramètres β et γ, présentées dans la figure 1.4 pour les ^{76}Kr et ^{78}Kr. Dans les deux noyaux, deux minima se distinguent

clairement, l'un pour $\gamma = 0°$, indiquant une déformation prolate et l'autre pour $\gamma = 60°$ correspondant à une déformation oblate. Ces surfaces de potentiel montrent déjà un étalement des minima vers les valeurs de γ entre 0° et 60° laissant supposer une légère triaxialitée du noyau.

1.2.3 Approche Hartree-Fock

Dans l'approche Hartree-Fock, le champ moyen auquel sont soumis les nucléons est calculé de manière auto-consistante à partir d'une interaction effective phénoménologique entre les nucléons. La fonction d'onde de l'état fondamental Ψ_{HF} d'un noyau composé de A nucléons a la forme d'un déterminant de Slater qui s'écrit comme le produit antisymétrisé de A fonctions d'onde individuelles $\phi_{\alpha i}$:

$$\Psi_{HF}(x_1, x_2, ..., x_A) = det[\phi_{\alpha 1}(x_1)\phi_{\alpha 2}(x_2)...\phi_{\alpha A}(x_A)] \ , \tag{1.6}$$

où x_i représente les variables d'espace, de spin et d'isospin du nucléon et α_i les nombres quantiques associés aux orbitales.
Le principe variationnel consiste à minimiser l'énergie totale du noyau par rapport aux fonctions d'onde individuelles avec la contrainte que celles-ci soient orthonormées :

$$E = \frac{< \Psi_{HF}|\mathcal{H}|\Psi_{HF} >}{< \Psi_{HF}|\Psi_{HF} >} \ . \tag{1.7}$$

Les orbitales $\phi_{\alpha i}$ sont fournies par la résolution des A équations de Hartree-Fock couplées résultant de cette minimisation. Cette non-linéarité des équations est à l'origine de la méthode auto-consistante utilisée : le champ moyen est construit à partir des états individuels et ces derniers sont les états propres du champ moyen. Le calcul est alors nécessairement itératif. Entre les nombres magiques, une composante indispensable de l'interaction concerne les corrélations d'appariement qui agissent sur deux nucléons de même nature et de spin opposé, en créant une énergie de liaison entre eux. L'effet de ces corrélations est de générer des paires de nucléons au sein du noyau. Les paires ainsi créées par la composante attractive de cette interaction résiduelle sont traitées dans la théorie de Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB). Le noyau est alors décrit par un ensemble de fonctions d'onde constitué de paires de nucléons. Ces paires de nucléons sont comparables aux paires d'électrons introduites dans la théorie BCS de la supraconductivité. Ces dernières sont traitées dans le formalisme des quasi-particules et des opérateurs de création et d'annihilation de particules. De la même manière que dans la théorie HF, la minimisation de l'énergie du noyau permet d'obtenir les fonctions d'onde.

Les méthodes HF ou HFB doivent être contraintes par la déformation du noyau. Elle peut être introduite dans le hamiltonien par des contraintes extérieures apportées par les opérateurs multipolaires $\mathcal{Q}_i$ et des paramètres de Lagrange λ_i sous la forme :

$$\mathcal{H} - \lambda_1.\mathcal{Q}_1 - \lambda_2.\mathcal{Q}_2... \tag{1.8}$$

Les opérateurs $\mathcal{Q}_i$ agissent sur l'élongation du noyau selon ses axes de symétrie. Un ensemble de fonctions d'onde Ψ_{HFB} indicées par des paramètres de déformation q_i, valeurs propres des opérateurs $\mathcal{Q}_i$, et d'énergie E_{HFB} est obtenu en faisant varier les moments multipolaires, donc la déformation selon les 3 axes de symétrie. La nouvelle minimisation de l'énergie potentielle par le principe variationnel aboutit à un état fondamental où la déformation peut être non nulle.

$$E = \frac{< \Psi_{HFB}(q)|\mathcal{H}|\Psi_{HFB}(q) >}{< \Psi_{HFB}(q)|\Psi_{HFB}(q) >} \ . \tag{1.9}$$

Une surface d'énergie potentielle calculée en fonction de la déformation est obtenue. Le paramètre libre de l'approche Hartree-Fock est le choix de l'interaction phénoménologique nucléon-nucléon. Dans ce paragraphe deux forces vont être présentées [5] :

- La force de Skyrme [6] : elle contient un terme d'interaction à deux corps et un terme d'interaction à trois corps dépendants de l'opérateur impulsion et de portée nulle. Les paramètres de la force sont ajustés aux données expérimentales. Il faut noter qu'il existe plusieurs jeux de paramètres correspondant à différentes versions de la force de Skyrme.

- La force de Gogny [7] : cette force est un développement de la précédente qui a pour but de mieux traiter les corrélations d'appariement dans les noyaux. Une partie des termes de la force de Skyrme n'est plus de portée nulle et est remplacée par des expressions gaussiennes.

Approche Hartree-Fock + interaction de Gogny

Les surfaces d'énergie potentielle présentées dans la figure 1.5 pour les ^{74}Kr et ^{72}Kr ont été calculées par M. Girod avec la méthode HFB et l'interaction effective de Gogny D1S [8, 9]. La partie supérieure représente le calcul réalisé pour le ^{74}Kr. La surface d'énergie potentielle dans le plan (β,γ) indique la présence de deux minima en couleur bleue, l'un correspondant à une déformation prolate ($\beta \simeq 0.5$ et $\gamma =$

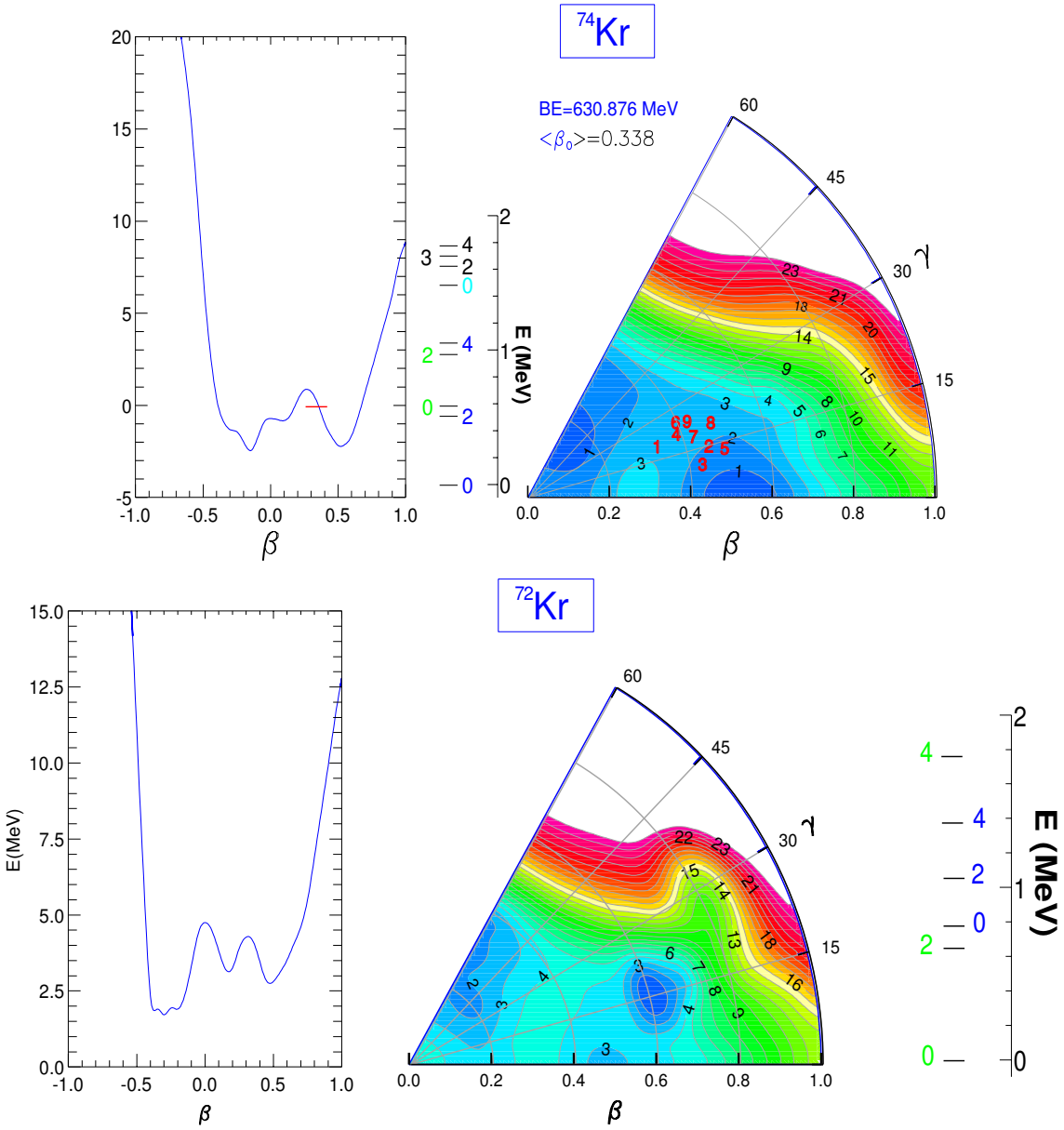

Figure 1.5 Energies potentielles des noyaux de ^{74}Kr et ^{72}Kr dans le plan (β,γ) calculées par méthode HFB et l'interaction effective de Gogny D1S.

0) , l'autre à une déformation oblate ($\beta \simeq 0.2$ et $\gamma = 60$). La figure de gauche représente l'énergie potentielle en fonction de l'élongation seule. Il faut souligner que cette courbe n'est pas la simple projection de la surface d'énergie potentielle mais un calcul en fonction de β seul. Les deux minima se dessinent de façon très

distincte. Le puits le plus profond, indiquant le fondamental 0_1^+, est de déformation prolate et a une très petite énergie d'excitation; le second puits correspond à un état 0_2^+ de déformation oblate. L'échelle graduée entre les deux figures indique le schéma de niveau calculé à partir des énergies potentielles incluant le mélange des fonctions d'onde. Les états de couleur bleue indiquent les états rotationnels bâtis sur l'état 0_1^+ prolate et les états indiqués en vert correspondent à la bande rotationnelle bâtie sur l'état 0_2^+ oblate. L'énergie d'excitation de l'état oblate est très basse, environ 600 keV, comme attendue dans le scénario de coexistence de formes.

La figure inférieure présente le calcul réalisé pour le ^{72}Kr. La surface d'énergie potentielle présente trois minima : une déformation prolate ($\beta \simeq 0.5$ et $\gamma = 0$), une déformation oblate ($\beta \simeq 0.2$ et $\gamma = 60$) et une déformation triaxiale ($\beta \simeq 0.6$ et $\gamma = 15$). La courbe calculée sur la déformation axiale seule montre que le minimum oblate est le fondamental alors que les déformations prolate sont des états 0^+ excités. Le calcul HFB+D1S prédit donc une inversion de la déformation pour le ^{72}Kr comme pour le calcul utilisant le potentiel Woods-Saxon. D'après le schéma de niveau calculé, l'état 0^+ excité se trouve énergétiquement un peu plus élevé que dans le ^{74}Kr.

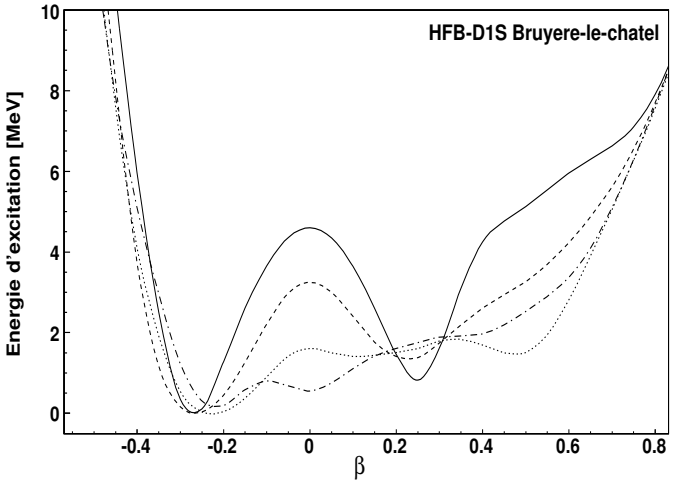

Figure 1.6 Energie potentielle des noyaux de sélénium légers calculée par la méthode HFB et l'interaction effective de Gogny D1S: trait continu ^{68}Se, tirets ^{70}Se, pointillés ^{72}Se et mixte ^{74}Se.

L'énergie potentielle des noyaux de sélénium légers a été calculée de la même

façon et la figure 1.6 présente sa variation en fonction du paramètre de déformation axiale β. D'après les courbes tracées pour les isotopes de ^{68,70,72,74}Se, l'état fondamental est de déformation oblate alors qu'un second puits prolate se creuse lorsque l'on va du dernier isotope stable le ^{74}Se jusqu'au N=Z ^{68}Se. Le second minimum de déformation prolate dans le ^{68}Se est attendu à une énergie d'excitation inférieure au MeV. D'après ce calcul, on peut s'attendre à un scénario de coexistence de formes dans les isotopes légers du sélénium à l'instar des krypton avec deux minima très distincts dans le ^{68}Se.

Approche Hartree-Fock + interaction de Skyrme

Un premier calcul utilisant l'interaction de Skyrme a été réalisé par P. Bonche *et al.* [10]. La méthode HFB+BCS a été associée à l'interaction effective de Skyrme SIII. Les résultats de cette étude sont montrés pour les noyaux de ^{74,76}Kr dans la figure 1.7. La présence de deux minima, l'un prolate, l'autre oblate sont visibles mais les auteurs soulignent l'importance de la déformation triaxiale par l'étalement des surfaces d'énergies potentielles pour des valeurs de γ comprises entre 0 et 60 degrés. L'état fondamental est prédit prolate alors que l'état 0^+ excité est de déformation oblate dans les deux cas.

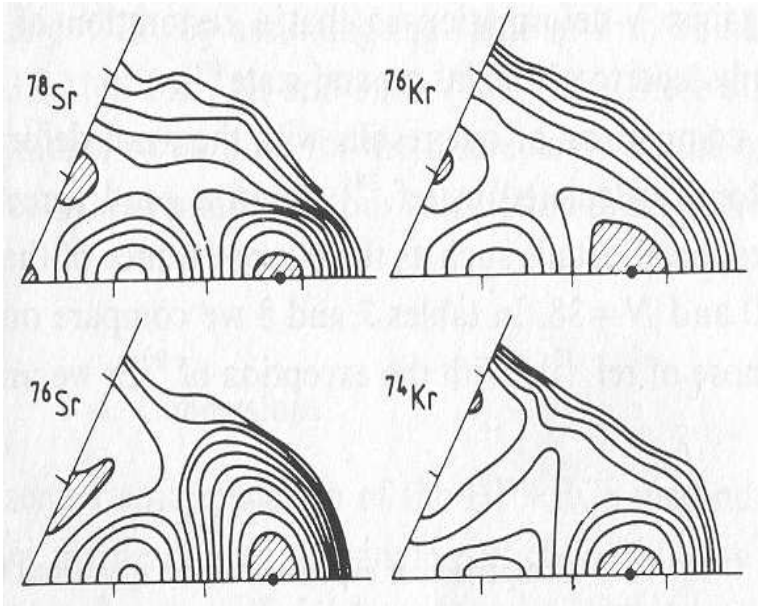

Figure 1.7 Energie potentielle des noyaux de ^{74,76}Kr calculée par la méthode HFB+BCS et l'interaction effective de Skyrme SIII.

Des calculs plus récents HFB, au-delà du champ moyen, utilisant l'interaction effective de Skyrme sont présentés dans ce paragraphe. Ces calculs ont été réalisés par M. Bender *et al.* [11] avec l'interaction effective SLy6 et une force d'appariement de portée nulle. Les auteurs utilisent la théorie BCS (Bardeen-Cooper-Schieffer) pour traiter les corrélations d'appariement. La projection du nombre de particules est réalisée en accord avec la prescription de Lipkin-Nogami. Ces calculs réalisés au-delà du champ moyen vont être comparés de façon plus complète avec les résultats expérimentaux obtenus dans ce travail de thèse car nous avons accès à la déformation ainsi qu'aux probabilités de transition entre les états.

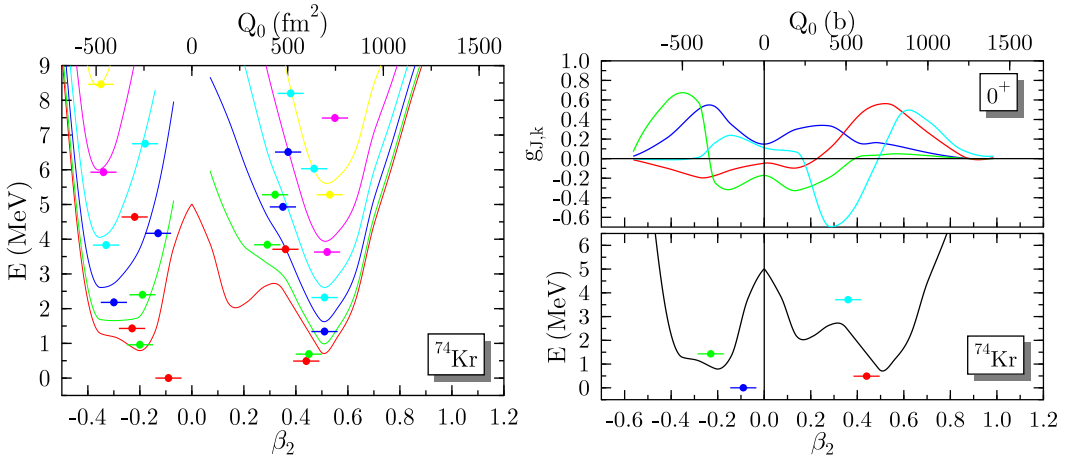

Figure 1.8 Energie potentielle du noyau de ^{74}Kr calculée par la méthode HFB+BCS et l'interaction effective de Skyrme SLy6. Le paramètre β_2 est équivalent à β.

Les résultats obtenus pour le ^{74}Kr sont présentés dans la figure 1.8. Le graphique de gauche montre l'énergie calculée en fonction de la déformation. La courbe rouge trace l'énergie Hartree-Fock projetée pour le spin $j = 0$ et parité $+$, les courbes verte et bleue sont le résultat de la projection sur les spins $j = 2$ et $j = 4$ respectivement. Les points rouges sont obtenus à partir des énergies Hartree-Fock après un calcul de mélange sur les déformations des états Hartree-Fock et représentent les états 0^+. La même procédure est appliquée aux états 2^+ et 4^+ (vert et bleu) et ainsi de suite jusqu'aux états 10^+ (jaune). La figure de droite indique quant à elle, les fonctions d'onde des quatres premiers états 0^+. La fonction d'onde du premier état (violet) est majoritairement vers le côté oblate indiquant cette déformation pour le fondamental. Cependant, une extension non nulle se trouve dans les déformations prolate, si bien que la position de l'état ne se situe pas au minimum de l'énergie Hartree-Fock.

Le second état (rouge) a quant à lui une fonction d'onde majoritairement prolate, signant la coexistence de formes. Celle-ci se caractérise par une fonction d'onde pour chaque état 0^+ non localisée d'un coté ou de l'autre de la déformation. Le recouvrement des fonctions d'onde entraine un mélange plus ou moins important des états de déformation opposée. L'énergie d'excitation de l'état 0_2^+ est de 490 keV et est la plus petite de la chaîne des krypton légers.

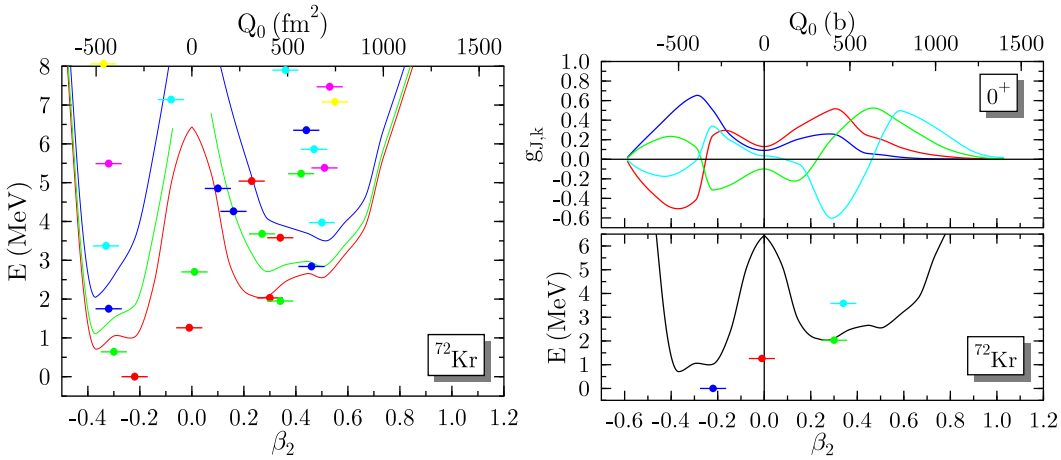

Figure 1.9 Energies potentielles du noyau de ^{72}Kr calculées par la méthode HFB+BCS et l'interaction effective de Skyrme SLy6.

Les résultats obtenus pour le ^{72}Kr sont décrits dans la figure 1.9. Comme pour le ^{74}Kr, un état fondamental oblate coexiste avec une déformation prolate à basse énergie (2 MeV). Le second état 0^+ (point rouge dans la figure de droite) est de déformation moyenne nulle puisque sa fonction d'onde se répartit de manière égale aussi bien dans les déformations oblate que prolate. Ce second état 0^+ de faible déformation est compatible avec l'existence d'un troisième 0^+ dans le ^{72}Kr dans les calculs utilisant la force effective de Gogny.

Pour conclure sur ces courbes, on peut souligner que les fonctions d'onde à bas spins ne sont pas localisées autour d'une déformation mais que leurs étalements couvrent une large gamme en déformation aussi bien positive que négative suggérant un fort mélange des déformations et signant la coexistence de formes. Le calcul des fonctions d'ondes permet d'obtenir les probabilités de transition entre les états. Ces valeurs extrêmement importantes permettent d'avoir une vision du couplage entre les états définissants les bandes rotationnelles et le couplage entre les déformations

comme attendu dans le scénario de coexistence de formes. De plus, la nature intrinsèque des états par le calcul de leur moment quadripolaire peut être estimée et comparée à des données expérimentales. Les probabilités de transition et les moments quadripolaires sont comparés en détail avec les valeurs expérimentales déduites de ce travail de thèse dans le chapitre 8.

Modèle Excited VAMPIR

Des calculs de type HFB ont été élaborés selon l'approche variationnelle appelée Excited Vampir par A. Petrovici *et al.* [12]. Dans cette méthode, un coeur inerte, doublement magique et sphérique, est utilisé et les propriétés du noyau sont obtenues à partir des orbitales situées au-dessus de ce coeur. Un potentiel d'oscillateur harmonique est alors utilisé à l'instar du modèle en couches. Les calculs dans la région des noyaux de krypton légers utilisent un coeur de ^{40}Ca. Les orbitales actives pour les neutrons et les protons sont les suivantes : $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $1f_{7/2}$, $2d_{5/2}$ et $1g_{9/2}$ (cf. fig. (1.2)). Le hamiltonien est ajusté par un calcul variationnel. Les états des noyaux de ^{72,74}Kr sont obtenus ainsi que leur déformation. Ces calculs prédisent à nouveau une coexistence entre les formes prolate et oblate dans ces isotopes.

Le noyau de ^{74}Kr est attendu allongé dans son état fondamental. Un état 0^+ excité à moins de 1 MeV est prédit dans le puits oblate ainsi qu'une bande rotationnelle. Les calculs Vampir permettent également d'évaluer le mélange des fonctions d'onde et d'extraire les probabilités de transition. Dans le cas du noyau de ^{74}Kr, les états 0^+ fondamental et excité sont des mélanges entre les deux configurations pures prolate et oblate (70%/30%). Il est à noter que les calculs prédisent que les états des deux bandes sont mélangés jusqu'au spin 6 à plus de 10 %. Le cas du noyau de ^{72}Kr est différent puisque les trois premiers états des bandes rotationnelles sont mélangés à presque 50 %. Les états 2^+ et 4^+ yrast ont une configuration oblate dominante. Par contre, les états de plus hauts spins yrast correspondent à la déformation prolate.

Le noyau de ^{68}Se a été également étudié [13] où un fondamental oblate mélangé à 62% a été obtenu et un second minima prolate à plus de 1 MeV d'énergie d'excitation.

1.2.4 Récapitulatif des calculs

Les différents calculs théoriques, du plus simple au plus complexe, décrivent la présence de deux minima dans l'énergie potentielle des noyaux de krypton. Le fondamental est, à l'exception de l'interaction SLy6, de déformation prolate avec un paramètre de déformation $\beta \simeq 0.3$-0.4. A basse énergie, inférieure à 1 MeV, un second minimum correspondant à un état 0^+ est attendu avec une déformation opposée

plus faible ($\beta \simeq$ -0.2). Tous les calculs prédisent un fort couplage à bas spins entre les deux déformations par un mélange des fonctions d'onde. Des bandes rotationnelles sont contruites sur chacun de ses états 0^+, l'une correspondant à une déformation prolate , l'autre à une déformation oblate. Le couplage entre les états rotationnels de chaque bande tend à se minimiser lorsque le spin augmente ($I \geq 4$). La plupart des calculs sont également sensibles à la présence d'une éventuelle triaxialité dans ces noyaux. La comparaison entre la théorie et nos mesures expérimentales doit se faire au-delà d'une comparaison sur la position des états excités incluant une comparaison sur les probabilités de transition au sein des bandes rotationnelles et interbandes décrivant leur couplage mutuel. La nature intrinsèque des états, c'est-à-dire leur caractère prolate ou oblate doit être déterminé.

1.3 Expériences précédentes

L'étude de la coexistence de formes dans cette région de masse et plus particulièrement dans les krypton est aussi ancienne que les premiers articles théoriques traitant du sujet. Les expériences menées portaient sur la première caractéristique des noyaux déformés, c'est-à-dire la présence de bandes rotationnelles. De telles structures ont été mises en évidence tout au long de la chaîne des krypton légers. La figure 1.10 présente les états déduits des expériences de fusion-évaporation [14, 15, 16, 17]. Dans le cas d'un noyau pair-pair animé d'un mouvement de rotation pure, la séquence en énergie de ses états est donnée par :

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}^{(0)}} I(I+1) \ , \tag{1.10}$$

où $\mathcal{J}^{(0)}$ est le moment d'inertie statique du noyau et I le moment angulaire. Le moment d'inertie n'est généralement pas constant pour un noyau et dépend de la fréquence de rotation ω. Une paramétrisation du moment d'inertie peut être donnée par :

$$\frac{\mathcal{J}^{(0)}}{\hbar^2} = a + b(\hbar\omega)^2 \ . \tag{1.11}$$

Par analogie avec la fréquence de rotation classique, on définit le quantum d'énergie, $\hbar\omega$, par :

$$\hbar\omega = \frac{dE(I)}{dI_x} \ , \tag{1.12}$$

avec $I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2}$, la projection du moment angulaire I sur l'axe de rotation. Une caractéristique des bandes rotationnelles est le moment d'inertie

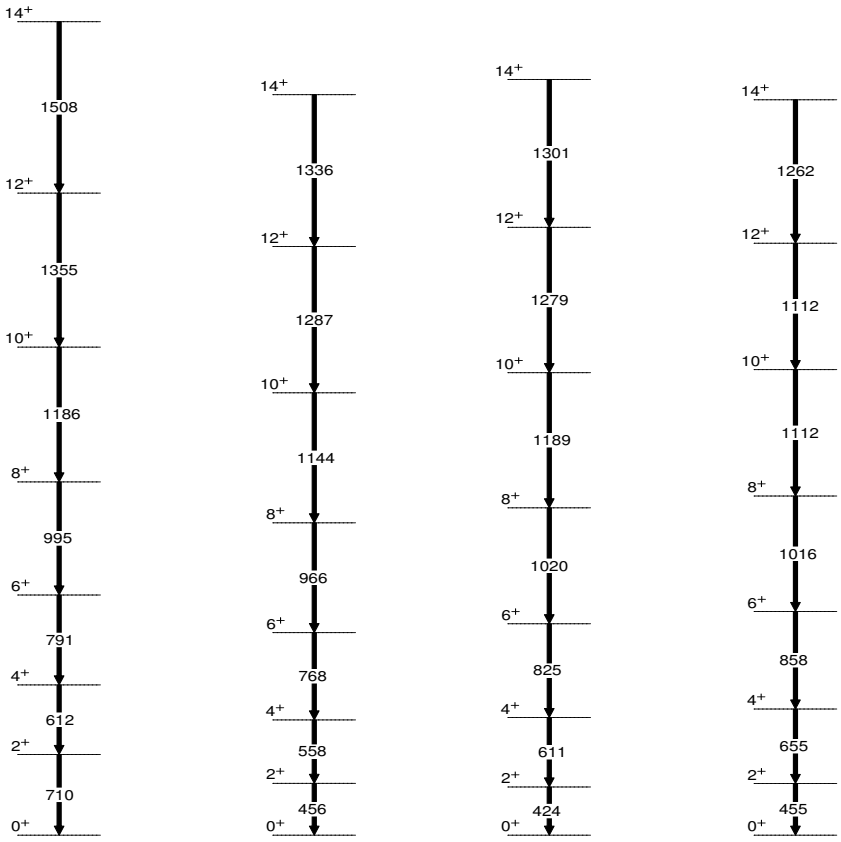

Figure 1.10 Systématique des schémas de niveaux à hauts spins peuplés par fusion-évaporation dans les isotopes légers du krypton. De gauche à droite: ^{72}Kr, ^{74}Kr, ^{76}Kr et ^{78}Kr.

cinématique dépendant de la dérivée au premier ordre de l'énergie par rapport à I_x. Son expression pour une bande K = 0 est donnée par (K, projection de j sur l'axe de symétrie):

$$\mathcal{J}^{(1)} = I_x \left(\frac{dE(I)}{dI_x} \right)^{-1} = \frac{I_x}{\hbar\omega} = \frac{\sqrt{I(I+1)}}{\hbar\omega} \, [\hbar^2 MeV^{-1}] \, . \tag{1.13}$$

Ainsi, pour une bande rotationnelle quadripolaire, ces expressions permettent pour chaque état de spin I de calculer la valeur de $\hbar\omega$ et de $\mathcal{J}^{(1)}$.

La figure 1.11 représente les moments d'inertie des bandes rotationnelles des isotopes de krypton légers en fonction de $(\hbar\omega)^2$. Au-delà du spin 4, les moments d'inertie suivent un tendance presque constante compatible avec une excitation purement rotationnelle. A plus haut spin, la séquence en énergie est perturbée par l'alignement des protons de la couche $g_{9/2}$. La perturbation à bas spin a été attribuée au mélange

des configurations prolate et oblate qui perturbent la séquence en énergie. Cette interprétation est confortée par les calculs théoriques présentés précédement. De même, des mesures de temps de vie des états excités ont été réalisées [15, 18, 19] et les résultats déduits indiquent une forte perturbation de la collectivité à bas spins. Ces mesures de temps de vie seront largement discutées dans les chapitres 6 et 7.

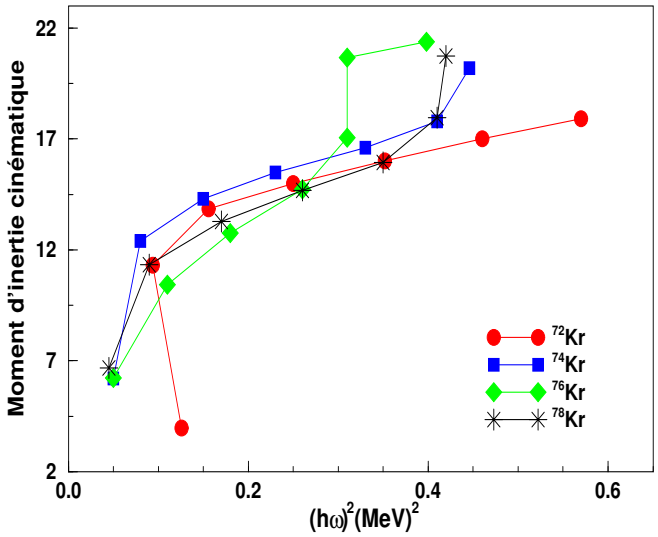

Figure 1.11 Systématique des moments d'inertie cinématique pour la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental des isotopes légers du krypton.

Une seconde indication du phénomène de coexistence de formes dans les krypton légers est l'observation directe de l'état 0_2^+ à basse énergie, fondamental en quelque sorte du second puits de l'énergie potentielle. Compte tenu de sa basse énergie d'excitation, il peut être le premier état excité, comme dans le cas bien connu du ^{72}Ge, et est attendu isomérique c'est-à-dire avec un temps de vie très long par comparaison avec les autres états excités du noyau. Sur cet état 0_2^+, une bande rotationnelle est bien évidement attendue s'il est déformé.

A basse énergie d'excitation, l'état 0_2^+ décroit soit par une transition E2 vers l'état 2_1^+ yrast ou directement par une transition E0 vers le fondamental. Cette transition E0 ne peut se réaliser que par électrons de conversion, c'est-à-dire par l'émission d'un électron du cortège atomique si l'énergie de la transition est inférieure à 1022 keV. La recherche des états 0_2^+ métastables dans les krypton légers a fait l'objet d'un

effort expérimental important. Un état 0_2^+ à 1017 keV a été identifié pour la première fois dans le ^{78}Kr par E. Nolte *et al.* [20] puis étudié en détail par A. Giannatiempo *et al.* [21], avec la mesure du temps de vie (11(3) ps) et du rapport d'embranchement E0/E2. Dans le ^{76}Kr, un état 0_2^+ a été identifié à 770 keV par R.B. Piercey *et al.* [22]. Le temps de vie (61(9) ps) ainsi que le rapport d'embranchement ont été déterminés par A. Giannatiempo *et al.* [23]. Dans le ^{74}Kr, des indications de cet état ont été reportées par C. Chandler *et al.* [24, 25] puis par F. Becker *et al.* [26]. Ce dernier a été confirmé sans ambiguité par E. Bouchez *et al.* par spectroscopie isomérique après fragmentation au GANIL [27] à 508 keV où le temps de vie (18.85(44) ns) et le rapport d'embranchement ont été mesurés. Le temps de vie partiel E2 peut ainsi être déduit à 33(5) ns. Cette expérience a permis d'étendre la systématique jusqu'au ^{72}Kr où l'état 0_2^+ à 671 keV a été identifié pour la première fois. Le temps de vie (38(3) ns) ainsi que le rapport d'embranchement ont été déterminés. Ces expériences ont conduit à l'obtention de la systématique présentée dans la figure 1.12. Les bandes rotationnelles bâties sur l'état fondamental sont représentées ainsi que les états 0_2^+ métastables avec leur état 2^+ supposé rotationnel associé. Dans sa thèse, E. Bouchez [28, 29] détermine deux observables qui comparées le long de la chaîne des krypton appuient le scénario de coexistence de formes.

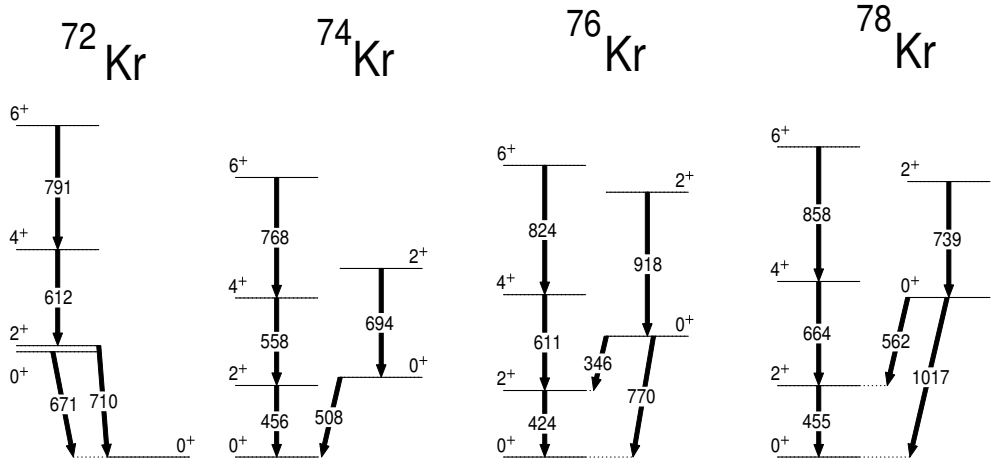

Figure 1.12 Systématique des schémas de niveaux des isotopes légers du krypton à bas spins.

Ces deux observables sont l'énergie d'excitation des états 0_2^+ ainsi que la force de transition ρ^2(E0) qui décrit la probabilité de transition $0^+ \rightarrow 0^+$ par électron de conversion. Ces transitions sont issues de l'interaction coulombienne entre les protons du noyau et les électrons atomiques pénétrant dans le noyau. Cette probabilité

dépend donc de la répartition des charges dans le noyau. Elle est proportionnelle au carré de l'élément de matrice monopolaire défini par :

$$\rho =< 0_2^+ | \sum_p \frac{r_p^2}{R^2} | 0_1^+ > , \tag{1.14}$$

où r_p désigne le rayon des protons et R celui du noyau. La force de transition est donc liée au changement de rayon carré moyen entre l'état initial et l'état final. La figure 1.13 présente la systématique des énergies d'excitation des états 0_2^+ et les forces de transition ρ^2(E0) pour les isotopes pair-pair des krypton légers. Comme le montre la figure 1.12, l'énergie d'éxcitation de l'état 0_2^+ décroît depuis le ^{78}Kr, passe par un minimum pour le ^{74}Kr et augmente de nouveau pour le ^{72}Kr. E. Bouchez a montré que la différence en énergie entre les deux états 0^+ dans le ^{74}Kr n'est due qu'au potentiel V d'interaction entre les deux états. Ce potentiel repousse les deux états observés lors du mélange des fonctions d'onde. Celles correspondant aux états mesurés sont des combinaisons linéaires des états purs dégénerés en énergie. La position expérimentale des états perturbés 0^+ permet à partir d'un calcul de mélange à deux niveaux de déterminer les coefficients de mélange. Les résultats ont montré que le mélange est maximal pour le ^{74}Kr (50%) et diminue aussi bien vers le ^{72}Kr que vers le ^{76}Kr (75%-25%)[27]. Le comportement parabolique de l'énergie d'excitation de l'état 0_2^+ a été interprété comme la décroissance de la configuration oblate depuis le ^{78}Kr qui croise le fondamental prolate pour le ^{74}Kr et devient le fondamental pour le ^{72}Kr. On a donc une inversion de la forme pour ce dernier avec un fondamental oblate et un état 0_2^+ prolate. De même, la force de transition indiquée par les points triangulaires dans la figure 1.13, a des valeurs élevées tout au long de la chaîne isotopique indiquant un fort couplage entre les deux configurations et un fort changement de déformation entre les deux états.

Les résulats obtenus sont en bon accord avec les prévisions théoriques évoquées précédement. Les prédictions concernant les énergies des états 0^+ excités sont très proches des valeurs expérimentales et l'inversion de déformation du fondamental entre le ^{74}Kr et ^{72}Kr est également indiquée dans les calculs.

1.4 Motivations

L'expérience de spectroscopie isomérique, les études sur les bandes rotationnelles, et les études de décroissance β avec la mesure de la distribution de la force Gamow-Teller [30], donnent un faisceau de présomptions sur la coexistence de formes dans les isotopes légers du krypton. La perturbation à bas spin est le résultat d'un fort

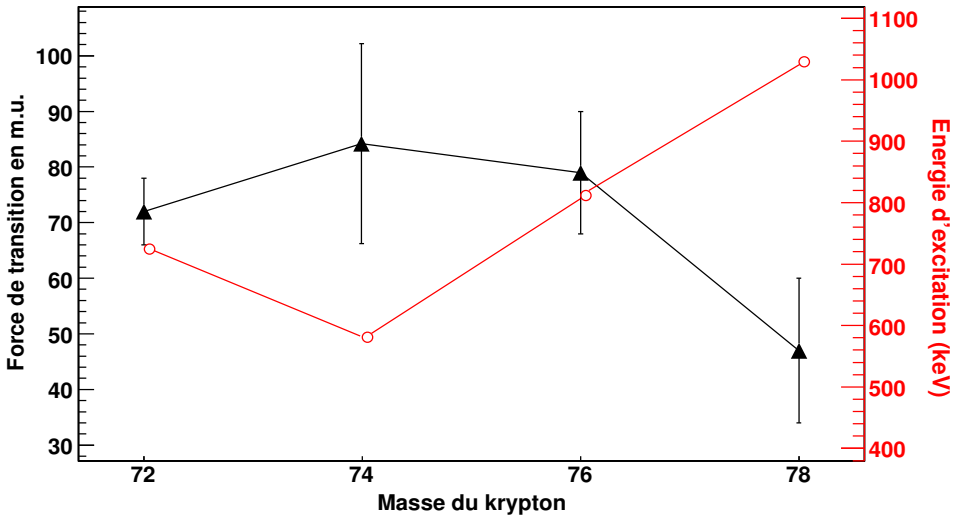

Figure 1.13 Systématique des forces de transition (graduation de gauche et triangles) en milli-unité et énergies d'excitation (graduation de droite et ronds) en keV des états 0_2^+ dans les isotopes légers du krypton.

mélange entre les deux états 0^+. Les forces de transition ainsi que les distributions Gamow-Teller indiquent un très fort mélange entre deux états de déformation très différentes. Ces forces de transition sont en accord avec les prédictions théoriques qui soulignent toutes la coexistence de formes dans cette région de masse. Des mesures de temps de vie des états excités ont été réalisées et montrent une perturbation à bas spins de la collectivité dans la bande fondamentale. Néanmoins, les mesures de la collectivité dans la bande excitée ne sont limitées qu'à un état dans le meilleur des cas et quelques rares informations sont disponibles entre les bandes.

Bien que très concluantes, toutes ces indications ne sont que des preuves indirectes de la coexistence de formes. La preuve définitive du scénario serait la mesure directe de la déformation des états 0^+ incluant le signe permettant de distinguer les déformations prolate et oblate. La détermination de la forme implique la mesure du moment quadripolaire : son amplitude fourni la valeur absolue du paramètre de déformation tandis que son signe est indispensable pour discriminer les formes allongées des formes aplaties. Une description du moment quadripolaire est détaillée dans le chapitre 3. Cependant, la mesure directe du moment quadripolaire des états 0^+ n'est pas possible puisque toutes les orientations sont équiprobables dans l'espace

pour un système quantique de spin 0. Une mesure des états de spins différents de 0 est en revanche possible et dans notre cas, les états rotationnels bâtis sur les états 0^+ sont susceptibles de répondre à la question. Plusieurs techniques ont été développées pour mesurer des moments quadripolaires.

La première consiste à effectuer une spectroscopie par laser. Le principe de cette méthode est basé sur le fait que les électrons atomiques intéragissent avec le noyau de manière différente en fonction de la forme de ce dernier. L'interaction crée une structure hyperfine, c'est-à-dire que les électrons du cortège sont répartis sur des sous-niveaux d'énergie. Un faisceau laser peut alors être utilisé pour sonder cette structure et extraire les paramètres d'interaction électron-noyau. Ces derniers se décomposent en un terme électronique et un terme nucléaire. Celui-ci dépend de la variation du rayon de charge ainsi que du moment quadripolaire. Cette technique, très précise, ne s'applique qu'aux états ayant un temps de vie supérieur à la milliseconde. Cette méthode est utilisable pour déterminer la forme des états fondamentaux des noyaux de la région mais ne peut pas être appliquée aux états rotationnels que nous étudions qui ont un temps de vie de quelques pico-secondes. Elle a été utilisée auprès du séparateur ISOLDE2 [31] pour déterminer les structures hyperfines des atomes de $^{72,74-96}$Kr. Des mesures de variations du rayon de charge ont été effectuées pour l'ensemble des noyaux. Elles soulignent une forte déformation de l'état fondamental de l'ordre de $\beta = 0.4$ pour les isotopes de ^{72,74,76,78}Kr. Le moment quadripolaire ne peut néanmoins être déduit. Les moments quadripolaires spectroscopiques des états fondamentaux des noyaux impairs ont été en revanche mesurés.

Une autre méthode a été développée pour les états excités isomériques avec des temps de vie de l'ordre de quelques centaines de nanosecondes [32]. L'étude de la précession de Larmor de l'état isomérique de spin différent de zéro autour d'un champ électromagnétique intense permet d'extraire le facteur gyromagnétique et le moment quadripolaire de l'état. Une fois de plus les temps de vie nécessaires à cette technique ne sont pas compatibles avec les temps extrêmement courts avec lesquels nous travaillons.

La dernière méthode, qui est ainsi dans notre cas la plus prometteuse, est l'excitation Coulombienne. Cette technique éprouvée dans l'étude de la structure collective des noyaux stables est largement décrite dans le chapitre 2. Cette diffusion inélastique par le champ électromagnétique entre un noyau cible et un noyau projectile permet d'extraire un nombre important de propriétés électromagnétiques du noyau.

L'interaction conduit à l'excitation des états du projectile et de la cible. Le formalisme parfaitement maîtrisé de l'interaction Coulombienne permet d'avoir accès aux propriétés liées aux états à très court temps de vie comme dans le cas des bandes rotationnelles des krypton. L'analyse de ces expériences permet d'obtenir un nombre important de probabilités de transition entre les états au sein des bandes rotationnelles mais aussi entre les bandes, ce qui nous permet d'obtenir une vue élargie de la structure collective du noyau. Dans notre cas, les résulats obtenus devraient permettre de comprendre de façon globale les couplages entre les déformations et de les comparer dans leur ensemble avec les prédictions théoriques. De plus, l'excitation Coulombienne est sensible au moment quadripolaire intrinsèque des états excités, ce qui lui permet de distinguer les déformations prolate des déformations oblate et de conclure sur le scénario de coexistence de formes.

La campagne de mesure a débuté par le noyau stable de ^{78}Kr à l'université de Jyväskylä en Finlande. Les résultats obtenus par F. Becker *et al.* [33] indiquent sans ambiguïté une bande fondamentale prolate. Pour les noyaux de ^{74,76}Kr, des faisceaux radioactifs avec des énergies inférieures à la barrière Coulombienne ont été utilisés pour garantir que seule l'interaction électromagnétique intervient. Le développement des installations délivrant des faisceaux radioactifs ré-accélérés tels que SPIRAL au GANIL et REX-ISOLDE au CERN, a permis d'envisager d'utiliser cette puissante technique pour nos études. Une première expérience utilisant le faisceau de ^{76}Kr de SPIRAL réalisée avec succès et analysée par E. Bouchez durant sa thèse [28, 29] a montré la faisabilité de ces expériences. En raison de nouveaux résultats expérimentaux que nous avons obtenu dans une expérience complémentaire décrite dans le chapitre 7, les données ont été réanalysées et les résultats finaux de cette expérience sont décrits dans le chapitre 6. Une expérience d'excitation Coulombienne d'un faisceau SPIRAL de ^{74}Kr a été réalisée en avril 2003 au GANIL. Utilisant le spectromètre EXOGAM, cette expérience est largement décrite dans les parties III et IV de cette thèse. Enfin, comme les faisceaux SPIRAL de ^{72}Kr et de sélenium radioactifs ne sont pas obtenus avec suffisament d'intensité aux énergies inférieures à la barrière Coulombienne, une expérience à énergie intermédiaire dont le but est de mesurer la collectivité à bas spins de la bande rotationnelle fondamentale des ^{72}Kr et ^{68}Se, a été réalisée au GANIL en juillet 2004 et détaillée dans la partie V. Cette mesure permet de donner une première mesure des propriétés électromagnétiques de ces noyaux dans le cadre du scénario de coexistence de formes.

Partie II

L'excitation Coulombienne, outil de la mesure de la déformation

Chapitre 2

Théorie sommaire de l'excitation Coulombienne

Afin de confirmer le scénario proposé dans le chapitre précédent, il est nécessaire de mesurer directement la déformation des bandes rotationnelles. Dans ce travail de thèse, la déformation nucléaire a été étudiée au travers de l'interaction de sa répartition de charge, c'est-à-dire des protons au sein du noyau, avec un champ électromagnétique extérieur. L'interaction entre le moment quadripolaire du noyau d'intérêt (le noyau projectile dans notre cas) et ce champ électromagnétique produit par un noyau cible permet de peupler des états collectifs du projectile. Les rayonnements γ de désexcitation sont ensuite détectés. Cette technique s'appelle l'excitation Coulombienne et il a été démontré [34, 35] qu'il s'agit d'une méthode extrêmement puissante pour déterminer la déformation des états excités à temps de vie très courts. Dans notre cas, les états peuplés sont les bandes rotationnelles bâties sur les états 0^+, fondamentaux des deux déformations, ainsi que d'éventuels états collectifs. Lorsque l'on peut assurer que l'excitation est purement électromagnétique, c'est-à-dire qu'aucune excitation n'est due à la force nucléaire, le processus peut être parfaitement décrit mathématiquement. Ce chapitre a pour but de présenter la théorie de l'excitation Coulombienne sans introduire le formalisme complet qui peut être consulté dans les références [34, 36]. Les deux expériences qui ont été réalisées utilisent deux possibilités offertes par cette technique pour des noyaux radioactifs et le formalisme propre à chacune est détaillé. Dans une première partie, l'excitation Coulombienne à une énergie inférieure à la barrière pour des intensités de faisceaux entre 10^4 et 10^5 pps, comme c'est le cas des ^{74}Kr et ^{76}Kr, est détaillée. Plusieurs états sont peuplés avec suffisament de statistique pour extraire la section efficace différentielle de l'excitation Coulombienne. La seconde possibilité, décrite dans une

deuxième partie, est l'excitation Coulombienne à énergie intermédiaire, c'est-à-dire 40-50 MeV/u, pour des faisceaux radioactifs très exotiques ayant une intensité de quelques dizaines de particules par seconde. En prenant avantage de l'énergie supérieure, une cible plus épaisse peut être utilisée afin d'augmenter la probabilité d'interaction. La technique d'excitation Coulombienne ainsi que ses différentes alternatives ont été longuement discutées dans la littérature et des développements complets formels peuvent être trouvés dans les références suivantes [34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42].

2.1 Excitation Coulombienne sous la barrière

Dans une expérience typique à basse énergie, un noyau projectile bombarde un noyau cible avec une énergie inférieure à la barrière de sorte que la distance entre les deux noyaux soit supérieure à la portée de l'interaction nucléaire afin d'exclure au maximum sa contribution à l'excitation. Le noyau d'intéret peut être le noyau cible, le noyau projectile ou les deux à la fois. Comme des cibles de noyaux radioactifs ayant un temps de vie compris entre quelques minutes et quelques secondes dans notre cas ne sont pas envisageables, le noyau radioactif est nécessairement le projectile. Lors du passage du noyau projectile à proximité du noyau cible, il subit une implusion électromagnétique $\vec{E}(\mathrm{t})$, $\vec{H}(\mathrm{t})$. L'excitation Coulombienne peut alors être considérée comme l'absorption du photon virtuel du champ électromagnétique du noyau cible par le noyau projectile. Le comportement du noyau projectile après passage à proximité du noyau cible est essentiellement caractérisé par le paramètre η, aussi appellé paramètre de Sommerfeld et défini par :

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \ .$$

Z_1 définit la charge de la cible alors que Z_2 est la charge du noyau projectile, et v désigne sa vitesse. Ce paramètre est relié à la longueur d'onde de de Broglie du projectile $\frac{\hbar}{mv}$ qui doit être sensiblement plus petite que la distance d'approche minimale a définie par :

$$a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E} \ .$$

Deux cas se présentent alors : si η est très petit devant 1, c'est-à-dire si la vitesse du projectile est très élevée, le champ électromagnétique ne produit qu'une faible modification de la fonction d'onde du noyau incident et le processus peut être traité dans l'approximation de Born. Dans le cas contraire, qui est le régime dans lequel nous travaillons, η est très supérieur à 1 et la trajectoire du noyau incident peut

être traitée de façon classique après passage dans la cible. En s'assurant que la perte d'énergie dans la cible due à la diffusion élastique et inélastique est négligeable devant l'énergie du faisceau, la trajectoire suit la distribution donnée par la loi de diffusion Rutherford. De même, la perturbation de la trajectoire due aux transferts de moment cinétique doit être négligeable. Les énergies mises en jeux lors de l'excitation du noyau sont faibles en comparaison des énergies de la diffusion. Dans ce contexte, l'excitation par le champ Coulombien peut être traitée au premier ordre de la théorie des perturbations et on parle alors d'un traitement semi-classique de la diffusion inélastique. Le hamiltonien de la collision est la somme du hamiltonien interne du noyau cible $H_0(1)$ et du noyau projectile $H_0(2)$ auquel s'ajoute un terme d'interaction W(1,2). Comme nous avons posé les conditions pour que seule l'interaction électromagnétique soit prise en compte, W(1,2) peut être écrit sous la forme :

$$W(1,2) = \int\int \frac{\rho(\vec{r_1})\rho(\vec{r_2}) - \vec{j}(\vec{r_1})\vec{j}(\vec{r_2})/c^2}{\mid \vec{r_1} - \vec{r_2} \mid} d\tau_1 d\tau_2 \ ,$$

où ρ et $\vec{j}$ désignent les distributions de densité de charge et de courant. Ces distributions peuvent être écrites en terme de moments multipolaires électriques et magnétiques à l'ordre λ du noyau :

$$M(E\lambda,\mu) = \int \rho(\vec{r}) r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\vec{r}) d\tau \ ,$$

$$M(M\lambda,\mu) = \frac{-i}{c(\lambda+1)} \int \vec{j}(\vec{r}) r^\lambda \vec{L} Y_{\lambda\mu}(\vec{r}) d\tau \ .$$

$Y_{\lambda\mu}$ et $\vec{L}$ désignent respectivement les harmoniques sphériques aux ordres λ μ et le moment angulaire. Le terme de l'interaction W(1,2) peut alors se développer en termes multipolaires électriques et magnétiques tel que W(1,2) = W_E(1,2) + W_M(1,2) + W_{EM}(1,2). Chaque terme de l'égalité est proportionnel aux moments multipolaires du noyau incident et du noyau cible, et leur contribution peut être évaluée. L'interaction monopôle électrique - monopôle électrique est responsable de la diffusion Rutherford et n'est pas l'origine de l'excitation nucléaire. L'interaction monopôle électrique - multipôle électrique est responsable des excitations de type E1, E2, ..., E_λ alors que l'interaction monopôle électrique - multipôle magnétique est responsable des excitations de type M1, M2, ..., M_λ. Les contributions multipôle - multipôle, responsables des excitations mutuelles cible-projectile, sont négligeables par rapport aux termes incluants le monopôle électrique du projectile ou de la cible. L'excitation mutuelle est à distinguer de l'excitation simultanée du projectile et de

la cible par interaction monopôle-multipôle mais de façon indépendante.

A partir du moment où nous avons supposé que les orbites des particules n'étaient pas trop affectées par l'excitation, la section efficace différentielle de l'excitation Coulombienne peut s'écrire comme le produit de la section efficace Rutherford par la probabilité de peupler l'état final depuis un état initial :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{i\to f}} = \frac{d\sigma}{d\Omega}^{Ruth} P_{i\to f} \ . \tag{2.1}$$

Comme le terme de la diffusion Rutherford est parfaitement connu ($\mathrm{d}\sigma^{Ruth}/\mathrm{d}\Omega \ \propto \sin^{-4}\theta/2$) , seul le terme $\mathrm{P}_{i\to f}$ doit être estimé par la théorie des perturbations.

2.1.1 Théorie de la perturbation au premier ordre

La probabilité $P_{i\to f}$ peut être exprimée en terme d'amplitude de transition b_{if} tel que :

$$P_{i\to f} = \frac{\sum_{M_i M_f} \mid b_{if} \mid^2}{2I_i + 1} \ ,$$

sommée sur tous les sous-états magnétiques de l'état initial M_i et final M_f. Au premier ordre de la théorie des perturbations dépendantes du temps, l'amplitude de transition s'écrit :

$$b_{if}^{(1)} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle f \mid V(t) \mid i \rangle e^{i\omega t} dt \ ,$$

où i et f désignent les états quantiques initiaux I_i, M_i, E_i et finaux I_f, M_f, E_f, V(t) le potentiel électromagnétique et $\omega = \frac{E_f - E_i}{\hbar}$ la fréquence nucléaire associée à l'excitation $E_f - E_i$. Comme nous le verrons, l'excitation des noyaux pair-pair que nous étudions est essentiellement d'ordre électrique et par conséquent, on peut écrire $V(t)$ en terme de moments multipolaires électriques :

$$V(t) = 4\pi Z_1 e \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{1}{2\lambda+1} r_p^{-\lambda-1} Y_{\lambda\mu}(\theta_p, \phi_p) M^*(E\lambda, \mu) \ ,$$

où Z_1 est la charge du noyau source du champ (noyau cible dans notre cas) et r_p la position relative entre les deux centres de masse de chaque noyau, définissant la distance relative. A partir de cette expression, l'amplitude de transition peut se

développer en termes multipolaires électriques tel que :

$$b_{if}^{(1)} = \frac{4\pi Z_1 e}{i\hbar} \sum_{\lambda\mu} \frac{1}{2\lambda+1} \langle i \mid M(E\lambda,\mu) \mid f \rangle S_{E\lambda,\mu} \; .$$

Le terme $S_{E\lambda,\mu}$ regroupe les intégrales de Coulomb qui contiennent la dynamique de la réaction tel que :

$$S_{E\lambda,\mu} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Y_{\lambda\mu}(\theta_p(t)\phi_p(t))}{r(t)_p^{\lambda+1}} e^{i\omega t} dt \; .$$

Les moments multipolaires étant des tenseurs, on peut remplacer les éléments de matrice de transition par les éléments de matrice réduits en appliquant le théorème de Wigner-Eckart :

$$\langle I_f M_f \mid M(E\lambda,\mu) \mid I_i M_i \rangle = (-1)^{I_i - M_i} \begin{pmatrix} I_i & l & l_f \\ -M_i & m & M_f \end{pmatrix} \langle I_f \mid\mid M(E\lambda) \mid\mid I_i \rangle \; .$$

Les éléments de matrice réduits $\langle I_f \mid\mid M(E\lambda) \mid\mid I_i \rangle$ sont les grandeurs que l'on cherche à mesurer dans une expérience typique d'excitation Coulombienne : lorsque I_f est différent de I_i, on mesure la probabilité de transition entre un état final f et un état initial i , que l'on peut définir par une probabilité de transition réduite B(Eλ) tel que :

$$B(E\lambda : I_i \rightarrow I_f) = \sum_{\mu, M_f} \mid \langle I_f M_f \mid M(E\lambda,\mu) \mid I_i M_i \rangle \mid^2 ,$$

par le théorème de Wigner-Eckart :

$$B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \frac{\mid \langle I_f \mid\mid M(E\lambda) \mid\mid I_i \rangle \mid^2}{2I_i + 1} \; , \tag{2.2}$$

Finalement la section efficace d'excitation Coulombienne au premier ordre s'écrit 2.3:

$$\frac{d\sigma^{E\lambda}}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{Ruth}}{d\Omega} \left(\frac{4\pi Z_1 e}{\hbar} \right)^2 \sum_{\mu} \frac{B(E\lambda)}{(2\lambda+1)^2} \mid S_{E\lambda,\mu} \mid^2 \; . \tag{2.3}$$

Cette section efficace est proportionnelle au B(Eλ) qui est proportionnel au carré de l'élément de matrice $\langle i \mid\mid M(E\lambda) \mid\mid f \rangle$. Cela signifie que l'information sur le signe de l'élément de matrice n'est pas accessible au premier ordre des perturbations.

On trouve parfois la section efficace dépendante de la fonction $f_{E\lambda}(\theta, \xi)$ [34]. Le paramètre ξ est le paramètre d'adiabaticité, qui représente le rapport entre le temps de collision et la période de la transition nucléaire que l'on considère. Il correspond à une mesure du caractère adiabatique du processus. Il est proportionnel à la différence en énergie entre l'état final et initial, b le paramètre d'impact lors de la collision, v la vitesse du projectile et γ le paramètre relativiste tel que :

$$\xi = \frac{E_f - E_i}{\hbar c} \frac{b}{\beta\gamma} \, . \tag{2.4}$$

Pour avoir une excitation lors de la collision, ce paramètre doit être inférieur à 1. La section efficace intégrée s'écrit alors :

$$\sigma_{E\lambda} = \left(\frac{Z_1 e}{\hbar v} \right)^2 a^{-2\lambda+2} B(E\lambda) f_{E\lambda}(\xi) \, . \tag{2.5}$$

2.1.2 Théorie de la perturbation au deuxième ordre

Alors que la théorie au premier ordre n'est sensible qu'aux probabilités de transition entre les états, le traitement par la théorie des perturbations au deuxième ordre apporte de nouvelles informations sur la structure nucléaire. Lorsque la probabilité de transition devient élevée, ou pour des transitions directes interdites ($0_1^+ \rightarrow 0_2^+$), l'absorption de deux photons virtuels peut devenir importante. L'état final peut alors être peuplé en plusieurs étapes successives impliquant l'absorption de plusieurs photons virtuels. On parle alors de processus multi-étapes ou *multi-step*. L'état final peut être atteint par l'excitation d'un ou plusieurs états intermédiaires qui peuvent se situer énergétiquement plus haut ou plus bas que l'état final. Ce processus est indispensable pour peupler les états de hauts spins ou non directement accessibles comme un premier état excité 0^+. Par exemple, un état 4^+ peut être peuplé depuis l'état fondamental 0^+ par une transition de type E4 ou par deux excitations E2 successives ($0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+$), scénario le plus probable. Dans le cas où l'état intermédiaire est énergétiquement plus élevé, la deuxième transition correspond à l'émission induite d'un photon virtuel.

Lorsque les probabilités d'excitation deviennent importantes jusqu'à pouvoir peupler des très hauts spins (30^+ pour la réaction ^{208}Pb+^{238}U par exemple), la théorie au second ordre ne se justifie plus et un calcul plus complexe en canaux couplés est indispensable. La figure 2.1 présente les différentes excitations mises en jeu dans un schéma de niveaux comparable aux isotopes légers du krypton avec un état 0_2^+ très bas en énergie et un deuxième état 2_2^+ également proche du premier 2^+. Les

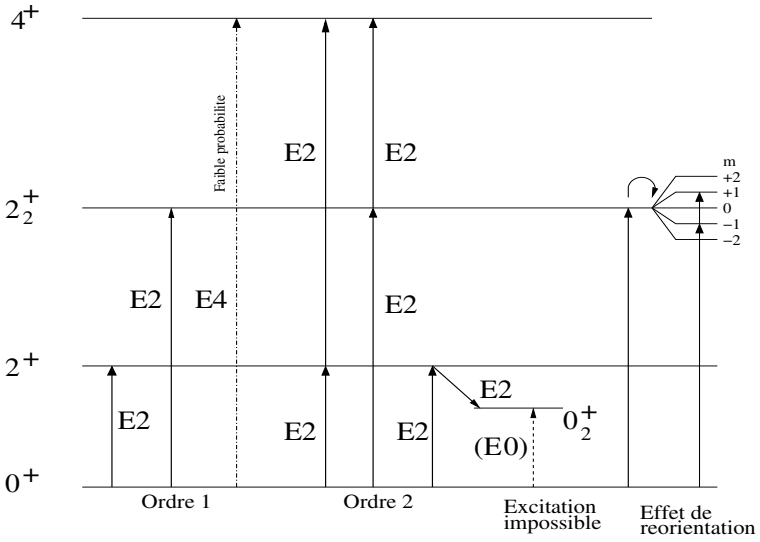

Figure 2.1 Exemple de schéma de niveaux illustrant les différentes excitations discutées dans le texte.

excitations du premier ordre E2 correspondant au peuplement direct des états 2_1^+ et 2_2^+, ainsi que le peuplement d'états de plus hauts spins par des transitions de multipolarité élevée (E4), sont inclus dans l'amplitude de transition $b_{if}^{(1)}$ décrite dans le paragraphe précédent. Les excitations du second ordre de type E2, ou de multipolarités supérieures mais non presentées ici, correspondent au peuplement des états de haut spins par succession de transitions par des états intermédiaires. Le cas du premier état excité 0_2^+ dans ce schéma de niveau montre qu'il peut être peuplé par excitation d'un état 2^+ suivi de l'émission induite d'un photon virtuel. Ces excitations multiples sont incluses dans l'amplitude de transition au second ordre $b_{if}^{(2)}$ sommée sur tous les états intermédiaires possibles n tel que :

$$b^{(2)}_{I_f M_f I_i M_i} = \left(\frac{1}{i\hbar}\right)^2 \sum_n \int_{-\infty}^{+\infty} \langle I_f M_f \mid V(t) \mid I_n M_n \rangle e^{i\omega_{fn}t} dt \times \int_{-\infty}^{t} \langle I_n M_n \mid V(t') \mid I_i M_i \rangle e^{i\omega_{ni}t'} dt' \ .$$

L'amplitude totale incluant le premier ordre et le second ordre est : $b_{if}^{Tot} = b_{if}^{(2)} + b_{if}^{(1)}$. La probabilité totale de transition est donc :

$$P_{i\to f} \propto \mid b_{if}^{Tot} \mid^2 \propto \mid b_{if}^{(2)} \mid^2 + \mid b_{if}^{(1)} \mid^2 + 2 \mid b_{if}^{(1)} b_{if}^{(2)} \mid \ .$$

Cette probabilité est la somme de la probabilité au premier ordre $P^{(1)}$ et de la probabilité au second ordre $P^{(2)}$ plus un terme d'interférence $P^{(1,2)}$. C'est ce terme d'interférence qui, sous certaines conditions, peut apporter de nouvelles informations sur la structure du noyau. Ainsi les éléments de matrice diagonaux, incluant leur signe, sont directement accessibles grâce à ce terme d'interférence en considérant les états intermédiaires comme les sous états magnétiques de l'état final. Ce cas particulier du second ordre est appellé l'effet de réorientation [43] et est la base de toutes nos mesures. De façon générale, on peut définir l'effet de réorientation comme l'influence sur l'excitation Coulombienne d'un état donné, due à son moment quadripolaire intrinsèque. Le noyau incident intéragit avec le noyau cible et est excité depuis un état initial $\mid i\rangle$ vers un état final $\mid f\rangle$. Il continue ensuite à intéragir grâce au moment quadripolaire de l'état excité produisant un changement de l'orientation du noyau excité. Ce dernier processus explique pourquoi la mesure directe de la déformation d'un état 0^+ n'est pas possible puisque pour un spin 0, aucune orientation n'est définie et toute les directions sont équiprobables.

L'amplitude de transition $b_{if}^{(2)}$ contient l'élément de matrice $\langle i \mid\mid M(E2) \mid\mid i\rangle$ qui est donc l'élément de matrice diagonal de l'opérateur quadripolaire. La valeur moyenne de l'opérateur quadripolaire est le moment quadripolaire de l'état $\mid i\rangle$ tel que $\langle Q\rangle = \langle i \mid \widehat{Q} \mid i\rangle$. Par conséquent, une mesure des éléments de matrice diagonaux intervenant dans la section efficace de l'excitation Coulombienne nous donne accès au moment quadripolaire intrinsèque de chaque état donc à sa répartition de charge, c'est-à-dire à sa forme. On considère un schéma de niveaux comparable à la figure 2.1 et dans lequel on cherche à calculer la probabilité de peupler le premier état 2^+. Cette probabilité d'excitation $P(0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ au second ordre devient sensible, par le terme d'interférence et l'effet de réorientation, à $\langle 2 \mid\mid M(E2) \mid\mid 2\rangle\langle 2 \mid\mid M(E2) \mid\mid 0\rangle$. Mais plus particulièrement, elle devient sensible au signe de $\langle 2 \mid\mid M(E2) \mid\mid 2\rangle$, ce qui est une nouvelle information essentielle. Alors que le signe des éléments de matrice transitionnels n'a aucune signification physique, le signe d'un élément de matrice diagonal donne accès au signe du moment quadripolaire donc au type de déformation. La figure 2.2 présente différents calculs de la probabilité d'excitation du premier état 2^+ du ^{74}Kr en fonction de l'angle de diffusion en tenant compte de tous les états du schéma de niveaux. Chaque courbe correspond à une combinaison des signes des éléments de matrice $\langle i \mid\mid M(E2) \mid\mid i\rangle$.

Le calcul présenté ici est réaliste car il prend en compte tous les états que nous avons observé lors de notre expérience et en particulier les deux bandes rotationnelles et leur couplage. La ligne mixte est obtenue en supposant que la bande fondamentale

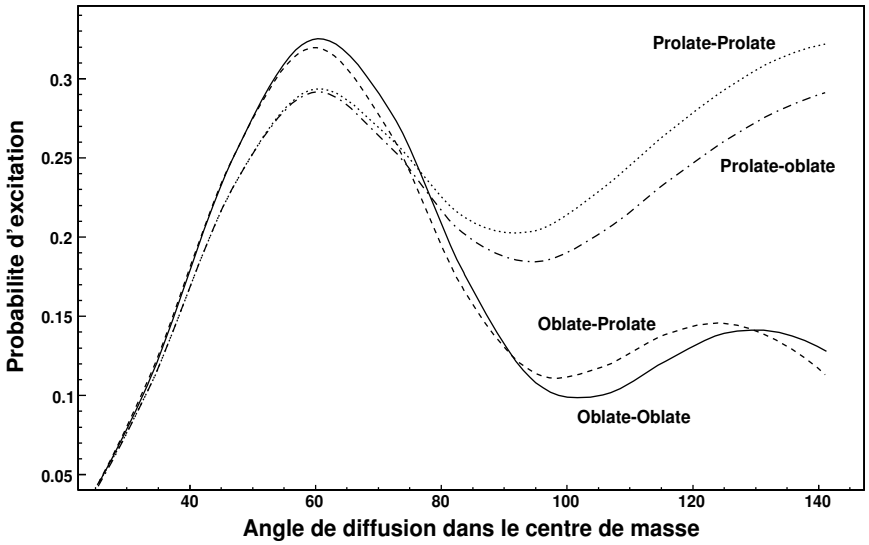

Figure 2.2 Probabilité d'excitation du premier état 2^+ dans le ^{74}Kr en fonction de l'angle de diffusion : la ligne en traits mixtes correspond à l'hypothèse bande fondamentale prolate et bande rotationnelle excitée oblate, la ligne continue correspond au cas où les deux bandes sont oblate, la ligne pointillée au cas prolate-prolate et la ligne en tirets au cas oblate-prolate.

est de déformation prolate, c'est-à-dire que l'élément de matrice $\langle 2_1 \mid\mid M(E2) \mid\mid 2_1 \rangle$ est négatif, et la bande excitée de déformation oblate, c'est-à-dire $\langle 2_2 \mid\mid M(E2) \mid\mid 2_2 \rangle$ positif. De même, la courbe continue correspond au cas où les deux bandes sont oblates, la courbe pointillée correspond à prolate-prolate, et la courbe en tirets est le cas oblate-prolate. La probabilité d'excitation passe par un premier maximum pour une valeur de l'angle de diffusion indépendante de la déformation. A partir de 50 degrés, une sensibilité aux éléments de matrice diagonaux apparaît et devient maximale aux grands angles de diffusion alors que les angles plus petits ne sont sensibles qu'aux éléments de matrice transitionnels, c'est-à-dire aux B(E2).

On peut également remarquer que grâce aux excitations virtuelles, la probabilité d'excitation du 2_1^+ dépend aussi du signe de l'élément de matrice diagonale du 2_2^+. Ces excitations virtuelles avec tous les états possibles connectés à l'état 2_1^+ sont responsables du second maximum au-delà de 120 degrés. Cette figure montre bien que grâce à la mesure de la section efficace d'excitation sur une large gamme en

angle de diffusion, nous sommes capables, à priori, de mesurer de façon algébrique la déformation de plusieurs états excités.

2.2 Excitation Coulombienne à énergie intermédiaire

L'excitation Coulombienne à énergie intermédiaire est une alternative efficace à la méthode précédente pour des noyaux très exotiques. La mesure des éléments de matrice diagonaux nécessite des intensités au minimum de l'ordre de 10^4 à 10^5 pps pour des noyaux radioactifs ayant une collectivité élevée. De plus, l'énergie du faisceau utilisé doit être sous la barrière Coulombienne pour les différentes raisons énoncées précédement, ce qui implique une ré-accéleration du noyau radioactif après sa production. Les installations délivrant de tels faisceaux à basse énergie sont encore rares et ne sont capables de fournir qu'un nombre limité d'espèces chimiques. Dans le cas de noyaux très exotiques, avec des taux de production de quelques dizaines de particules par seconde, l'excitation Coulombienne à énergie intermédiaire fournit une première indication de la collectivité du noyau.

Les noyaux radioactifs sont produits par fragmentation et sélectionnés en vol à travers un spectromètre. L'énergie du noyau arrivant sur la cible d'excitation est alors de quelques dizaines de MeV/u. En prenant avantage de cette énergie plus élevée, une cible plus épaisse peut être utilisée pour augmenter la probabilité d'interaction. Cependant, dans ce cas les réactions nucléaires ne peuvent pas être exclues car l'énergie incidente est supérieure à la barrière Coulombienne. On doit donc choisir des conditions expérimentales qui tentent de les minimiser en sélectionant les petits angles de diffusion correspondant aux grands paramètres d'impact.

L'excitation Coulombienne aux énergies intermédiaires permet de développer un formalisme plus simple que le calcul évoqué précédement. Celui-ci n'est qu'une approximation à haute énergie du formalisme complet utilisé pour l'excitation Coulombienne sous la barrière. En raison de l'énergie du noyau incident, essentiellement le premier état excité peut être peuplé. En effet, la section efficace d'excitation décroît avec l'énergie de la particule incidente et la possibilité d'une excitation en deux étapes peut être quasiment exclue. On peut très bien le comprendre de façon imagée : en raison de la vitesse élevée, le temps d'interaction entre la cible et la projectile est si court que l'échange de plusieurs photons virtuels est impossible. La figure 2.3

représente la probabilité d'excitation du premier état 2^+ du ^{78}Kr en fonction de l'angle de diffusion pour une énergie de 28 MeV/u.

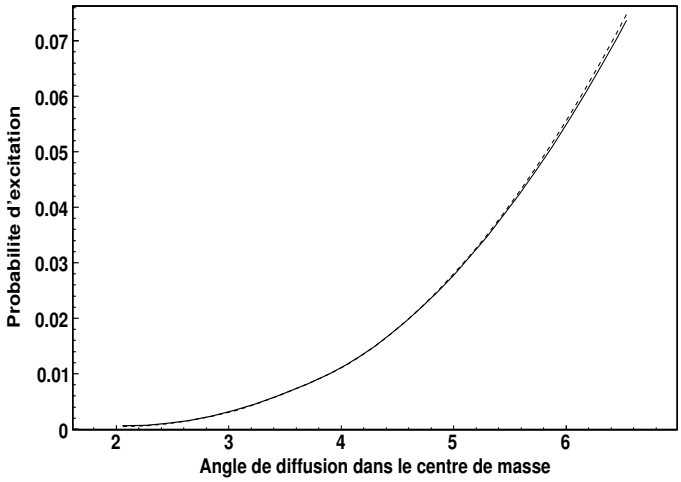

Figure 2.3 Probabilité d'excitation du premier état 2^+ dans le ^{78}Kr en fonction de l'angle de diffusion : la ligne pointillée correspond à l'hypothèse d'un état prolate, la ligne continue le cas où l'état est oblate.

En comparant les figures 2.2 et 2.3, on peut remarquer que la probabilité d'excitation à énergie intermédiaire est un ordre de grandeur plus faible qu'à basse énergie. La gamme en angle de diffusion est limitée aux paramètres d'impacts où la distance relative entre les deux noyaux est supérieure à la portée nucléaire et sa contribution à l'excitation est minimisée. En effet dans le cadre de la diffusion Rutherford, traitée dans le cadre classique, un paramètre d'impact élevé correspond à un angle de diffusion faible.

Sur cette figure a été représenté un calcul incluant l'élément de matrice diagonal $\langle 2 \parallel M(E2) \parallel 2\rangle$ négatif (déformation prolate, ligne pointillées) et un calcul où l'élément de matrice est positif (déformation oblate, ligne continue).On peut remarquer qu'une telle mesure à énergie intermédiaire n'est pas sensible à l'élément de matrice diagonal et que seul l'élément de matrice $\langle 2 \parallel M(E2) \parallel 0\rangle$ influe sur la collectivité. Par conséquent, une mesure à énergie intermédiaire n'est sensible qu'au B(Eλ) ce qui permet de simplifier le formalisme et de ne se limiter qu'au premier ordre des perturbations. Dans toutes nos expériences, nous avons étudié des noyaux pair-pair avec un premier état excité 2^+. On ne considère donc ici que les excitations

de type E2. La section efficace d'excitation coulombienne au premier ordre s'écrit [36] :

$$\sigma_{E2} = \left(\frac{Z_c e}{\hbar v}\right)^2 a^{-2} B(E2) f_{E2}(\xi) \ , \tag{2.6}$$

où ξ est la paramètre d'adiabaticité et b le paramètre d'impact (cf. eq. 2.4). Dans le cas d'une excitation Coulombienne à énergies relativistes ($\beta \simeq 1$), on peut évaluer de façon analytique la fonction $f_{E2}(\xi)$ et obtenir l'approximation [37]:

$$\sigma_{E2} \simeq \left(\frac{Z_c e^2}{\hbar c}\right)^2 \frac{\pi}{e^2 b_0^2} B(E2) \ . \tag{2.7}$$

A ces énergies, la trajectoire du projectile est assumée droite (angle de diffusion quasi nul) avec un paramètre d'impact plus grand que le paramètre d'impact minimal b_0 défini comme la somme des rayons nucléaires plus 6 fm [38]. A énergie intermédiaire (30-300 MeV/u), des effets de retards relativistes doivent être pris en compte, et la limite de diffusion nulle des énergies relativistes n'est plus valable. Winther et Alder ont montré [37] qu'une bonne approximation à énergie intermédiaire est d'apporter une correction au paramètre d'impact de la relation (2.7) par :

$$b \rightarrow b + \frac{\pi a}{2\gamma} \ ,$$

où a est la demi-distance d'approche minimale définie par :

$$a = \frac{Z_p Z_c e^2}{m_0 c^2 \beta^2} \ ,$$

et m_0 la masse réduite du système dans la centre de masse. On nomme cette correction la *recoil correction*.

Bertulani dans [39] présente l'erreur induite par rapport au calcul exact selon l'approche utilisée pour le calcul de la section efficace d'excitation Coulombienne pour la réaction ^{40}S + ^{197}Au au-delà de 10 MeV par nucléon (figure 2.4).

La ligne pleine (NR) représente l'utilisation de l'intégrale non relativiste (v/c→0), (R) représente l'équation relativiste (v/c→1) (2.7) et (RR) l'équation utilisant le *recoil correction*. Pour la gamme d'énergie utilisée dans notre expérience : entre E=40 MeV/u (début de cible) et E=20 MeV/u (fin de cible), le formalisme utilisant le

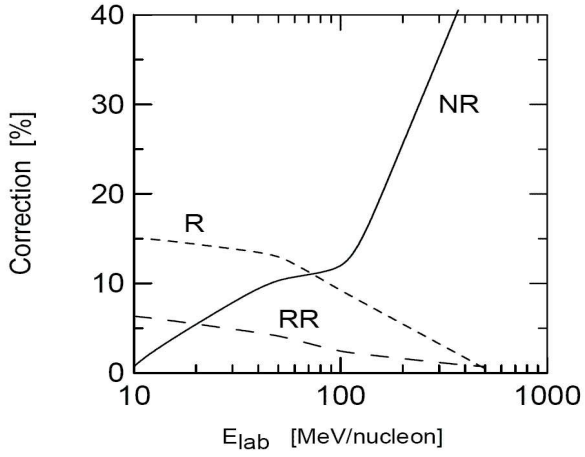

Figure 2.4 Correction de la section efficace d'excitation Coulombienne en fonction de l'énergie [39].

recoil correction est le plus adapté.

Chapitre 3

Quels résultats obtient-on de ces mesures ?

Dans le chapitre 2, nous avons décrit le calcul de la section efficace d'excitation Coulombienne dans deux configurations différentes. L'excitation aux énergies inférieures à la barrière est sensible à la fois aux éléments de matrices transitionnels et aux éléments de matrice diagonaux de l'opérateur multipolaire, incluant le signe. L'excitation aux énergies intermédiaires n'est sensible qu'au B(Eλ), c'est-à-dire à la probabilité de transition entre les états mais permet d'obtenir des informations sur des noyaux très exotiques. Les sensibilités étant différentes, des résultats différents peuvent être extraits de ces expériences. Dans ce chapitre, nous allons décrire les différentes observables qui vont être obtenues et les conclusions que nous pouvons en déduire.

3.1 Expérience typique

Dans une expérience typique d'excitation Coulombienne, le projectile, ou la cible, est excité par un champ électromagnétique avec une section efficace calculée dans le chapitre 2. Le noyau de ^{208}Pb, doublement magique, est le noyau sonde idéal en raison de sa charge élevée (Z=82) et de son premier état excité 3^- à 2.6 MeV qui rend son excitation peu probable. Dans notre configuration, la cible peut être considérée comme inerte et se comporter comme un monopôle électrique. Les rayonnements γ issus de la désexcitation du noyau projectile, ou de la cible, sont mesurés en coïncidence avec le projectile diffusé, ou la cible, selon la position du détecteur de particules et la cinématique. Cette coïncidence entre une particule diffusée et un rayonnement γ signe la collision inélastique. La couverture angulaire

du détecteur de particules est essentielle car elle définit toute la cinématique de la réaction étudiée. Dans le cas d'une étude du projectile, comme c'est le cas dans nos expériences, les faibles angles de diffusion du noyau incident sélectionnent des larges paramètres d'impact alors que de grands angles de diffusion sélectionnent de petits paramètres d'impact favorisant les larges transferts d'énergie et surtout les excitations multiples. De plus, le détecteur de particules doit être capable de mesurer avec une relative précision l'angle de diffusion du noyau d'intérêt car nous avons vu que l'accès au signe des éléments de matrice diagonaux se fait grâce à la section efficace différentielle. Dans le cas des excitations aux énergies intermédiaires, la sélection des grands paramètres d'impact, donc de petits angles de diffusions, permet de sélectionner les évènements où l'intéraction nucléaire n'intervient pas dans l'excitation. La segmentation du détecteur de particules va de pair avec la segmentation de la détection des rayonnements γ afin de déterminer l'angle relatif entre le noyau émetteur et le photon pour corriger l'énergie mesurée de l'effet Doppler.

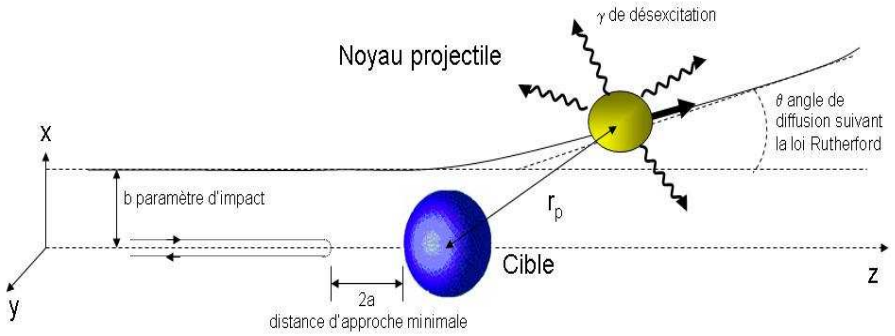

Figure 3.1 Diffusion Rutherford et excitation du projectile.

3.2 Excitation Coulombienne sous la barrière

Dans ce type d'expérience, on cherche à mesurer la section efficace différentielle pour un maximum d'états. Cette section efficace étant proportionnelle aux éléments de matrice de l'opérateur multipolaire, ce sont ces éléments de matrice qui sont le résultat de la mesure. Lorsque l'on étudie la déformation du noyau, il est plus facile de la décrire avec des paramètres appropriés plutôt que des éléments de matrice. Ces paramètres peuvent être le moment quadripolaire du noyau, c'est-à-dire sa répartition de charge dans l'espace ou le paramètre β défini dans le chapitre 1 qui décrit l'écart à la sphère de la répartition de la masse du noyau.

3.2.1 Moments quadripolaires

Le paramètre naturel lorsque l'on mesure une déformation quadripolaire est le moment quadripolaire. Si le noyau est considéré comme une goutte liquide uniformément chargée dont la surface est décrite par une ellipsoïde de demis-axes a, b, c, le moment quadripolaire selon l'axe z est donné par l'expression : $Q_0 = \frac{Z}{5}(2c^2 - a^2 - b^2)$, Z étant la charge totale. Si le noyau admet un axe de symétrie, l'axe z par exemple, (a=b≠c) alors : $Q_0 = \frac{2}{5}ZR^2((c/a)^2-1)(c/a)^{-2/3}$ [44]. Cette relation correspond au moment quadripolaire intrinsèque, c'est-à-dire relatif au système de coordonnées lié au noyau. Or, ce que l'on mesure est dans le référentiel du laboratoire. On doit donc définir un moment quadripolaire spectroscopique Q qui est la valeur moyenne de l'opérateur quadripolaire dans le référentiel du laboratoire. Dans la suite du texte, Q_0 désigne le moment quadripolaire intrinsèque lié au noyau et Q, le moment quadripolaire spectroscopique dans le référentiel du laboratoire. Seul le moment quadripolaire Q_0 donne une information sur la déformation du noyau et dans le cadre de l'ellipse à symétrie axiale avec un développement au second ordre :

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR^2\beta \left(1 + \frac{1}{8}\sqrt{\frac{5}{\pi}}\beta\right) . \tag{3.1}$$

Cette relation montre que le moment quadripolaire intrinsèque et le paramètre de déformation ont le même signe : une déformation prolate aura un Q_0 et un β positifs alors qu'une déformation oblate aura des valeurs négatives. Une expérience d'excitation Coulombienne mesure des éléments de matrice de l'opérateur quadripolaire, il nous reste donc à définir les relations qui relient ces éléments de matrice au moment quadripolaire intrinsèque et donc à la déformation. Le moment quadripolaire que nous mesurons est le moment quadripolaire spectroscopique défini comme

la valeur moyenne de l'opérateur quadripolaire dans le référentiel du laboratoire tel que Q=$\langle IKM \mid \widehat{Q} \mid IKM\rangle$. Comme la fonction d'onde a une parité définie, la parité de Q est la même que celle de l'élément de matrice. Le moment quadripolaire d'une distribution de charges quadripolaire sur l'axe z s'écrit :

$$eQ = \sum_i (3z_i^2 - r_i^2) \ .$$

Par convention, l'axe z est choisi parallèle au spin I, c'est-à-dire $m_I = I$. Lorsque l'on passe d'une distribution de charges ponctuelles à une distribution continue, eQ devient :

$$e\widehat{Q} = \int \rho_e(\vec{r})(3\widehat{z}^2 - \widehat{r}^2)d^3r \ ,$$

comme $z = rcos\theta$ en coordonnées sphériques :

$$e\widehat{Q} = \int \rho_e(\vec{r})\widehat{r}^2(3cos\theta^2 - 1)d^3r \ , \tag{3.2}$$

or nous avons vu que le moment quadripolaire électrique pouvait s'écrire :

$$M(E2,\mu) = \int \rho_e(\vec{r})r^2 Y_{2,\mu}(\theta,\phi)d^3r \ ,$$

$$\text{or} \ \ Y_{2,0} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}(\frac{3}{2}cos^2\theta - \frac{1}{2}) \ ,$$

$$M(E2,0) = \int \rho_e(\vec{r})r^2\sqrt{\frac{5}{16\pi}}(3cos^2\theta - 1)d^3r \ .$$

On a donc une relation entre le moment quadripolaire spectroscopique et le moment multipolaire électrique :

$$e\widehat{Q} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}}M(E2,0) \ . \tag{3.3}$$

A partir des expressions $Q = \langle IKM \mid \widehat{Q} \mid IKM\rangle$ et 3.3, le moment quadripolaire peut être déduit des éléments de matrice :

$$eQ = \sqrt{\frac{16\pi}{5}}\langle IKM = I \mid M(E2,0) \mid IKM = I\rangle \ . \tag{3.4}$$

En appliquant le théorème de Wigner-Eckart, on obtient la relation :

$$\langle IKM \mid M(E2,0) \mid IKM\rangle = (2I+1)^{-1/2}\langle II20 \mid II\rangle\langle I \mid\mid M(E2) \mid\mid I\rangle \ ,$$

$$eQ = \sqrt{\frac{16\pi}{5}}(2I+1)^{-1/2}\langle II20 \mid II\rangle\langle I \mid\mid M(E2) \mid\mid I\rangle \ . \tag{3.5}$$

Le tenseur quadripolaire, par sa dépendance en μ, contient toutes les directions du noyau. Le fait d'avoir une déformation ellipsoïdale, c'est-à-dire avec un axe de révolution, permet de décrire toute sa surface avec uniquement $Y_{2,0}$ comme le montre le calcul. En effectuant un changement de repère grâce aux fonctions $\mathcal{D}$ de rotation de matrice [44], on se place dans le référentiel du noyau en rotation et on peut déduire le moment quadripolaire intrinsèque à partir des éléments de matrice par :

$$eQ_0 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}}\frac{1}{\sqrt{2I_i+1}}\frac{\langle I_f \| M(E2) \| I_i\rangle}{\langle I_i K20 | I_f 0\rangle} \ . \tag{3.6}$$

Lorsque $I_f \neq I_i$, on mesure le moment quadripolaire transitionnel, Q_0^t, fonction des éléments de matrice transitionnels. Il mesure la collectivité du noyau ainsi que la probabilité de transition entre les états. Il est donc tout naturel d'écrire le B(E2) en fonction de Q_0^t tel que :

$$B(E2, I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi}(eQ_0^t)^2\langle I_i K20 | I_f 0\rangle^2 \ . \tag{3.7}$$

Lorsque $I_f = I_i$, on mesure le moment quadripolaire statique, Q_0^s, fonction des éléments de matrice diagonaux. Comme le moment quadripolaire est linéairement dépendant de l'élément de matrice diagonal, le signe de l'élément de matrice donne le signe du moment quadripolaire, définit ainsi le type de déformation et le signe de β par la relation 3.1. On peut établir une relation directe entre Q_0^s et Q grâce aux équations 3.4 et 3.6 tel que: $Q = \langle II20 \mid II\rangle\langle IK20 \mid IK\rangle Q_0^s$. On obtient donc :

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)}Q_0^s \ .$$

3.2.2 Quadrupole Sum Rules

L'extraction des paramètres de déformation (β par exemple) à partir des éléments de matrice décrits précédement fait appel au modèle du rotor ellipsoïdal. Cette description n'est pas toujours adaptée et une mesure de la déformation ne faisant appel à aucun modèle peut devenir nécessaire. Le résultat de l'analyse donne accès à un grand nombre d'éléments de matrice transitionnels et diagonaux. Ces valeurs, ainsi que les déformations qui vont être déduites, vont être comparées à des valeurs théoriques. Les éléments de matrice expérimentaux et théoriques peuvent être directement comparés, ce qui n'est pas le cas de β. Il est impossible d'affirmer que les différences

qui peuvent être trouvées proviennent d'un désaccord fondamental ou juste de déficiences dans les paramètres du modèle collectif utilisé. Il est donc nécessaire de créer un jeu de variables qui permet de comparer les résultats expérimentaux et des valeurs théoriques en ne se souciant pas de la définition des paramètres. L'excitation Coulombienne aux basses énergies apporte les résultats nécessaires à un tel calcul. En effet, l'ensemble des éléments de matrice obtenus permet d'appliquer le formalisme du Quadrupole Sum Rules énoncé dans la référence [45]. Le lien entre l'excitation Coulombienne et ce formalisme est détaillé en [35]. La base de ce formalisme est le produit rotationnel invariant des opérateurs multipolaires. Les opérateurs multipolaires électromagnétiques sont des tenseurs sphériques et le produit de tels opérateurs est un invariant rotationnel. Cela signifie que le produit est identique aussi bien dans le référentiel du laboratoire que dans le référentiel du noyau en rotation. Dans le cas particulier du tenseur quadripolaire électrique, il peut être écrit dans le référentiel du noyau avec deux moments quadripolaires différents de zéro. A partir de ces produits, on peut définir deux paramètres de déformation $\mathcal{Q}^2$ et $cos3\delta$ qui ont leur correspondant dans le modèle de Bohr et Mottelson β et γ. $\mathcal{Q}^2$ représente la déformation globale comme le paramètre β et $cos3\delta$ la triaxialité du noyau comme le paramètre γ. Les deux paramètres sont liés à l'opérateur quadripolaire par $E(\lambda = 2, \mu = 0) = \mathcal{Q}cos\delta$ et $E(2,+2) = E(2,-2) = \mathcal{Q}sin\delta\sqrt{2}$ tel que $E(2,+1) = E(2,-1) = 0$. Les paramètres $\mathcal{Q}^2$ et $cos3\delta$ peuvent être extraits des produits invariants en les développant successivement tel que :

$$\begin{aligned} \{E2 \times E2\}^0 &= \mathcal{Q}^2/\sqrt{5} && (3.8)\\ \{[E2 \times E2]^2 \times E2\}^0 &= \sqrt{2/35}\mathcal{Q}^3 cos3\delta && (3.9)\\ \{[E2 \times E2]^0 [E2 \times E2]^0\}^0 &= \mathcal{Q}^4/5 \\ &... \end{aligned}$$

Les paramètres $\mathcal{Q}^2$ et $cos3\delta$ sont calculés pour chaque état i en utilisant les éléments de matrice E2 expérimentaux. Les produits invariants E2 dans le laboratoire peuvent être écrits en termes de somme de produits d'éléments de matrice réduits E2 en les développant sur les états intermédiaires t tel que pour l'équation 3.8 :

$$\langle i \,||\, \{E2\times E2\}^0 \,||\, i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2I_i+1}} \sum_t \langle i \,||\, E2 \,||\, t\rangle \langle t \,||\, E2 \,||\, i\rangle \left\{ \begin{array}{ccc} 2 & 2 & 0 \\ I_i & I_i & I_t \end{array} \right\}^{Wigner\ 6j} . \quad (3.10)$$

Pour obtenir des informations sur la triaxialité, la relation 3.9 doit être développée sur les états intermédiaires t et u tel que :

$$\langle i \mid \{[E2\times E2]^2\times E2]^0 \mid i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2I_i+1}}\sum_{t,u}\langle i \mid\mid E2 \mid\mid u\rangle\langle u \mid\mid E2 \mid\mid t\rangle\langle t \mid\mid E2 \mid\mid i\rangle \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 0 \\ I_i & I_t & I_u \end{Bmatrix} . \tag{3.11}$$

Le paramètre $\mathcal{Q}^2$ est exprimé en unité e^2b^2 et $cos3\delta$ varie de -1 pour une déformation oblate à +1 pour une déformation prolate. L'expansion sur les états intermédiaires peut être évaluée en utilisant les données expérimentales si le signe relatif et la valeur des éléments de matrices E2, incluant les termes diagonaux, sont accessibles. L'excitation Coulombienne à basse énergie est l'outil idéal pour ce type de formalisme puisqu'à partir d'un schéma de niveaux donné, tous les éléments de matrice E2 peuvent être déterminés durant l'expérience. Cependant, la limite de ce formalisme se trouve lorsque tous les couplages E2 ne sont pas connus (état connecté par E2 à l'état étudié inconnu) ou n'ont pas pu être déterminés lors de l'expérience. L'abscence d'un ou plusieurs éléments de matrice crée une erreur systématique sur les paramètres $\mathcal{Q}^2$ et $cos3\delta$ calculés. On doit donc se limiter aux états où le maximum d'information est connu. On peut remarquer que le développement des équations 3.10 et 3.11 fait intervenir des états t et u qui ne sont pas uniques. On a donc autant d'expansions qu'il existe d'états intermédiaires possibles ce qui apporte de la redondance au calcul et permet de limiter les erreurs systématiques.

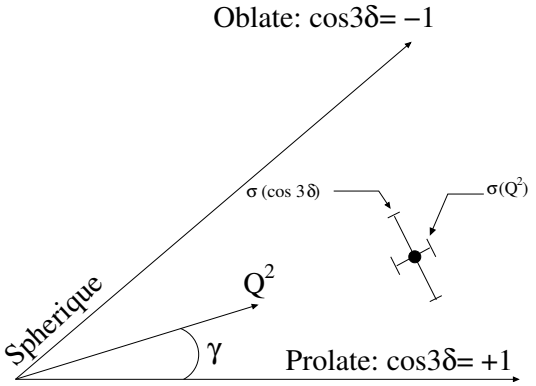

Figure 3.2 Distribution des paramètres $\mathcal{Q}^2$ et $cos3\delta$ dans le plan prolate-oblate.

La distribution du moment quadripolaire intrinsèque peut être esquissée dans un plan $\mathcal{Q}-\delta$ comparable au plan $\beta-\gamma$ comme illustré sur la figure 3.2. Ce formalisme trouve immédiatement son application pour les états 0^+ dont la mesure directe

du moment quadripolaire n'est pas possible. Connaissant tous les éléments de matrice connectant ces états, les paramètres de déformation $\mathcal{Q}^2$ et $cos3\delta$ décrivant la structure de ces états peuvent être calculés.

3.3 Excitation Coulombienne à énergie intermédiaire

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'excitation Coulombienne aux énergies intermédiaires n'est sensible qu'à la probabilité d'excitation du premier état et nous avons montré que :

$$\sigma_{E2} \simeq \left(\frac{Z_c e^2}{\hbar c}\right)^2 \frac{\pi}{e^2 b_0^2} B(E2) \ .$$

Comme un seul état est peuplé, la section efficace d'excitation Coulombienne est également définie pour un noyau pair-pair par :

$$\sigma_{E2} = \frac{N_\gamma^{coulex}}{N_{inc} N_{cible/cm^2}} \ , \tag{3.12}$$

où N_γ^{coulex} est le nombre de coups correspondant à la transition I+2 $\rightarrow$ I, N_{inc} est le nombre de particules incidentes arrivant sur la cible d'excitation et N_{cible/cm^2} l'épaisseur de la cible (densité surfacique de noyaux). Afin de s'affranchir d'erreurs systématiques et de la difficile estimation de la relation 3.12 en raison de l'efficacité de détection, on peut *normaliser* la valeur mesurée grâce à un noyau dont la section efficace est connue. Il est nécessaire pour cela d'exciter le noyau référence dans les mêmes conditions expérimentales que le noyau sous investigation. En utilisant les relations 2.7 et 3.12, et en appliquant la *recoil correction*, on peut donc déduire les B(E2) en W.u., les uns par rapport aux autres, par la relation :

$$B(E2,X) = B(E2,Ref)\ \frac{N_\gamma^{Det}(X)}{\epsilon_{E\gamma}^{rel}(X)\ N_{particule}^{Detecte}(X)}\ \frac{\epsilon_{E\gamma}^{rel}(Ref)\ N_{particule}^{Detecte}(Ref)}{N_\gamma^{Det}(Ref)} \left(\frac{A_{Ref}}{A_X}\right)^{4/3} \left(\frac{b_0(X) + \frac{\pi a(X)}{2\gamma(X)}}{b_0(Ref) + \frac{\pi a(Ref)}{2\gamma(Ref)}}\right)^2 \ , \tag{3.13}$$

$\epsilon_{E\gamma}^{rel}$ représente l'efficacité relative en énergie de la détection γ, A la masse du noyau, b_0 le paramètre d'impact, a la distance d'approche minimale et γ le facteur de Lorentz.

Au premier ordre, on peut estimer la déformation à partir du B(E2). En faisant l'hypothèse d'un rotor quantique parfait, on peut extraire une valeur du β à partir des équations 3.1 et 3.7 tel que $Q_0^t = Q_0^s$. On obtient alors une relation directe, au premier ordre, entre le B(E2) et la déformation :

$$\beta = \frac{4\pi}{3ZR_0^2}\sqrt{B(E2 : I \rightarrow I+2)/e^2}\ . \tag{3.14}$$

Par conséquent, le B(E2) n'est proportionnel qu'au carré du paramètre de déformation β, ce qui signifie qu'une mesure du B(E2) ne donne aucune information sur le signe de la déformation. On ne peut donc pas discerner une déformation prolate d'une déformation oblate lors d'une mesure de B(E2) par excitation Coulombienne aux énergies intermédiaires.

Partie III

Excitation Coulombienne du ^{74}Kr

Chapitre 4

Dispositif expérimental utilisant le faisceau SPIRAL

La mesure directe de la déformation des états excités est l'étape indispensable dans l'étude de la coexistence de formes. La déformation nucléaire peut être mesurée grâce à l'excitation Coulombienne. La technique a été largement développée dans la partie II et nous avons montré qu'à partir de cette méthode, la collectivité entre chaque état excité ainsi que leurs moments spectroscopiques peuvent être mesurés. De plus, nous avons montré que le signe du moment quadripolaire statique Q_0^s et spectroscopique Q était accessible, ce qui permet de distinguer les déformations oblate des déformations prolate. Deux expériences d'excitation Coulombienne à basse énergie ont été réalisées utilisant les faisceaux radioactifs de ^{76}Kr et ^{74}Kr du dispositif SPIRAL au GANIL (Caen-France). La première expérience portait sur le noyau de ^{76}Kr et a été réalisée en 2002. Cette expérience a été analysée par Emmanuelle Bouchez [46] et les résultats sont décrits dans sa thèse [28, 29]. Les très bons résultats obtenus lors de cette expérience ont encouragé la réalisation d'une expérience avec le faisceau de ^{74}Kr délivré avec moins d'intensité. La production du faisceau ainsi que le dispositif expérimental sont communs aux deux expériences. Dans ce chapitre, nous allons décrire brièvement le dispositif expérimental depuis la production du noyau de ^{74}Kr jusqu'au système de détection.

4.1 Production du faisceau de ^{74}Kr

Afin de réaliser une expérience d'excitation Coulombienne à basse énergie selon les critères définis dans les chapitres 2 et 3, le faisceau incident de ^{74}Kr doit présenter certaines conditions :

- L'énergie du faisceau incident doit être juste en dessous de la barrière Coulombienne (énergie *safe*).
- L'optique du faisceau doit être bonne car la cinématique doit être parfaitement définie.
- La pureté du faisceau doit être maximale pour éviter toute confusion dans l'identification cible-projectile.
- L'intensité doit être suffisante pour réaliser l'expérience dans un temps raisonable.

Les expériences d'excitation Coulombienne de faisceaux radioactifs ont jusqu'à très récemment été réalisées à partir de noyaux produits par fragmentation d'un noyau plus lourd, et séparés en vol des contaminants à travers un spectromètre (production dite *in-flight*). Cette technique crée des faisceaux secondaires allant de quelques dizaines de MeV/u au GeV/u et on se place dans le cadre de l'excitation Coulombienne à énergie intermédiaire où un seul état est peuplé. Les propriétés de ce type de faisceau secondaire sont exactement à l'opposé des caractéristiques citées précédement. Le développement des installations délivrant des faisceaux radioactifs ré-accélérés a permis d'obtenir des faisceaux secondaires ayant les caractéristiques que nous recherchons. La méthode choisie par ces installations est la méthode ISOL (Isotopic Separation On-Line) : les noyaux radioactifs sont produits par une réaction soit de fragmentation (SPIRAL au GANIL), de spallation (ISOLDE, ISAC-TRIUMPH) ou de fission (ISOLDE, futur SPIRAL2 au GANIL et HRIBF-Oak Ridge). Les noyaux produits sont ré-accélérés à l'énergie souhaitée pour l'expérience par un cyclotron ou un accélérateur linéaire. Au GANIL, le dispositif SPIRAL permet de produire des noyaux de ^{74}Kr par fragmentation d'un faisceau primaire intense (4 μA) de ^{78}Kr sur une cible de carbone [47]. La chaîne de production d'un tel faisceau est illustrée dans la figure 4.1. Les ions sont diffusés hors de la cible épaisse de carbone, ionisés dans une source ECR et ré-accélérés par le cyclotron compact CIME. L'étape d'extraction depuis la cible de carbone est le processus le plus difficile dans cette méthode. En effet, une technique générale ne peut être appliquée pour toutes les espèces car l'extraction dépend de la chimie du noyau. Au GANIL, les faisceaux SPIRAL sont limités pour le moment aux gaz rares, chimiquement neutres, ce qui permet une extraction plus aisée. Pour les autres espèces chimiques, chaque nouveau faisceau demande un développement propre. Depuis un faisceau de ^{78}Kr (10^{12} pps et 68.5 MeV/u), on obtient sur la cible d'excitation un faisceau pur de $^{74}Kr^{11+}$ de 10^4 pps à 4.7 MeV/u. L'utilisation d'un cyclotron comme

post-accélération permet de purifier le faisceau secondaire grâce à sa résolution en masse tout en assurant une bonne optique sur la cible secondaire.

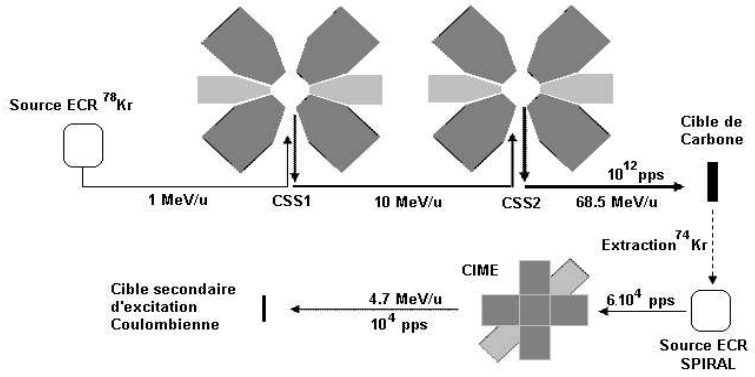

Figure 4.1 Production du faisceau SPIRAL de ^{74}Kr au GANIL.

4.2 Cinématique de la réaction

Le choix de l'énergie du faisceau de ^{74}Kr est déterminé par la valeur de la barrière Coulombienne dans le centre de masse, B_c pour le système ^{74}Kr+^{208}Pb tel que :

$$B_c = \frac{Z_{cible} Z_{projectile} e^2}{r_{min}} ,$$

où Z_{cible} définit la charge de la cible, $Z_{projectile}$ la charge du projectile et e^2 vaut 1.44 fm.MeV. La distance entre les deux noyaux r_{min} peut être définie par [48] :

$$r_{min} = R_{cible} + R_{projectile} + \ 3 \text{ fm} ,$$

$$R_x = 1.2 A_x^{1/3} \text{ fm} .$$

Il faut noter que la définition de r_{min} n'est pas unique et que plusieurs paramétrisations existent. Par exemple, on peut définir le rayon du noyau par : $R_x = 1.12 A_x^{1/3} - 0.94 A_x^{-1/3}$ [48]. La barrière Coulombienne pour le système ^{74}Kr+^{208}Pb dans le centre de masse est donc de 280 MeV. Pour une énergie de 4.73 MeV/u dans le laboratoire, l'énergie dans le centre de masse disponible pour le projectile est 258 MeV, ce qui est légèrement inférieur à la barrière. Dans le cadre d'une expérience d'excitation Coulombienne, pour minimiser au maximum la contribution de l'interaction nucléaire,

on considère que la distance entre R_{cible} et $R_{projectile}$ ne doit pas être 3 mais 5 fm. Cette distance définit l'énergie *safe* pour la réaction. Dans notre système, cette énergie est de 248 MeV ce qui correspond à une distance entre les noyaux de 17.1 fm. L'énergie du faisceau est donc supérieure aux conditions imposées! Cependant, comme nous le verrons dans le paragraphe 4.3, notre dispostif expérimental permet de sélectionner les angles de diffusion correspondant aux distances d'approche comprises entre 17.2 et 38 fm ce qui est supérieur aux 17.1 fm correspondant à une collision avec un paramètre d'impact nul. A.E. Kavka *et al.* [49] ont réalisé une série d'expériences sur les isotopes stables du sélénium par excitation Coulombienne. Dans certains cas, l'énergie de leur faisceau incident se trouvait entre 4% et 8% au dessus de l'énergie *safe*. Ils ont alors estimé l'influence de l'interaction nucléaire sur la section efficace d'excitation Coulombienne grâce au code PTOLEMY [50]. D'après leurs calculs, l'interférence interaction nucléaire - interaction Coulombienne n'affecte de façon significative la section efficace d'excitation Coulombienne que lorsque l'énergie du faisceau incident est supérieure de 30% à l'énergie *safe*. On peut donc considérer que notre dispositif maximise la section efficace d'excitation Coulombienne tout en vérifiant les conditions où l'excitation ne sera que d'ordre électromagnétique.

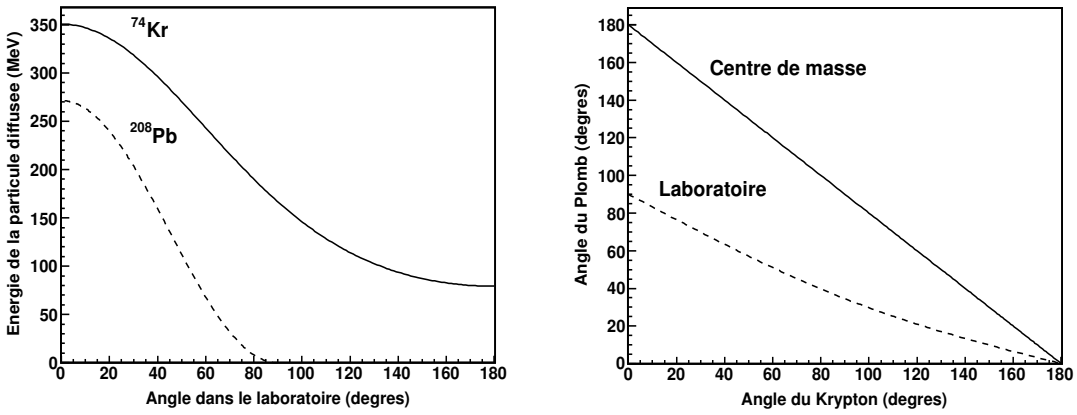

Figure 4.2 Cinématique de la collision (1). Les courbes donnent, les relations entre l'angle de diffusion dans le laboratoire et le centre de masse pour les deux noyaux.

Dans le chapitre 2, nous avons vu que la trajectoire de la particule diffusée pouvait être traitée par le formalisme classique. Dans ce paragraphe, nous allons décrire la cinématique de la collision qui conditionne ensuite le dispositif expérimental. La collision prend donc comme paramètres d'entrée un projectile de ^{74}Kr à 4.73 MeV/u mesuré à la sortie de CIME sur une cible de ^{208}Pb de 1 mg.cm^{-2}. La vitesse

d'incidence du ^{74}Kr est de l'ordre de 10% de la vitesse de la lumière, valeur non-négligeable vis-à-vis de l'effet Doppler. Par la conservation de l'impulsion transverse, la cible et le projectile doivent être diffusés dos à dos dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. La cinématique peut être traitée de façon classique où toutes les relations de la mécanique du point sont utilisées.

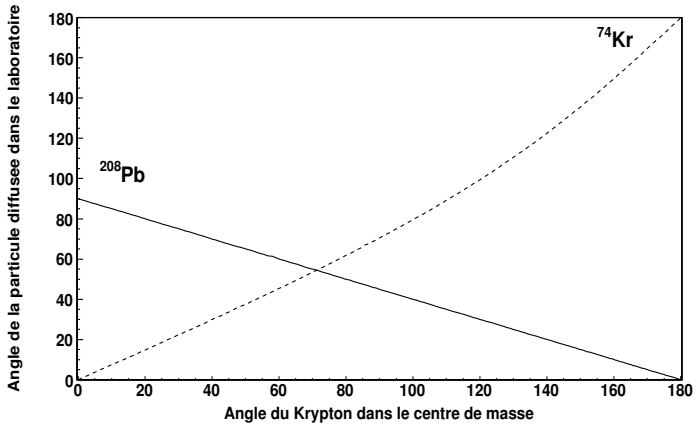

Figure 4.3 Cinématique de la collision (2). Correspondance entre l'angle de diffusion dans le centre de masse pour le krypton et les angles dans le laboratoire pour chaque noyau.

Les figures 4.2 et 4.3 décrivent quelques paramètres après la collision. Le graphique à gauche de la figure 4.2 représente l'énergie dans le laboratoire de la cible ou du projectile en fonction de leurs angles de diffusion respectifs dans le laboratoire. Ces courbes montrent que les deux particules sont à priori aisément distinguables par leur énergie quelque soit l'angle de diffusion. Cette courbe est également indispensable pour la corrrection Doppler car nous cherchons à mesurer des rayonnements γ émis en vol par le krypton. En fonction de son angle de diffusion dans le laboratoire, sa vitesse change, ce qui doit être pris en compte lors de la correction Doppler. Le graphique de droite donne la correspondance entre l'angle de la cible et celui du projectile dans le référentiel du laboratoire et du centre de masse. Dans ce graphique, un angle de 180 degrés dans le laboratoire pour le krypton correspond à une collision frontale avec une diffusion dos à dos.

La figure 4.3 va de pair avec le graphique de gauche de la figure 4.2. Elle représente l'angle de diffusion de la cible de plomb (ligne continue) et du projectile (ligne pointillée) dans le laboratoire en fonction de l'angle de diffusion dans

le centre de masse pour le projectile. Le but de l'expérience est, rappelons le, de mesurer la section efficace différentielle d'excitation Coulombienne du krypton, le projectile, dans le centre de masse pour une gamme la plus large possible en angle de diffusion. La figure 4.3 montre que si nous couvrons une gamme raisonnable d'angle de diffusion dans le laboratoire en pouvant distinguer le plomb du krypton par leur énergie, nous pouvons mesurer la section efficace sur une très large gamme dans le centre de masse pour le krypton. Par exemple dans le cas d'une particule détectée à 40 degrés dans le laboratoire, s'il s'agit d'un noyau de krypton cela correspond à un angle de diffusion de 53 degrés dans le centre de masse et s'il s'agit d'un noyau de plomb cela correspond à un angle diffusion de 100 degrés.

4.3 Détection des noyaux diffusés

La détection des particules diffusées obéit à plusieurs contraintes en accord avec la cinématique décrite précédement :

- Elle doit pouvoir mesurer l'angle de diffusion des particules de façon précise pour la mesure de la section efficace différentielle.
- La résolution en énergie doit être suffisante afin de distinguer la cible et le projectile pour appliquer correctement la correction Doppler et avoir une bonne mesure de la section efficace différentielle.
- Elle doit pouvoir travailler avec un taux de comptage de quelques kHz en raison de l'intensité du faisceau.

Le choix du détecteur s'est porté sur un silicium annulaire segmenté de 300 μm d'épaisseur. Ce type de détecteur a été utilisé avec succès dans l'expérience du ^{76}Kr [28]. Le détecteur est segmenté en 16 anneaux concentriques pour mesurer l'angle de diffusion et 16 secteurs pour l'angle azimutal. Cette segmentation du détecteur silicium va de pair avec la segmentation des détecteurs γ car pour la correction Doppler, il s'agit de déterminer l'angle relatif entre la particule émettrice et l'émission du rayonnement γ. Le trou central de 11 mm de rayon permet de laisser passer les petits angles de diffusion correspondants aux grands paramètres d'impact. Ces événements représentent la très grande majorité des cas et ne nous intéressent pas car comme l'a montré la figure 2.2, la probabilité d'excitation est faible. Le rayon maximal du détecteur est 35 mm ce qui permet de le placer dans la chambre à réaction d'EXOGAM. Grâce à la figure 4.3 nous pouvons déterminer

une distance optimum entre la cible et le silicium pour maximiser la distribution angulaire détectable.

Compte tenu des dimensions du détecteur et de la cinématique, la valeur optimale est 25 mm comme illustré sur la figure 4.4. Sur cette figure, semblable à la figure 4.3, les courbes pointillées correspondent à la cinématique complète, alors que les courbes continues correspondent à la gamme en angle dans le laboratoire couverte par le silicium. A cette distance, il couvre un angle de diffusion dans le laboratoire de 23.7 à 54.4 degrés. Une détection du projectile correspond aux faibles angles de diffusion dans le centre de masse alors que la détection de la cible sélectionne les grands angles.

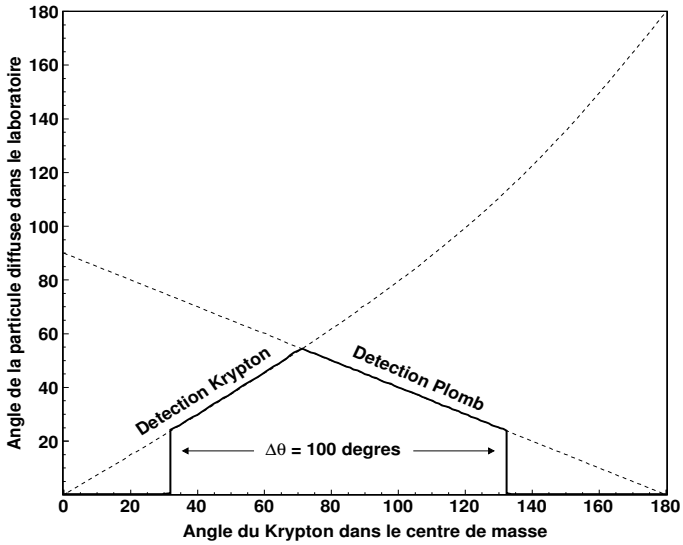

Figure 4.4 Cinématique de la collision (3). Correspondance entre l'angle de diffusion dans le centre de masse pour le krypton et les angles dans le laboratoire pour notre dispositif expérimental.

Les réactions nucléaires tel que le transfert de un ou plusieurs nucléons, probables aux énergies proche de la barrière (paramètre d'impact nul), sont exclues de part la géométrie du silicium. On peut remarquer qu'avec cette gamme en angle, quelque soit l'angle de diffusion dans le laboratoire, une seule particule doit être détectée par événement, soit le krypton soit le plomb. Il n'y a aucun recouvrement dans la cinématique dans le laboratoire pour la gamme en angle choisie. De plus, cette distance permet d'avoir une continuité dans l'angle de diffusion depuis 31.9 jusqu'à

132.5 degrés dans le centre de masse. La section efficace Rutherford intégrée sur cette gamme en angle est de 17.4 barns soit 0.5 ^{74}Kr diffusés par seconde, en considérent un faisceau de 10^4 pps et une cible de 1mg.cm^{-2}. Sur cette même gamme en angle, nous pouvons estimer, grâce aux temps de vie connus, les sections efficaces d'excitation Coulombienne pour les états 2_1^+, 4_1^+ et 2_2^+ à environ 5, 1 et $\leq$1 barns respectivement.

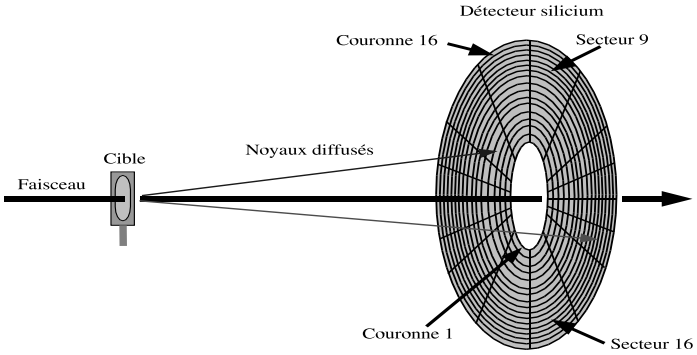

Figure 4.5 Dispositif expérimental : détection des particules diffusées.

Le dispositif expérimental concernant la détection des particules diffusées est schématisé sur la figure 4.5. A l'énergie de 4.73 MeV/u, le dépôt d'énergie dans la cible donné par le code LISE [51, 52] est de 17 MeV avec une dispersion de 0.15 MeV. La perte d'énergie dans la cible est donc bien inférieure au transfert d'énergie lors de la collision. La dispersion angulaire est de l'ordre de 0.3 degrés ce qui est négligeable par rapport aux angles de diffusion que nous sélectionnons et par rapport à la segmentation du détecteur. Après passage dans la cible, 41 μm de silicium sont nécessaires pour stopper le noyau, ce qui est bien inférieur aux 300 μm du détecteur. Par conséquent, les noyaux radioactifs sont accumulés dans le détecteur silicium tout au long de l'expérience et leur décroissance est associée à un rayonnement contribuant au bruit de fond γ devant être supprimé.

4.4 Détection des rayonnements γ de désexcitation avec EXOGAM

Les rayonnements γ émis par la désexcitation du noyau de ^{74}Kr après excitation Coulombienne sont mesurés dans le multi-détecteur EXOGAM en coïncidence avec une particule diffusée[53, 54, 55]. Ce multi-détecteur a été construit dans le cadre d'une collaboration européenne pour la détection de rayonnements γ auprès des faisceaux radioactifs de SPIRAL. Dans ce contexte, les spécifications portaient sur une grande efficacité pour des événements de faible multiplicité en raison de l'intensité réduite des faisceaux SPIRAL. Les détecteurs germanium ont donc été placés proches de la cible positionnée au centre d'EXOGAM afin d'augmenter l'efficacité de détection. Cette proximité a pour conséquence une augmentation de l'angle solide de chaque cristal de germanium ce qui introduit une large incertitude sur l'angle d'émission. Afin d'augmenter la granularité, chaque module d'EXOGAM est composé de quatre cristaux de germanium eux-même segmentés électriquement en quatre comme illustré sur la figure 4.6. L'incertitude sur l'angle d'émission est ainsi réduite ce qui apporte une meilleur reconstruction de l'énergie de la transition après correction de l'effet Doppler.

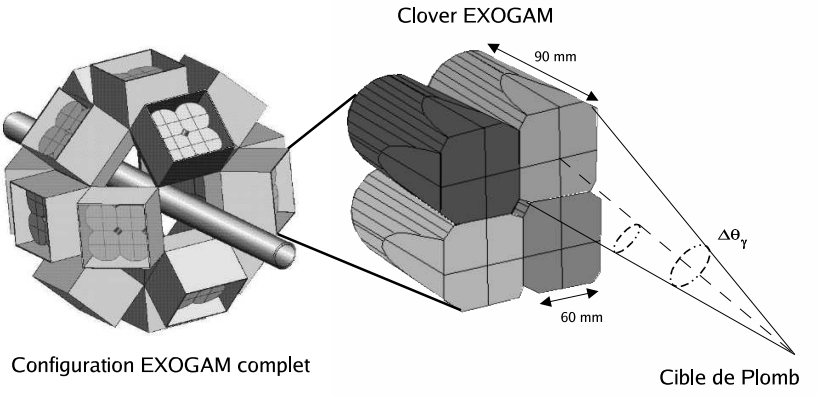

Figure 4.6 Segmentation des clover EXOGAM. La segmentation électrique permet d'augmenter la granularité du détecteur.

Chaque module est appelé clover et EXOGAM peut en contenir jusqu'à seize. Chaque cristal fait 60 mm de largeur et 90 mm de profondeur. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, la diffusion Compton contribue majoritairement à l'interaction des rayonnements avec la matière. Afin de maximiser le signal, chaque clover est muni d'une enceinte anti-Compton composée de BGO sur les côtés et de CsI à l'arrière. Ainsi le signal obtenu dans un cristal en coïncidence avec le dispositif anti-Compton correspondant ne sera pas comptabilisé.

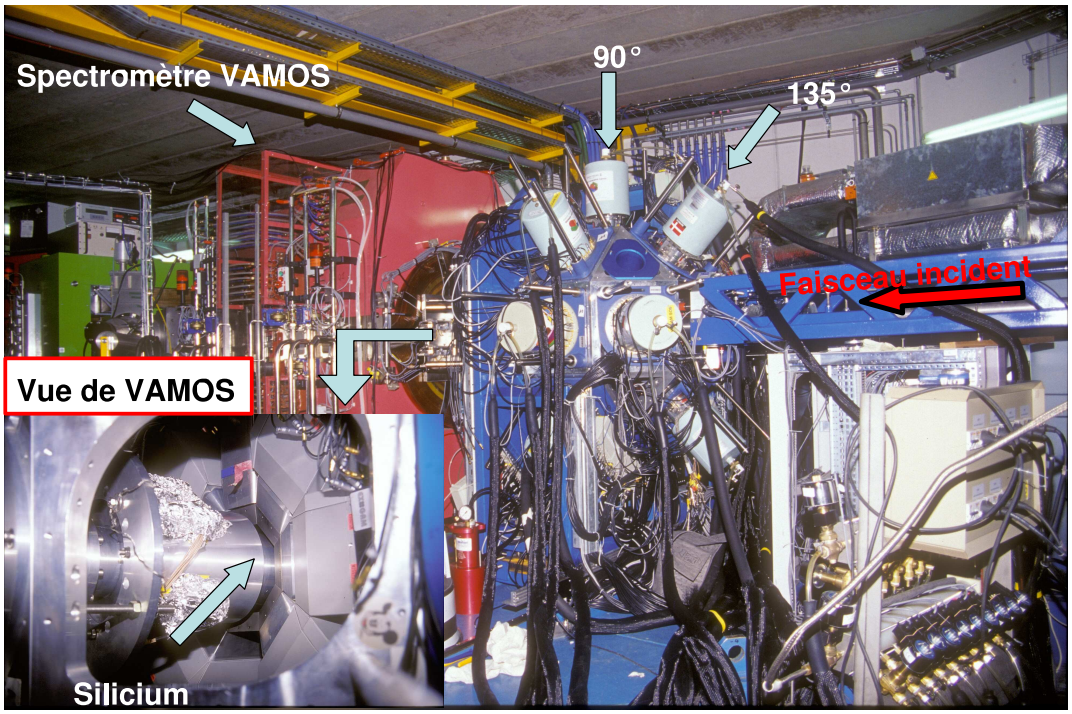

Figure 4.7 Dispositif expérimental: Exogam devant Vamos en salle G1 au GANIL. En bas à gauche, une vue de la position du détecteur silicium depuis VAMOS est montrée.

La figure 4.7 montre l'ensemble du dipositif expérimental lors de l'expérience du ^{74}Kr réalisée en 2003 en salle G1 du GANIL. Lors de l'expérience, 7 clover EXOGAM étaient montés sur la structure ainsi que 4 petits clover dont la dimension

Table 4.1 Géométrie des détecteurs germanium présents sur EXOGAM au moment de l'expérience. θ est l'angle de diffusion par rapport à l'axe du faisceau incident et ϕ l'angle azimutal, le clover 11 étant au sommet de la structure.

Clover	θ (deg)	ϕ	$r_{Pb \rightarrow cristal}(cm)$
1	90.4	45.0	11.1
2	89.8	224.9	11.2
3	135.2	90.3	11.2
4	89.9	315.0	11.2
5	135.0	270.1	11.2
6	89.9	270.3	12.1
7	89.0	135.6	11.2
8	90.4	90.0	14.0
9	134.6	180.1	14.0
10	135.1	0.4	14.0
11	90.0	0.4	14.0

des cristaux sont au standard EUROGAM (cristal de 50 mm de largeur et 70 mm de profondeur). Les 11 détecteurs sont placés sur la structure selon la géométrie décrite dans le tableau 4.1. L'angle θ représente l'angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau alors que ϕ désigne l'angle azimutal dans le plan perpendiculaire au faisceau. Les deux couronnes de germanium à 90 et 135 degrés sont bien visibles sur la photographie. L'encart sur la figure 4.7 montre la position de la cible ainsi que le détecteur silicium au centre d'EXOGAM vue depuis le spectromètre VAMOS, non utilisé dans cette expérience. Les clover de EXOGAM peuvent être positionnés à deux distances : la configuration A où $r_{Pb \rightarrow cristal} \simeq 11$ cm et la configuration B $r_{Pb \rightarrow cristal} \simeq 14.5$ cm. Dans le tableau 4.1, les distances de 14 cm correspondent aux petits clover. Dans la configuration A, l'intégralité du blindage anti-Compton ne peut pas être utilisé mais, compte tenu des énergies que nous allons mesurer, nous avons choisi de privilégier l'efficacité. Les 4 petits clover ne sont pas munis d'enceinte anti-Compton, ce qui va légèrement dégrader le rapport signal sur bruit dans le spectre total. Dans la configuration complète à 16 clover, l'efficacité photopic maximale attendue est de l'ordre de 20 % à 1.3 MeV avec une résolution de 2.2 keV à cette énergie.

4.5 Electronique d'acquisition

Le système électronique d'EXOGAM et de ses détecteurs ancillaires est basé sur les standards VXI et VME. L'ensemble a pour tâche d'enregistrer les informations énergie et temps des détecteurs utilisés. Dans l'expérience du ^{74}Kr, plus de 300 voies arrivant des détecteurs doivent être traitées. Pour chaque groupe d'informations traité (cristal, segment, anti-Compton), des cartes spécifiques ont été créées. Une large documentation technique est disponible concernant les cartes d'acquisition propre à EXOGAM dans la référence [55]. Le traitement des signaux est classique : le signal provenant des détecteurs est pré-amplifié puis amplifié, d'une part pour créer un signal traité par l'ADC, et d'autre part le signal rapide sert de déclenchement au codage lorsque celui-ci est supérieur au seuil fixé.

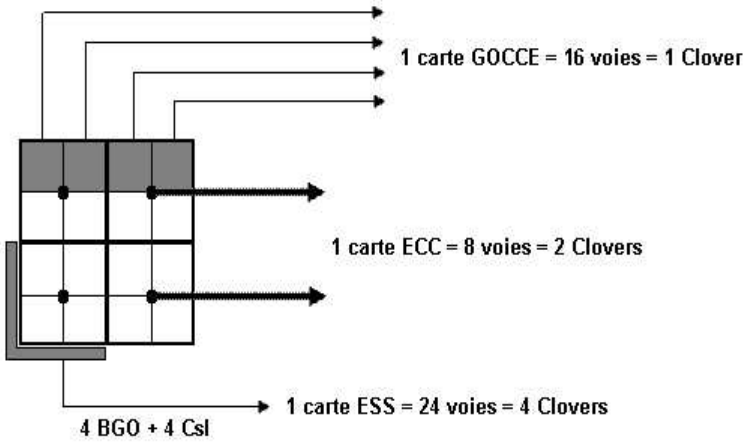

Figure 4.8 Câblage d'un clover EXOGAM.

Les informations provenant des germanium sont multiples et utilisent différentes cartes. Le signal provenant des contacts centraux (signal du cristal) est traité par les cartes Exogam Center Contact (ECC) contenant 2 ADC par canal couvrant une gamme de 6 et 20 MeV respectivement. Une des sorties de la carte ECC fournit un signal proportionnel au nombre de voies touchées (2mV/cristal): la somme des sorties logiques provenant de chaque CFD fournit une valeur $\sum bus = \sum_i CFD_i$. Cette variable peut être comparée à un seuil pour définir par exemple une multiplicité limite pour l'acceptation de l'événement. Les cartes ECC peuvent également marquer la voie traitée d'un *bit-pileup* lorsque deux signaux sont détectés dans le même cristal dans un temps inférieur à 500 ns. Le signal des segments électriques

est codé par des cartes Germanium Outer Contact Card for Exogam (GOCCE). Les cartes Escape Suppression Shield (ESS) traitent les signaux provenant des enceintes anti-Compton BGO et CsI. Cette carte peut générer un veto lorsqu'il y a coïncidence entre un BGO et un signal provenant de la carte ECC correspondante signant une éventuelle diffusion Compton. La façon de traiter le veto est double : soit la valeur provenant de l'ECC est purement et simplement rejetée soit elle est marquée lors de son codage par un bit dit bit-Compton. Un clover EXOGAM avec le blindage utilisé nécessite 28 voies d'électronique, soit compte tenu des capacités de chaque carte : une demi ECC, une carte GOCCE complète et le quart d'une carte ESS.

Les signaux provenant du silicium sont traités par les cartes SAPHIR [56] qui ont été construites pour la détection des fragments de fission au moyen de cellules photovoltaïques et qui fournissent une information en temps et en énergie pour chaque voie. La compatibilité de ces cartes avec le silicium est assurée par un étage de préamplification utilisant des modules NIM provenant de la collaboration TIARA [57] et des amplificateurs linéaires CAEN. Le signal provenant du silicium comprend 32 voies, c'est-à-dire 16 voies pour les anneaux concentriques et 16 voies pour les secteurs. Une haute tension de +150 V est appliquée sur les secteurs alors que les anneaux sont connectés à la masse. Le bruit électronique sur chaque voie est de l'ordre d'une dizaine de mV. Une carte SAPHIR compte 16 voies, soit un module pour les anneaux et un module pour les secteurs. L'ensemble des cartes germaniums et silicium est implanté dans les trois châssis VXI de EXOGAM.

L'ensemble de l'acquisition EXOGAM est schematisé sur la figure 4.9. Chaque chassis VXI a la même architecture : la première carte, *slot 0*, sert de ressource manager pour les autres cartes du châssis. Elle permet le réglage de chaque voie et communique via le bus Ethernet vers l'extérieur et en particulier vers les stations GANSEX chargées du réglage grâce à l'interface MIDAS. La seconde carte est la carte VRE (readout engine). Elle est chargée de récolter les données des différentes cartes germanium et SAPHIR pour les envoyer vers le VME via le bus chaîné DT32. Dans le VME2, la carte Histogrammer permet de créer les histogrammes bruts correspondant à chaque voie ADC. Les données sont ensuite dirigées vers le module D2VB du VME1 qui reconstruit les événements. La carte OUTPUT est chargée d'acheminer les événements reconstruits vers la station GANILJ pour une analyse en ligne et le stockage des données. Dans le second châssis VXI, la carte Trigger MK2 permet de déclencher l'expérience ou non selon le type d'événement. Le signal que nous recherchons correspond à une très faible proportion des réactions. L'excitation

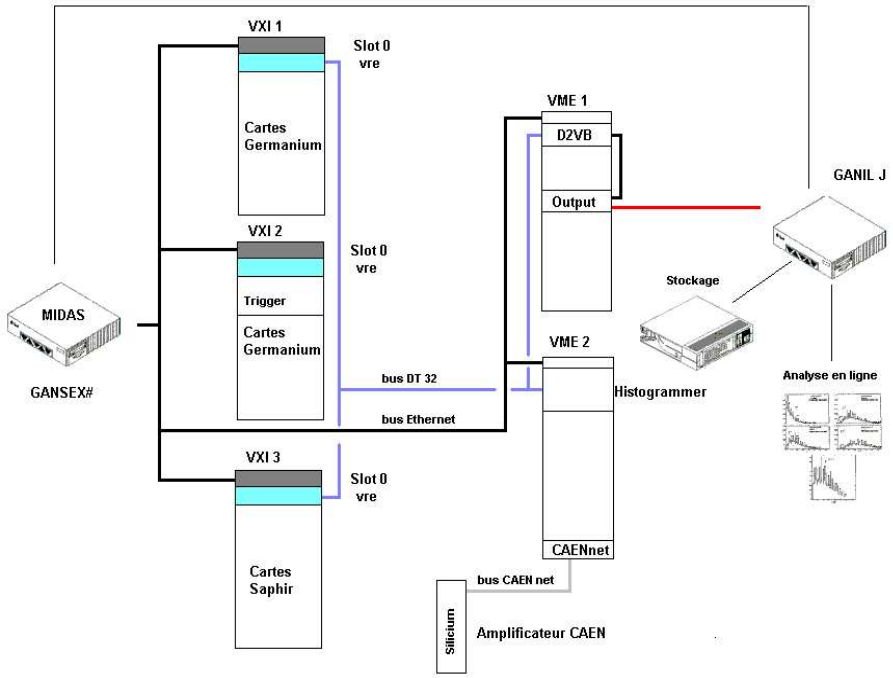

Figure 4.9 Architecture de l'acquisition EXOGAM.

Coulombienne, d'après ce qui a été décrit précédement, est caractérisée par une coïncidence entre un noyau diffusé et un ou plusieurs rayonnements γ. Afin de distinguer ces événements du fond γ, trois déclenchements (*trigger*) électroniques ont été utilisés:

- Le premier trigger est la détection d'une particule dans le silicium annulaire. En effet bien que les événements qui nous intéressent soient une coïncidence entre un noyau diffusé et un ou plusieurs rayonnements γ, les événements de particules diffusées, c'est-à-dire Rutherford, peuvent être utiles. Par exemple, si on veut avoir accès à la probabilité d'excitation, le nombre de particules diffusées est nécessaire. De même cette information pourra être utilisée comme normalisation et pour un calcul de l'efficacité de chaque segment du détecteur silicium.

- Le second trigger est le même que précédemment mais avec un signal divisé pour éviter, si nécessaire, un temps mort trop important. Dans notre cas, l'intensité du faisceau étant faible, la division est unitaire.

- Le dernier trigger correspond aux événements d'excitation Coulombienne, c'est-

à-dire à une coïncidence entre un signal dans le silicium et dans EXOGAM. Cette condition de coïncidence permet de supprimer le bruit de fond provenant notamment de la décroissance radioactive des noyaux implantés dans le silicium et de l'émission γ associée.

Chapitre 5

Analyse de l'excitation Coulombienne du ^{74}Kr

Dans ce chapitre, nous allons décrire l'analyse de l'expérience en traitant tour à tour les voies associées au détecteur silicium pour la détection des particules et les voies associées aux germanium pour la détection des rayonnements γ. Cette analyse conduit au spectre de désexcitation après excitation Coulombienne et servira de base à l'analyse conduisant à l'extraction des éléments de matrice.

5.1 Analyse de la détection des particules

Le rôle du détecteur de particules est essentiel car, en coïncidence avec EXOGAM, il permet de supprimer le bruit de fond des rayonnements γ alimentés par la décroissance du noyau de ^{74}Kr et de la radioactivité ambiante. De plus sa segmentation en 16 anneaux concentriques permet de déterminer la section efficace différentielle par la mesure de l'angle de diffusion pour chaque particule. Sa résolution en énergie permet de distinguer les noyaux de krypton et les noyaux de la cible de plomb afin de sélectionner respectivement les petits angles de diffusion et les grands angles de diffusion du krypton. Sa double segmentation en secteurs et anneaux permet également d'avoir une mesure précise de l'angle relatif entre le krypton diffusé et le rayonnement émis afin de le corriger de l'effet Doppler comme nous le verrons dans un paragraphe à la fin du chapitre. Un détecteur de particules placé avant la cible de plomb a été testé afin de définir le profil du faisceau et obtenir un nombre total de particules incidentes sur la cible. Ce détecteur à micro-canaux de type galotte [58] crée une forte dispersion angulaire du faisceau incident à cette énergie et a été supprimé.

5.1.1 Calibration, identification

Afin de distinguer les noyaux de krypton des noyaux de plomb dans le détecteur, une simple coupure en énergie est réalisée, car comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.2, l'énergie des deux noyaux est très différente. De même nous avons vu que l'énergie du krypton diminue en fonction de l'angle de diffusion, transférant d'avantage d'impulsion à la cible. Afin de réaliser les coupures en énergie pour la sélection de la cible et du projectile, les voies du détecteur silicium doivent être calibrées. La mesure directe de l'énergie n'est pas utilisée pour le calcul de la vitesse nécessaire à la correction Doppler car sa résolution en énergie est trop mauvaise pour cette opération et seul un alignement des gains est fait. L'angle de diffusion mesuré donne la vitesse correspondante par les relations de la mécanique du point. Alors que l'énergie des noyaux mesurée dans les anneaux dépend de l'angle de diffusion, les secteurs couvrant tous les angles contiennent toute la gamme en énergie. Nous avons donc choisi d'aligner le gain de chaque secteur et de réaliser une coupure en énergie pour chaque anneau afin de distinguer le plomb du krypton.

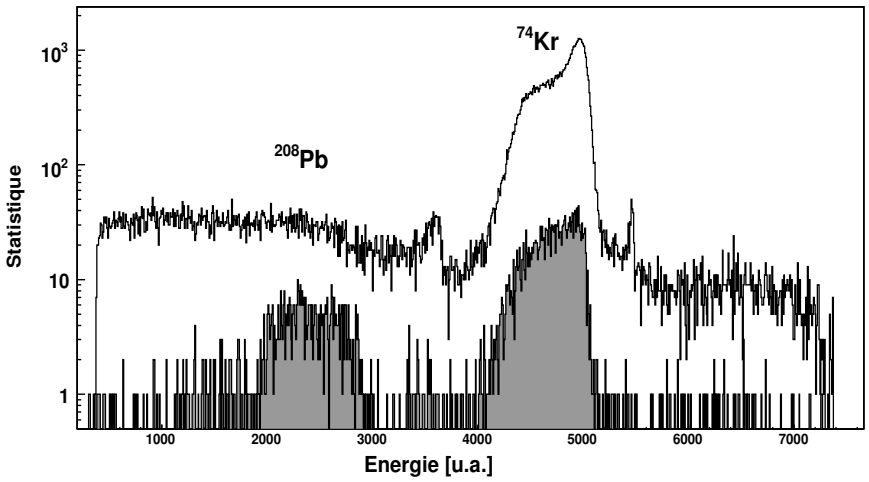

Figure 5.1 Spectre en énergie du premier anneau de silicium en coïncidence (spectre plein) ou non (spectre vide) avec un γ dans EXOGAM.

L'identification est réalisée en coïncidence avec au moins un γ dans EXOGAM, ce qui est une condition indispensable pour distinguer les deux ions. La figure 5.1 présente le spectre du premier anneau de silicium (le plus central) sans condition et en coïncidence avec au moins un γ (spectre plein). Comme le montre la figure, le

spectre brut est largement dominé par le bruit de fond, où le signal de la particule de plomb n'est pas visible, et les collisions élastiques qui représentent la très grande majorité des événements. Le spectre conditionné par une coïncidence avec un photon permet de sélectionner les collisions inélastiques et de supprimer le bruit de fond permettant de distinguer facilement le noyau de plomb à basse énergie du noyau de krypton diffusé à plus haute énergie.

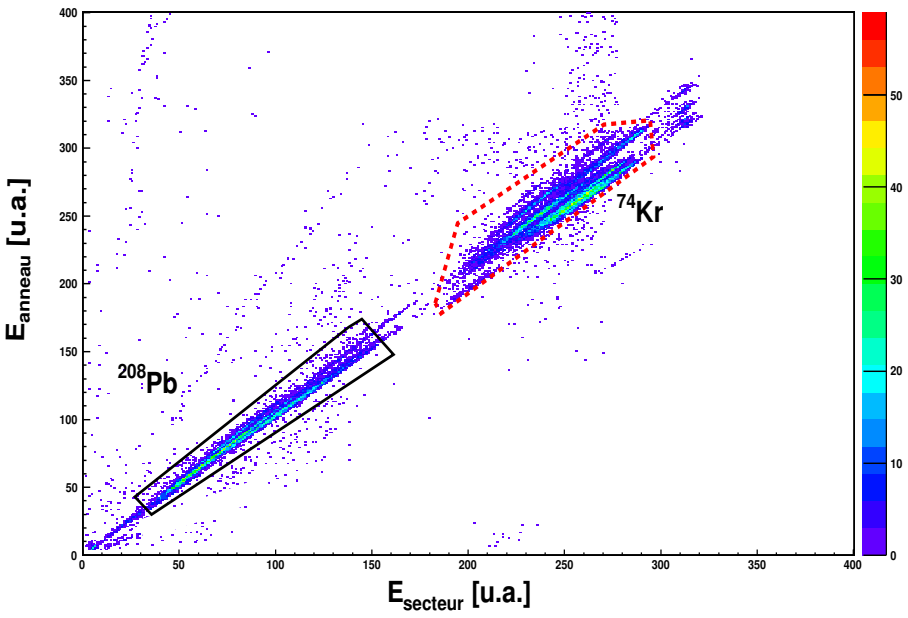

Figure 5.2 Matrice d'identification et de corrélation des noyaux de ^{208}Pb et de ^{74}Kr en fonction de leur énergie dans le secteur et l'anneau déclenchés.

La figure 5.2 montre l'énergie mesurée dans un anneau en fonction de l'énergie dans un secteur pour chaque événement en coïncidence avec au moins un rayonnement dans EXOGAM. La contribution de tous les anneaux est présentée pour l'illustration mais une matrice par anneau est construite pour les coupures. Sur cette figure, on peut clairement distinguer les événements correspondants à la détection du krypton diffusé à haute énergie (contour rouge) et les événements correspondant au plomb à basse énergie (contour noir).

Les anneaux centraux qui sélectionnent les petits angles dans le laboratoire sont malheureusement sensibles au faisceau direct qui touche le détecteur silicium. Ces

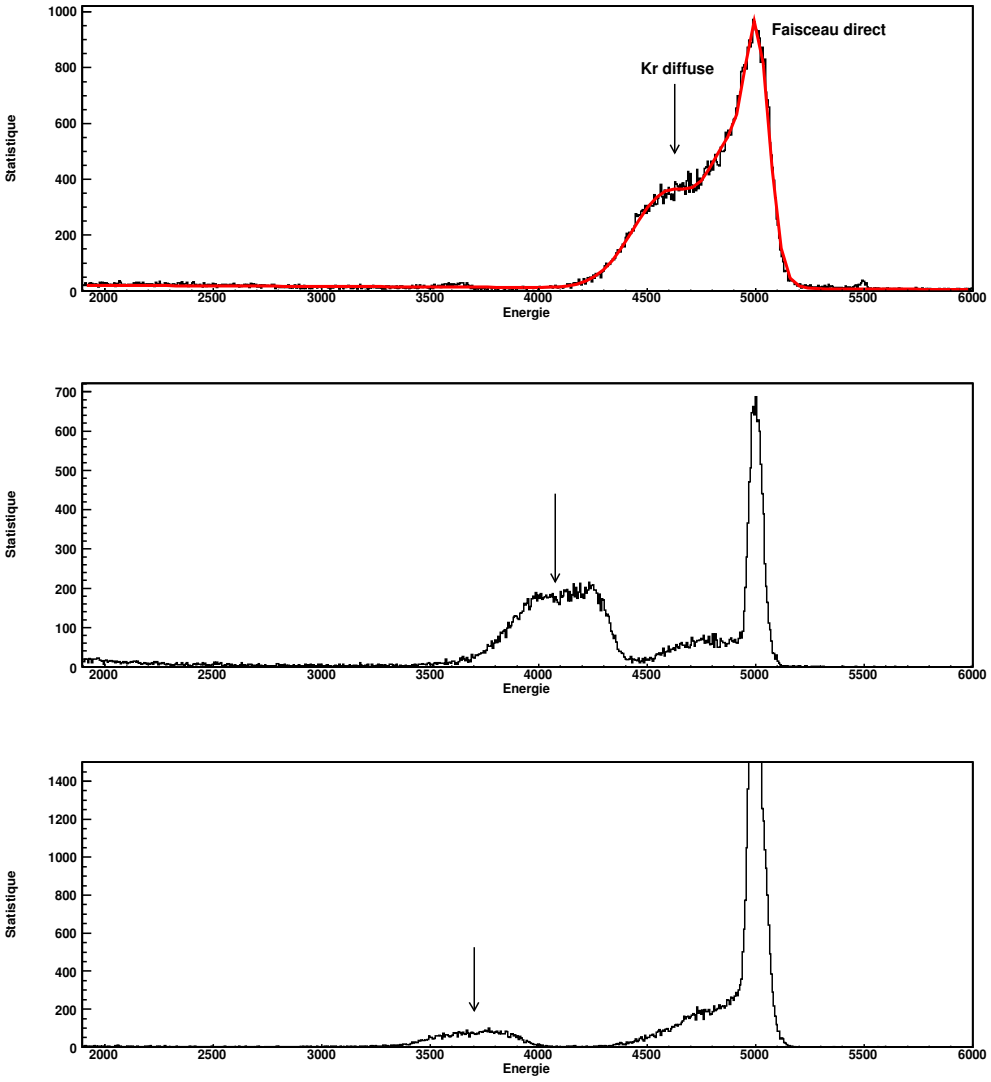

Figure 5.3 Spectre de trois anneaux du silicium d'angle de diffusion croissant avec présence de faisceau direct.

particules ne semblent pas passer par la cible de plomb et se caractérisent par un spectre d'énergie constante en fonction de l'angle de diffusion. Les spectres de la figure 5.3 montrent trois anneaux du silicum d'angle de diffusion croissant sans condition γ. A haute énergie (canal 5000), un pic fin se dégage dont l'énergie ne dépend pas de l'angle, contrairement à la bosse du krypton diffusé marquée par une flèche. Le fait que le pic soit fin et que son énergie soit légèrement supérieure à celle

de l'anneau le plus central (premier spectre) puis constant avec l'angle de diffusion semble indiquer qu'il s'agit de faisceau incident diffusé à zéro degré, passant ou non dans de la matière. Il faut également remarquer que ce signal disparait lorsque l'on impose la détection d'un γ dans EXOGAM. Ces ions n'intéragissent donc pas avec la cible dans un processus d'excitation Coulombienne. Les deux signaux sont séparables pour les anneaux extérieurs (deux derniers spectres). Dans les anneaux centraux (exemple : premier spectre), la contribution du krypton diffusé et celle du faisceau direct doivent être ajustées à l'aide de plusieurs gaussiennes. Le nombre de particules diffusées peut être utile pour une éventuelle normalisation par événement purement Rutherford. L'origine de ce faisceau direct peut provenir d'une émittence élevée ou un halo du faisceau incident. Ce halo de faisceau peut être créé par l'ionisation des noyaux de krypton par le gaz résiduel présent dans la ligne de faisceau. La section efficace de ce processus modifie l'état de charge d'environ un ion pour mille incidents, modifiant ainsi leur rigidité magnétique.

5.1.2 Décentrage du détecteur

L'analyse de la correction Doppler, décrite dans le paragraphe 5.2.5, a montré que les résolutions obtenues après correction n'étaient pas celle attendues en considérant les angles déduits d'un détecteur silicium parfaitement centré selon l'axe du faisceau. L'erreur provient du fait qu'il faut considérer un silicum décentré par rapport à l'axe du faisceau, brisant ainsi la symétrie cylindrique de l'expérience. La mise en évidence de cette déviation ainsi que son traitement sont décrits dans ce paragraphe.

Mise en évidence

La mise en évidence de ce décentrage est clairement visible en regardant la statistique par secteur si l'on considère que les événements où un anneau et un secteur sont touchés. La figure 5.4 présente la statistique par secteur en présence du faisceau de krypton en haut et en présence d'une source de calibration 3 α en bas. Les deux spectres présentent une gaussienne centrée sur les secteurs supérieurs du détecteur.

Le fait qu'un tel comportement se produise avec une source centrée et sous faisceau permet d'exclure une optique défectueuse du faisceau et indique un mauvais centrage vertical du détecteur de particules. Les paramètres de la gaussienne sont bien évidement différents pour les deux cas car la source de calibration émet de façon isotrope alors que la distribution initiale suit la loi Rutherford sous faisceau. La figure en source de calibration schématise la correction supplémentaire qu'il faut apporter aux secteurs supérieurs car ils ne sont pas couverts par les 2π de l'angle azimutal

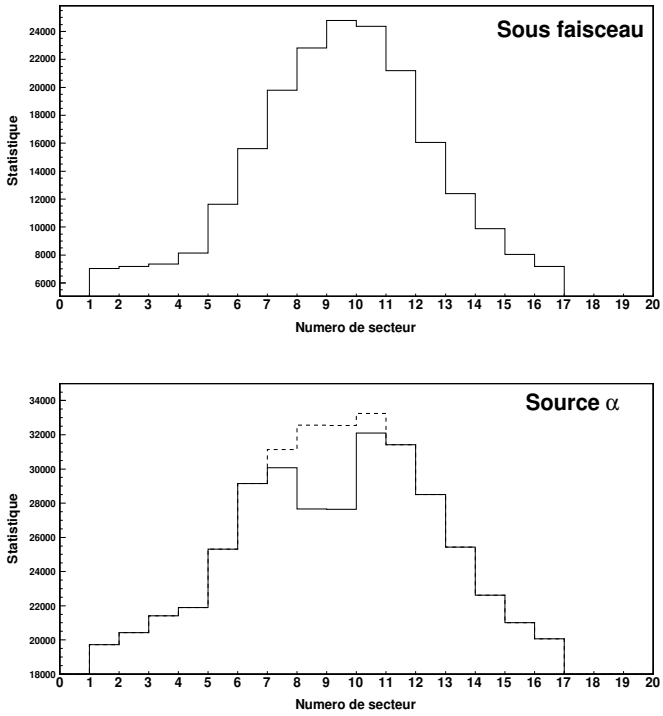

Figure 5.4 Statistique par secteur lorsqu'un secteur et un anneau ont détecté une particule de krypton sous faisceau (haut) ou en source trois alpha centrée au point cible (bas). Les secteurs 9 et 10 sont les deux secteurs supérieurs autour de zéro degré.

(Cf. fig. 5.6). En effet, afin d'acheminer toutes les voies électroniques, les quatres secteurs supérieurs sont tronqués des derniers anneaux. La correction géométrique que l'on doit apporter permet de corriger les statistiques et d'obtenir l'histogramme en pointillé.

L'impact du décentrage est également illustré sur la figure 5.5 qui représente la répartition spatiale des noyaux de krypton diffusés dans le détecteur silicium. Cette figure montre que le décentrage est essentiellement vertical. Les anneaux manquants dans les secteurs supérieurs sont également visibles ainsi que les anneaux 12 et 13 court-circuités. Ce décalage brise la symétrie cylindrique du système de détection et doit être pris en compte à chaque étape de l'analyse en particulier pour la correction Doppler et la section efficace différentielle de l'excitation Coulombienne. Nous avons donc choisi d'estimer ce décentrage par l'utilisation de simulations Monte-Carlo et par l'optimisation de la correction Doppler.

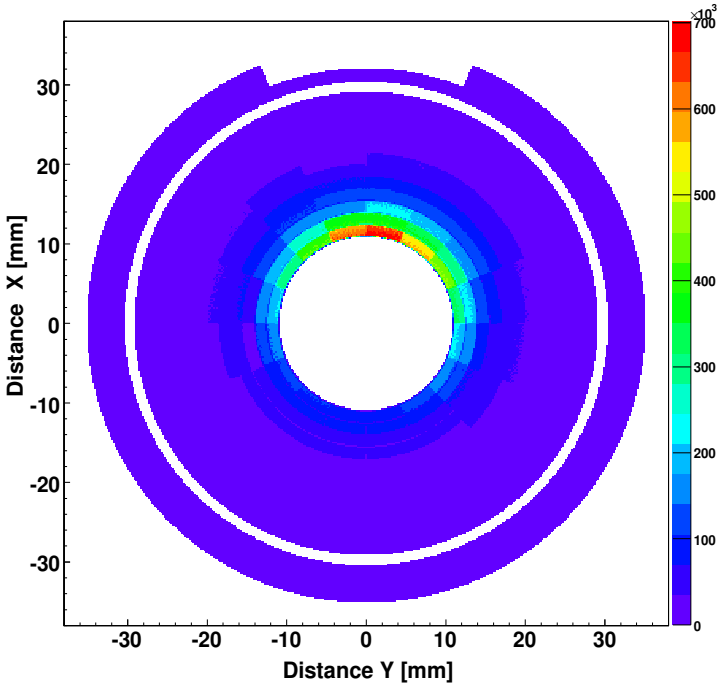

Figure 5.5 Surface représentant la distribution des impacts des noyaux diffusés sur le détecteur silicium.

Simulation Monte-carlo sur le décentrage

Plusieurs méthodes ont été utilisées pour estimer ce décalage. Nous avons commencé par écrire une première simulation Monte-Carlo extrêmement simple, générant des particules sans masse selon un angle d'émission suivant la distribution angulaire de Rutherford. La particule se propage dans le vide vers une surface segmentée représentant le détecteur silicium. La source de particules peut avoir une dispersion gaussienne selon le plan $(\vec{x}, \vec{y})$ (la particule se propage selon l'axe $\vec{z}$) et un décalage vertical ou horizontal par rapport au silicium. Les particules traversant le détecteur sont comptabilisées et la répartition azimutale est comparée à la répartition expérimentale pour différentes combinaisons de décalage et de dispersion de la source. La dispersion azimutale expérimentale sur le silicium est de 51 degrés environ sous faisceau lorsque les secteurs sont corrigés de la coupure géométrique (variance de la gaussienne obtenue à partir de la figure 5.4 convertie en angle azimutal). La figure 5.7 présente les résultats de la simulation qui reproduit au mieux les résultats

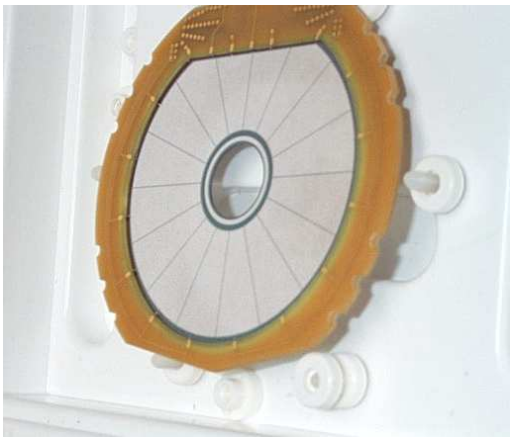

Figure 5.6 Photo du détecteur silicium où la coupure géométrique sur les secteurs supérieurs est visible.

expérimentaux avec un décalage vertical de 2.5 mm entre la source et le détecteur. La figure en haut à gauche présente la source de particules représentant le faisceau incident. Ce faisceau est caractérisé par une largeur $\sigma = 1$ mm (largeur typique des profileurs de faisceau) et un décalage de 2.5 mm. La figure à droite montre la carte d'impacts des particules diffusées. La figure en bas à gauche montre la statistique pour chaque secteur dont la dispersion est comparée à la valeur expérimentale. La dernière figure présente la couverture angulaire dans le laboratoire du détecteur de particules avec brisure de symétrie cylindrique. La précision sur ce décalage n'est pas très grande car la valeur expérimentale peut être altérée par l'efficacité individuelle de chaque voie de secteur.

Une autre simulation Monte-Carlo a été utilisée incluant la cinématique complète de la réaction ainsi que la perte d'énergie dans la cible. Cette simulation inclu une description plus précise du détecteur silicium avec les zones mortes présentes entre chaque pixel. Ce code a été développé à l'origine pour les expériences d'excitation Coulombienne auprès du détecteur MINIBALL au CERN et a été adapté à la géométrie de notre détecteur [59]. Cette simulation reproduit la dispersion angulaire azimutale à un degré près pour un décalage du détecteur silicium de 3 mm environ. La figure 5.8 présente la statistique simulée par secteur avec la présence des zones mortes. La figure 5.9 présente les autres résultats de la simulation avec le profil du faisceau incident ainsi que la carte des impacts sur le silicium. La distribution Rutherford normalisée expérimentale est également comparée à la simulation. Les points expérimentaux sont présentés avec leur erreurs statistiques et la barre

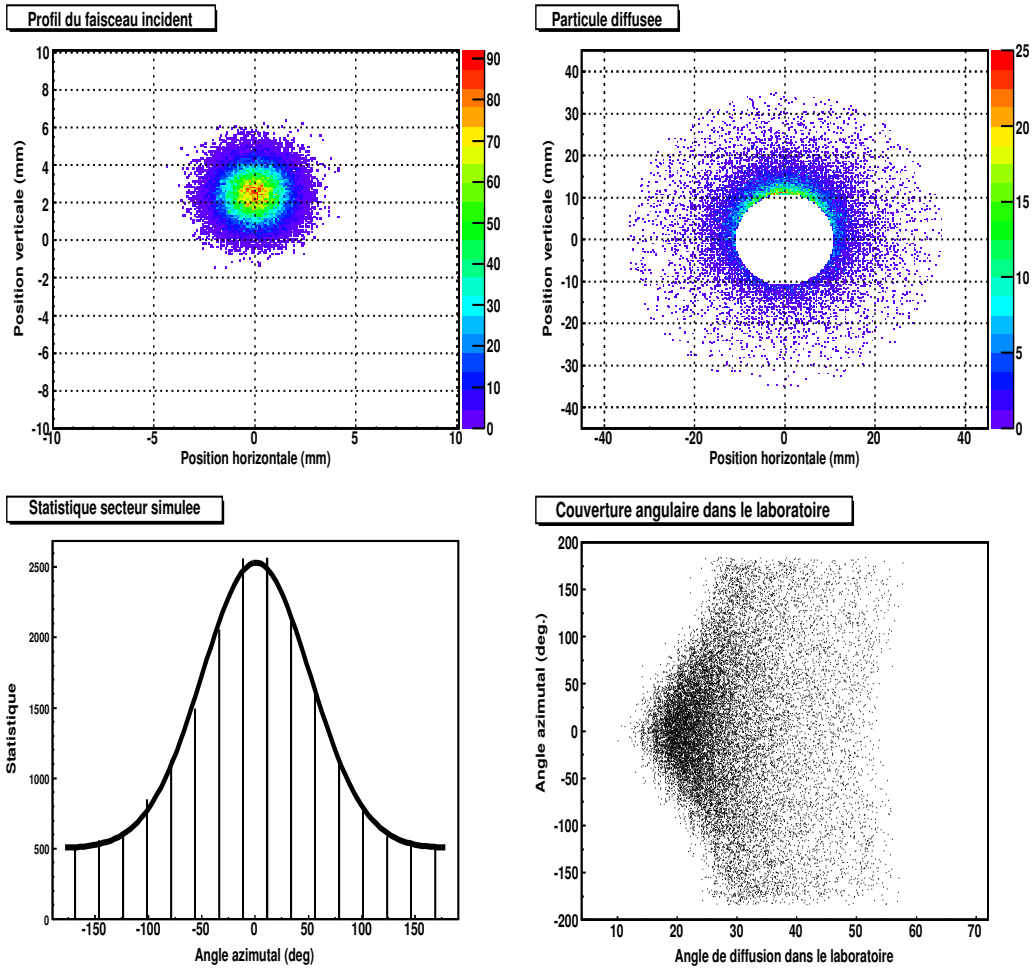

Figure 5.7 Simulation géométrique du dispositif. La surface en haut à gauche représente le profil du faisceau utilisé comme condition initiale. La figure en haut à droite représente la distribution des impacts des noyaux diffusés sur le détecteur silicium. Les figures du bas illustrent la distribution angulaire des noyaux diffusés.

en X mentionne la gamme d'intégration. La courbe rouge correspond à une source Rutherford centrée et ponctuelle alors que la courbe verte présente un élargissement gaussien du faisceau de 2 cm avec une dispersion σ=1 mm dans les deux directions. La similarité des deux courbes montre qu'au niveau des statistiques par pixel un élargissement du faisceau n'est pas visible. Celui-ci n'aura de conséquence que sur la correction Doppler en dégradant la résolution due à l'incertitude sur la position du noyau incident. Les courbes bleue et grise ajoutent un décalage en vertical de 4 et

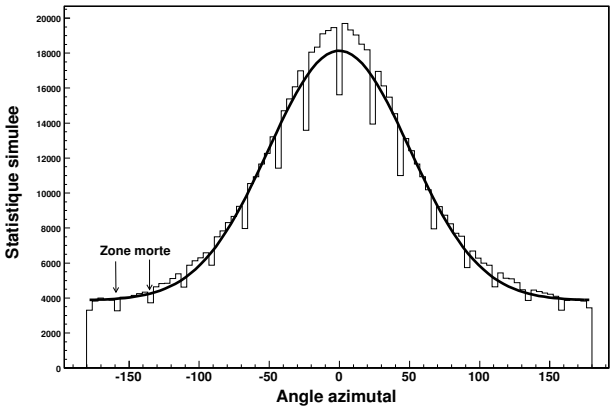

Figure 5.8 Statistique simulée selon l'angle azimutal utilisant la seconde simulation décrite dans le texte. La distribution est ajustée selon une gaussienne.

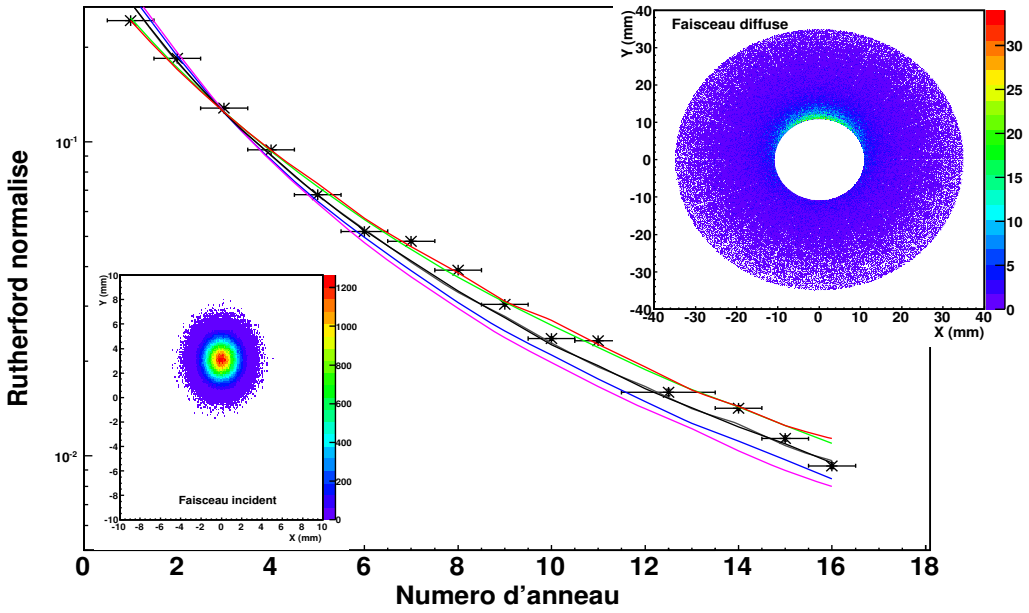

Figure 5.9 Section efficace Rutherford simulée normalisée en fonction de l'anneau touché pour différents profils du faisceau incident (voir texte). Les barres d'erreurs en x indiquent la gamme d'intégration utilisée.

3 mm respectivement du faisceau incident. Ces deux courbes excluent un décalage maximal de 4 mm et semblent confirmer le décalage vertical de 3 mm. La précision sur la diffusion angulaire est bien moins bonne que sur la distribution azimutale et n'apporte pas vraiment de valeur fiable. La courbe rose ajoute en plus un décalage horizontal de 2 mm semblant confirmer le décentrage purement vertical du détecteur.

Une troisième simulation basée sur le code MCNP a été utilisée [60]. Le code ne permet pas d'utiliser des noyaux comme particules incidentes et des photons sont envoyés dans des volumes creux. La limitation principale de MCNP est de ne pas avoir la possibilité de définir la loi Rutherford pour le générateur aléatoire. La solution adoptée est de définir un poids pour un intervalle en cosinus d'angle d'émission. Dans notre cas, la section efficace Rutherford intégrée sert de poid pour la distribution. La simulation est réalisée sur les 5 premiers anneaux du silicium pour éviter la coupure géométrique et, en raison de la pente de la loi Rutherford aux petits angles, l'influence d'un décentrage sera plus significative. Le rapport de statistique expérimental entre les deux secteurs du haut et les deux secteurs du bas pour les 5 premiers anneaux est de 4.7. La figure 5.10 présente le rapport entre les secteurs du haut et du bas calculé en fonction du décentrage vertical par MCNP. La valeur de 4.7 est obtenue pour un décalage compris entre 2.4 et 2.5 mm ce qui est compatible avec les résultats des simulations précédentes.

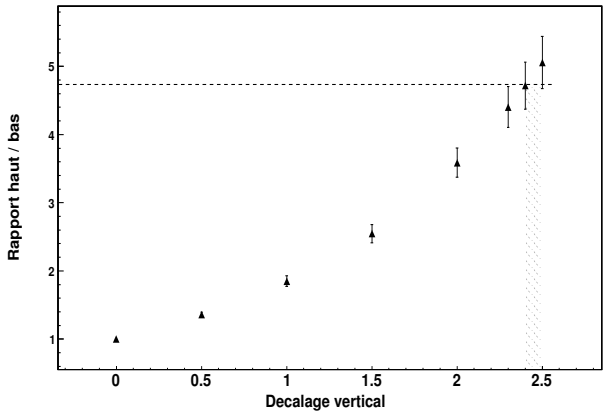

Figure 5.10 Rapport secteurs supérieurs/secteurs inférieurs simulé par MCNP sur les 5 premier anneaux du détecteur en fonction du décentrage de la source.

Une méthode itérative peut être également utilisée à partir des données expérimen-

tales seules. Elle consiste à recalculer les angles de diffusion et azimutal pour chaque pixel du détecteur silicium en tenant compte d'un décalage vertical et à les introduire dans le traitement des données. La statistique par angle azimutal calculé, normalisée par la section efficace Rutherford et la répartition géométrique, peut être construite. Le rapport des secteurs supérieurs et inférieurs est comparé et l'équilibre est obtenu pour une valeur comprise entre 3 et 4 mm. Enfin, la dernière possibilité consiste, à partir de la méthode itérative, de déterminer la résolution sur la transition la plus intense du spectre γ corrigée de l'effet Doppler en fonction du décalage vertical. Le décalage introduit un changement des angles et des vitesses en fonction du pixel touché par rapport au cas centré. La meilleure résolution est obtenue pour une distance de 4 mm environ.

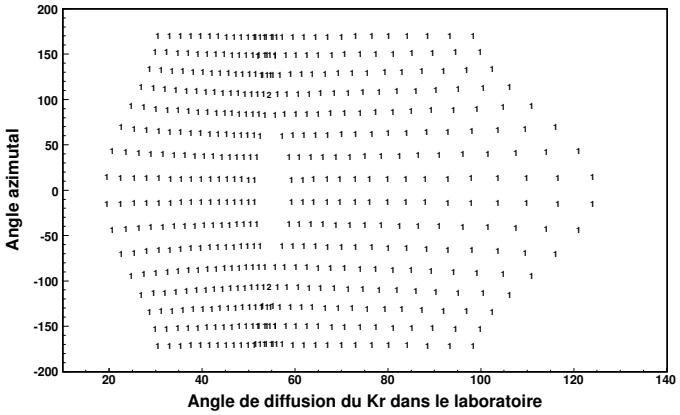

Figure 5.11 Couverture angulaire du détecteur silicium pour un décalage vertical de 3 mm.

Différentes options ont été utilisées pour estimer le décalage entre le centre du détecteur et l'axe du faisceau donnant des valeurs comprises entre 2.5 et 4 mm. Le meilleur recoupement entre la résolution après correction Doppler et les différentes simulations géométriques est un écart de 3.0 mm. Compte tenu des différences, il semble qu'une correction purement géométrique ne puisse pas reproduire parfaitement les observations expérimentales. Nous avons une erreur relativement large sur la valeur mais il ne faut pas oublier que plusieurs autres contraintes limitent la précision. Au titre des limitations, nous trouvons l'estimation de la contribution du faisceau direct qui ne semble pas présenter de systématique géométrique, l'efficacité intrinsèque du détecteur pour chaque segment qui n'est pas aisée à déterminer et

enfin, il ne faut pas oublier toutes les autres aberrations du faisceau comme sa largeur et son émittance qui peuvent ajouter une erreur à la mesure expérimentale. Compte tenu des faibles intensités de faisceau, une optique parfaite ne peut se faire au détriment de la statistique. Ces défauts d'optique sont particulièrement sensibles aux petits angles de diffusion car la distribution Rutherford varie rapidement pour les petites valeurs d'angle. D'autres erreurs systématiques ont été testées comme un déplacement de plus ou moins 3 mm entre la cible et le détecteur et une variation de 20 MeV sur l'énergie du faisceau. Ces modifications n'influent pas sur les statistiques ainsi que sur la correction Doppler. Finalement, la valeur définitive utilisée dans l'analyse est 3 mm en vertical.

L'origine mécanique de ce décalage vient du fait que la cible et le détecteur ne sont pas dans la même ligne de faisceau physique. La chambre à vide où se trouve le silicium est solidaire du spectromètre VAMOS et lors de la mise sous vide de la totalité de la ligne, une légère inclinaison entre les deux chambres a été observée. En raison de la géométrie très compacte du dispositif, l'influence de cette inclinaison est importante sur le système de détection. L'inclinaison entre les deux chambres ne crée pas un décalage purement vertical comme nous l'avons supposé dans les simulations, mais une reconstruction de la déformation du dispositif n'est pas aisée et la solution adoptée grâce aux simulations est le meilleur compromis. Les conséquences de cette brisure de symétrie sont multiples. Elle introduit une modification de la gamme en angle mesurée ainsi qu'une dépendance de la couverture azimutale en fonction de l'angle de diffusion du krypton lorsque celui-ci est détecté ou lorsque le plomb est détecté. Une telle relation $\phi(\theta)$ est illustrée sur la figure 5.11 où θ est l'angle de diffusion du krypton dans le laboratoire lorsque celui-ci est détecté (partie gauche) et lorsque le plomb est détecté (partie droite), alors que ϕ représente l'angle azimutal. Chaque caractère de la figure représente un pixel du détecteur silicium. On notera un recouvrement des cinématiques autour de 55 degrés, où plomb et krypton peuvent être détectés simultanément, ainsi qu'une zone morte pour les angles azimutaux compris entre -80 et +80 degrés. Cette dépendance $\phi(\theta)$ doit désormais être introduite partout où elle sera nécessaire comme dans la correction Doppler ou dans l'analyse de la section efficace.

5.1.3 Multiplicité silicium élevée

Un événement correct dans le détecteur de particules est la coïncidence entre un seul secteur et un seul anneau. Nous avons vu dans le paragraphe 4.2 que la position du

détecteur silicium à 25 mm de la cible entraînait aucun recouvrement de cinématique incluant la détection d'une unique particule par événement. Le pixel ainsi touché permet de déterminer l'angle de diffusion du krypton ainsi que son angle azimutal de façon unique pour la section efficace différentielle et la correction Doppler. L'analyse a néanmoins montré que les multiplicités plus élevées, dues entre autres au recouvrement des cinématiques à cause du décalage, permettaient de gagner un peu de statistique dans le spectre γ total.

1 secteur et 2 anneaux touchés

Durant l'expérience, deux anneaux se sont retrouvés court-circuités (12 et 13^{ieme}), ce qui nous oblige à créer un anneau plus grand. Les angles de l'anneau le plus intérieur ont été utilisés pour la correction Doppler car, selon la loi de diffusion Rutherford, plus probables. Ces deux anneaux ne sont pas les seuls à contribuer à ce type de multiplicité. Hormis ces deux anneaux, si deux anneaux sont touchés, ils sont dans 98% des cas voisins. En additionnant les deux énergies, les pics du plomb et du krypton peuvent être parfaitement reconstruits. On réalise une opération de reconstruction d'énergie par addition des signaux, communément appelée *add-back*, à l'instar des rayonnements γ comme cela est décrit dans le paragraphe consacré à l'analyse des détecteurs germanium.

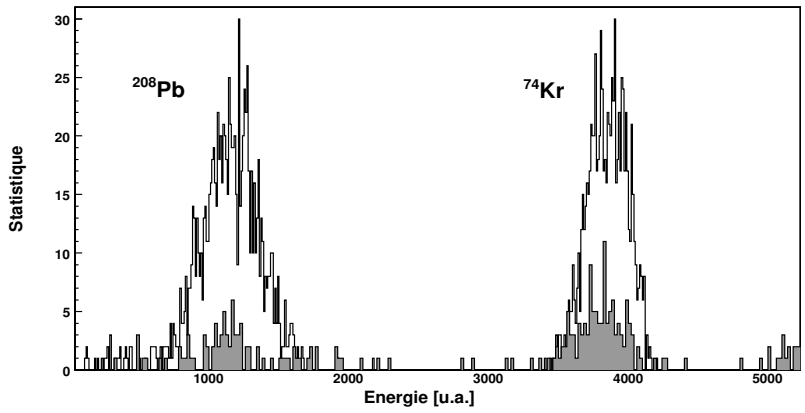

Figure 5.12 Le spectre plein correspond à la sommation de l'énergie de l'anneau avec celle de son voisin quand celui-ci est touché. Le spectre blanc correspond au signal du même anneau obtenu lorsque toute l'énergie est collectée dans une seule piste et montre que la reconstuction de l'énergie est correcte.

Le spectre plein de la figure 5.12 est construit en sommant l'énergie d'un anneau touché avec le signal non nul de l'anneau voisin. Le spectre en blanc correspond au spectre obtenu pour ce même anneau pour une multiplicité égale à 1 montrant que la reconstuction de l'énergie du krypton et du plomb est correcte. Lorsque deux anneaux voisins sont touchés, les spectres individuels (non montrés ici) sont caractérisés par une distribution plate, alors qu'en sommant les signaux, les pics du plomb et du krypton sont clairement visibles.

2 secteurs et 1 anneau touchés

Un traitement add-back comparable aux anneaux peut être réalisé lorsque les deux secteurs touchés sont voisins. Néanmoins, un autre type d'événement apparaît de façon non négligeable sur les trois anneaux les plus excentrés. En effet sur ces anneaux, deux secteurs sont touchés avec un angle azimutal relatif de 180 degrés. Comme nous l'avons vu, le détecteur silicium est décalé par rapport à l'axe du faisceau. On observe alors un recouvrement des cinématiques du plomb et du krypton au niveau des anneaux les plus externes. La conservation de l'impulsion transverse impose que les deux particules soient diffusées à 180 degrés l'une part rapport à l'autre dans le plan perpendiculaire au faisceau. L'empilement du signal plomb et krypton est alors enregistré sur l'anneau touché. Le traitement de cette multiplicité est donc double, soit en add-back soit en empilement des signaux.

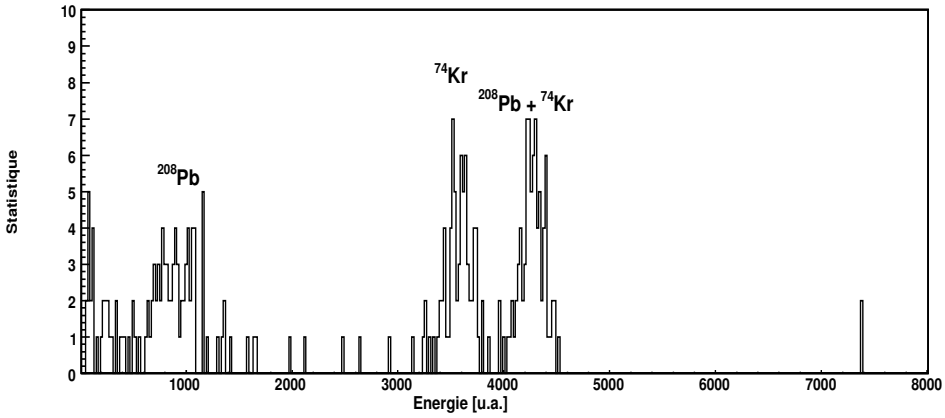

Figure 5.13 Empilement du signal sur un des anneaux extérieurs pour 2 secteurs opposés.

La figure 5.13 montre le spectre obtenu pour un anneau extérieur lorsque deux

secteurs opposés sont touchés avec le signal correspondant au plomb, celui du krypton et le somme correspondant à l'empilement des deux signaux.

2 secteurs et 2 anneaux touchés

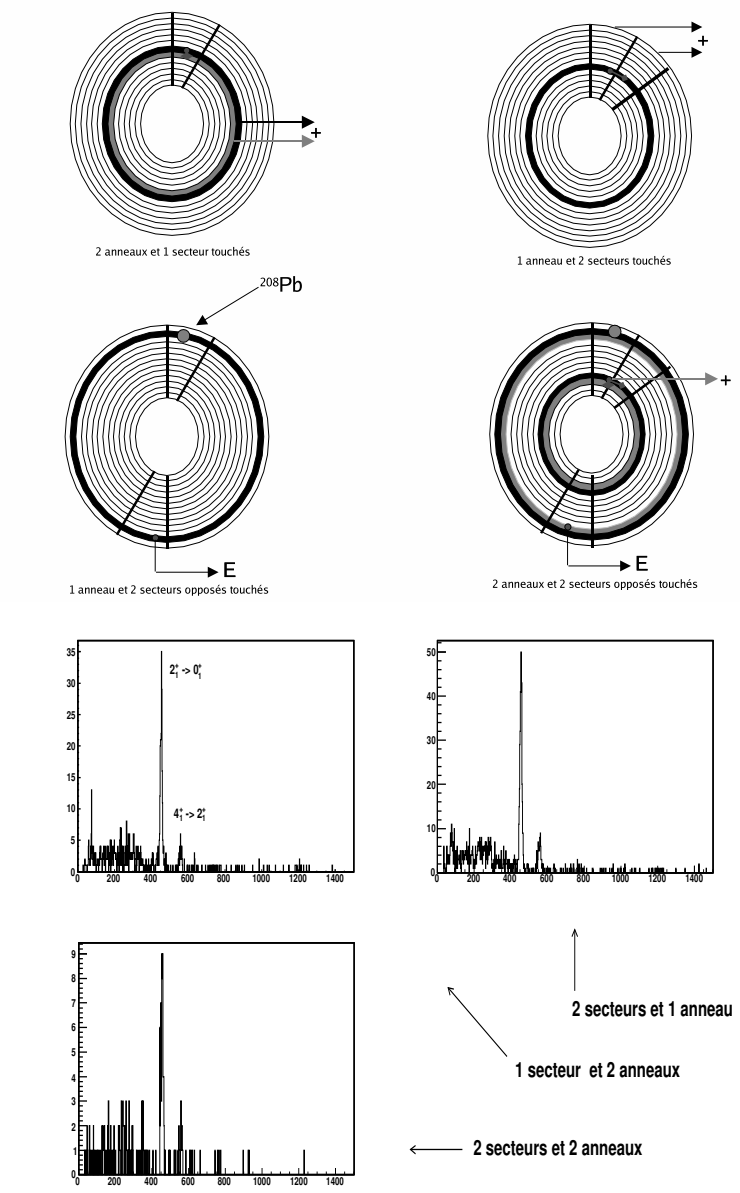

Figure 5.14 Traitement des multiplicités élevées. Les spectres en énergie γ correspondant à chaque traitement sont montrés.

La multiplicité silicium 4 est un mélange des deux précédentes. Pour les anneaux intérieurs, un traitement add-back est réalisé pour les secteurs et les anneaux. Sur les trois derniers anneaux, en raison du décalage, un empilement du signal avec la détection simultanée du plomb et du krypton sur deux anneaux voisins est traité. La figure 5.14 résume le traitement appliqué aux différentes multiplicités ainsi que les spectres γ obtenus dans chaque cas. Compte tenu de la faible statistique γ obtenue durant l'expérience, ce traitement sur le silicium se justifie car il permet d'accroître légèrement la statistique. De plus, il permet d'éviter une rejection de bons événements qui se traduirait dans l'analyse de l'excitation Coulombienne par un mauvaise estimation de la distribution $I_\gamma(\theta_p)$.

5.1.4 Efficacité du détecteur silicium

Les éléments de matrice de l'opérateur quadripolaire vont être déduits de l'intensité des rayonnements γ en fonction de l'angle de diffusion. La statistique accumulée ne permettra pas d'échantillonner les intensités dans des gammes en angle très fines et elle sera regroupée dans de larges gammes en angle de diffusion. De même, le résultat pourra être extrait des intensités γ relatives comme nous le verrons dans le chapitre suivant, si bien que l'efficacité relative du détecteur de particules n'a pas d'importance. Cependant, afin de vérifier qu'aucune variation brusque de l'efficacité n'a lieu au sein des regroupements d'angle, celle-ci doit être vérifiée pour chaque segment. La méthode la plus simple consiste à comparer la statistique de chaque anneau avec la distribution Rutherford théorique. Cette estimation devant se faire sans condition sur les rayonnements gamma pour ne pas introduire la section efficace d'excitation Coulombienne, les événements correspondant à la détection du krypton sont utilisés car les particules de plomb ne sont pas exploitables sans condition sur EXOGAM (fig. 5.1).

Nous avons vu que le détecteur silicium n'était pas centré par rapport à l'axe du faisceau et que la symétrie cylindrique n'était plus conservée. La conséquence directe pour l'estimation de l'efficacité est qu'un anneau donné ne correspond plus à un angle de diffusion constant. Cependant, on cherche à estimer l'efficacité physique de chaque piste de silicium ainsi que sa chaîne d'électronique. Dans notre cas, une efficacité à angle donné impliquerait un mélange des voies physiques et serait fortement dépendante de la description de la couverture angulaire (relation $\phi(\theta)$).

Une bonne estimation de l'efficacité individuelle des pistes est donnée en con-

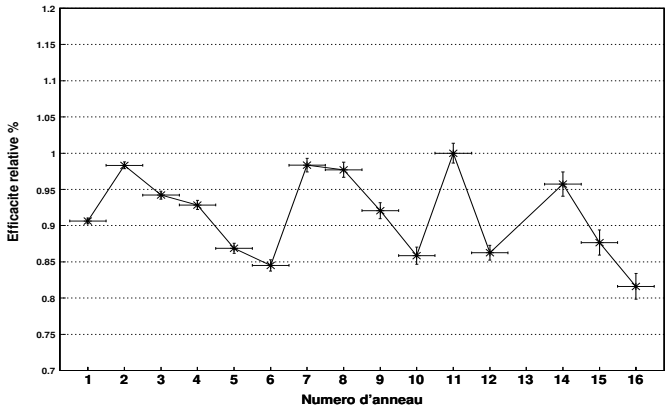

Figure 5.15 Efficacité relative par anneau du détecteur silicium.

sidérant le détecteur centré et en normalisant la statistique par anneau à la section efficace Rutherford intégrée sur sa couverture angulaire. La figure 5.15 présente un tel calcul où la barre en X mentionne la gamme en angle couverte par chaque anneau. Les efficacités sont normalisées de sorte que la valeur maximale vaille 1. En effet il n'est pas possible d'effectuer une normalisation absolue car le flux incident arrivant sur cible n'est pas mesuré. Cette courbe montre que les anneaux ont une efficacité à peu près constante à $\pm 10\%$ et qu'aucune variation brusque n'est visible. De même aucune large différence entre la courbe simulée (fig 5.9) et les données expérimentales n'est visible confirmant l'efficacité constante du détecteur. Le traitement des multiplicités silicium développé précédement est inclus dans le calcul ainsi que la soustraction du faisceau direct et la coupure géométrique sur les derniers anneaux des quatres secteurs supérieurs. On peut également trouver une efficacité constante lorsque l'on réalise un comptage par vrais angles de diffusion corrigé de la dépendance $\phi(\theta)$ avec des disparités plus élevées dues à la précision de la description qui doit être extrapolée.

5.2 Analyse des rayonnements γ

Nous allons détailler dans ce paragraphe l'analyse des rayonnements γ émis après l'excitation Coulombienne lors de la désexcitation du noyau de krypton. Les particularités de l'analyse sous faisceau radioactif sont décrites ainsi que les spécificités liées à EXOGAM.

5.2.1 Etalonnage des détecteurs germanium

Chaque cristal des clover est étalonné linéairement à l'aide d'une source de ^{152}Eu dont le spectre de décroissance couvre une large gamme en énergie depuis 121 keV jusqu'à 1408 keV incluant largement le spectre de désexcitation du ^{74}Kr. Sur les 44 cristaux présents sur la structure, 2 cristaux ont été désactivés durant l'analyse en raison d'une très mauvaise résolution pour l'un et d'un faux contact sur la segmentation électrique sur l'autre, entraînant l'apparition de pics secondaires. Les données utilisées proviennent de l'amplification sur une gamme de 6 MeV comme décrit dans le paragraphe 4.5 car le schéma de niveau du ^{74}Kr ne produit pas de rayonnement supérieur à 2 MeV dans notre expérience. La calibration ainsi que le calcul de l'efficacité des 11 clover sont réalisés grâce au logiciel développé par D.C Radford [61]. La calibration en énergie est optimisée pour la gamme en énergie correspondant au schéma de niveau du ^{74}Kr, c'est-à-dire entre 400 et 1400 keV.

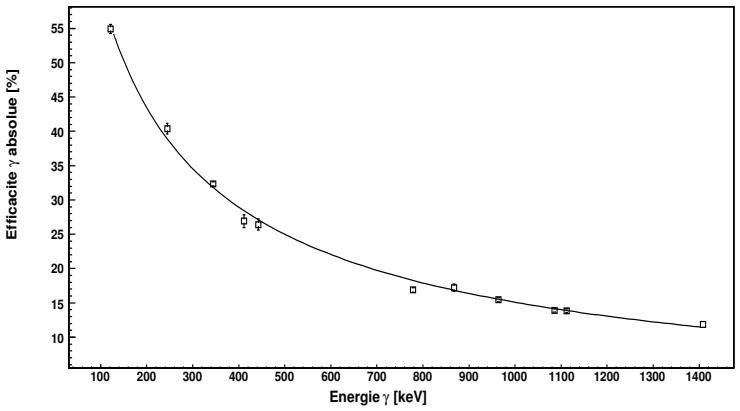

Figure 5.16 Efficacité absolue d'EXOGAM en fonction de l'énergie dans notre expérience.

L'efficacité absolue est estimée grâce à une source de ^{60}Co qui décroit à 99.8% sur l'état 4^+ du ^{60}Ni, qui se désexcite à son tour à 100% sur le 2^+ puis vers l'état fondamental. Les deux rayonnements γ à 1331 et 1174 keV sont donc émis en coïncidence. A partir de cette coïncidence, on peut estimer l'efficacité absolue des 11 clover de EXOGAM pour une énergie correspondant aux deux radiations :

$$N(1174\text{ keV}) = \frac{\epsilon(1174)P(^{60}\text{Co})}{1+\alpha(1174)} .$$

N désigne le nombre de rayonnement γ à 1174 keV détectés avec une efficacité $\epsilon(1174)$. Le coefficient de conversion est donné par $\alpha(1174)$ qui est très petit devant 1 à cette énergie pour le cobalt. $P(^{60}\text{Co})$ désigne l'activité de la source. De même, on peut définir une telle relation pour la transition à 1331 keV et le nombre d'événements où les deux rayonnements γ sont détectés en coïncidence est donné par la relation :

$$N(1174 + 1331 \text{ keV}) = \epsilon(1174)\epsilon(1331)P(^{60}\text{Co})$$

L'efficacité à l'énergie de 1174 keV est obtenue à partir de :

$$\frac{N(1174 + 1331)}{N(1331)} \simeq \epsilon(1174) \ .$$

Une relation équivalente est obtenue pour $\epsilon(1331)$. Cette méthode est indépendante de l'activité de la source qui peut être connue avec une grande incertitude. Afin de déterminer le nombre de coups correspondant à la détection en coïncidence des deux rayonnements, nous avons tracé le spectre obtenu en sommant toutes les énergies détectées par événement dans EXOGAM à la façon d'un calorimètre en présence d'une source de ^{60}Co. Le spectre 5.17 est obtenu aprés traitement de l'empilement du signal et de la diffusion Compton décrit dans les paragraphes suivants. Les deux transitions correspondant à la décroissance du ^{60}Co sont clairement visibles, ainsi que le pic somme à 2505 keV. La transition à 2614 keV correspond à la décroissance du ^{208}Bi (durée de vie $3.6.10^5$ ans) présent dans le blindage BGO.

L'efficacité relative en énergie est calculée en utilisant les logiciels de la suite RADWARE en faisant correspondre les intensités γ issues de la décroissance de ^{152}Eu mesurées et les intensités relatives parfaitement connues. L'ajustement des points expérimentaux est réalisé grâce à la fonction définie par D.C. Radford pour les hautes énergies. Cette fonction décrit l'efficacité au dessus de 102 keV comme indiqué dans la figure 5.16 :

$$Eff = e^{A+By+Cy^2} \text{ avec } y \ = \ ln(E_\gamma/1000) \ . \tag{5.1}$$

L'efficacité de notre dispositif expérimental est de 12% à 1.3 MeV. Cette valeur ainsi que l'efficacité relative obtenue permet de tracer la courbe 5.16 qui donne pour une large gamme en énergie l'efficacité absolue de détection de EXOGAM pour notre expérience. L'efficacité est mesurée après traitement *add-back* décrit dans le paragraphe 5.2.4. La courbe est ajustée selon la relation 5.1 et les paramètres de l'ajustement sont A= 2.714, B= -0.781 et C= -0.0773. On peut remarquer la très grande efficacité de EXOGAM aux basses énergies puisque nous obtenons près de 25% d'efficacité à 500 keV et plus de 40% à 200 keV.

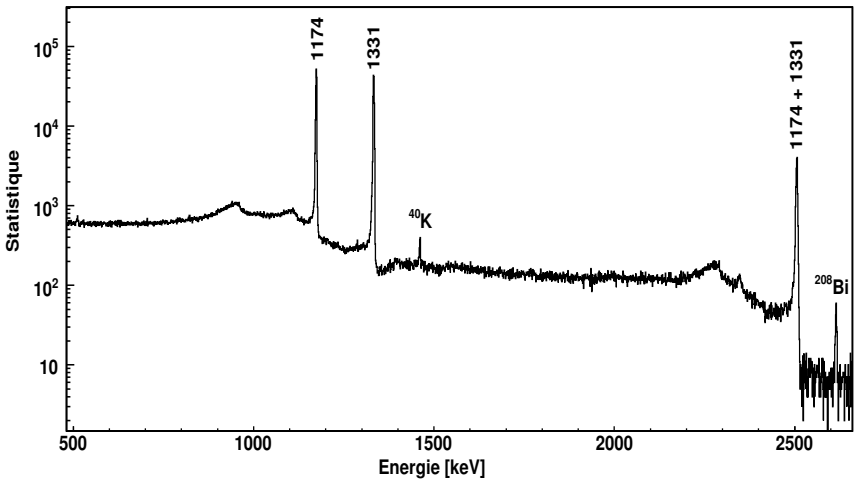

Figure 5.17 Somme de tous les événements clover en source de ^{60}Co.

5.2.2 Radioactivité ambiante

Dans le paragraphe 4.3, nous avons indiqué que les noyaux diffusés étaient implantés dans les 300 μm du détecteur silicium. La décroissance du ^{74}Kr produit un nombre important de rayonnements γ qui contribuent au bruit de fond détecté dans EXOGAM. Pour cela, il peut être nécessaire de les mesurer en l'abscence de faisceau afin de distinguer les transitions issues de la radioactivité ambiante des rayonnements issus de l'excitation Coulombienne. Deux mesures ont été réalisées : au début avant le passage du faisceau et à la fin de l'expérience. Les spectres correspondants sont présentés sur la figure 5.18 dans la gamme d'énergie du schéma de niveau du ^{74}Kr. Le spectre avant passage du faisceau est représenté en noir et plein alors que le spectre après passage est représenté en rouge. Le ^{74}Kr décroit par radioactivité β^+ sur le ^{74}Br avec un temps de vie de 11.5 minutes. La décroissance sur le brome se fait soit sur l'état fondamental soit sur un état isomérique de 46 minutes. Les deux états décroissent ensuite sur le ^{74}Se stable. La comparaison des deux spectres montre une transition non visible avant le faisceau à 634.3 keV correspondant à la décroissance depuis les états isomérique et fondamental du brome sur l'état 2_1^+ à 634.3 keV du ^{74}Se. Aucune transition correspondant aux états excités du brome n'est visible car l'enregistrement a commencé après un temps supérieur à la durée de vie du ^{74}Kr. On peut donc supposer que la majorité des transitions à 634.3 keV proviennent du peuplement du sélénium par la décroissance de l'isomère du brome. La transition à

511 keV provient de l'annihilation d'une paire électron-positron en 2 photons de 511 keV et représente, avec la radioactivité du ^{40}K (E_γ=1460 keV), les deux plus fortes transitions.

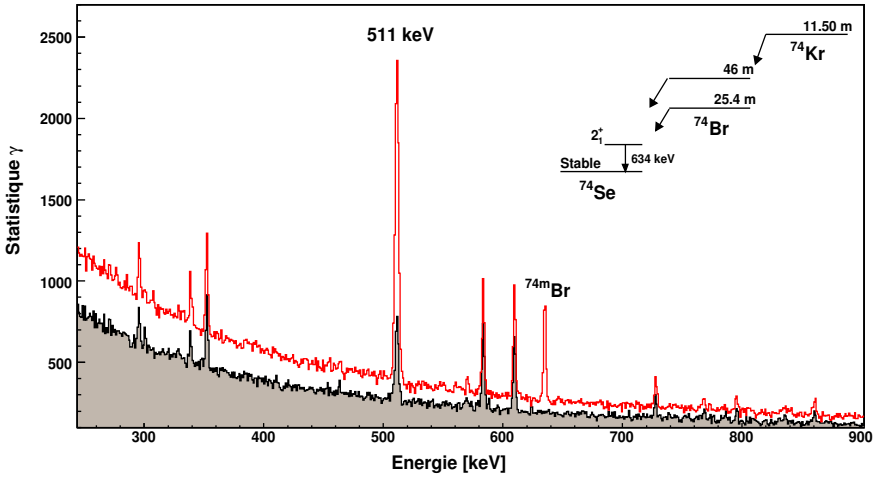

Figure 5.18 Spectre de radioactivité lorsque EXOGAM seul déclenchement de l'enregistrement des données.

5.2.3 Traitement de l'empilement du signal et de la diffusion Compton

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à deux aspects importants de l'analyse de rayonnements γ utilisant des détecteurs germanium et en particulier des clover. Dans un premier temps, nous traiterons les événements où un effet d'empilement, *pile-up*, sur le cristal de germanium a été détecté, puis nous nous intéresserons au traitement de la diffusion Compton qui contribue largement au fond γ. Dans le paragraphe 4.5, nous avions indiqué que le codage des détecteurs germanium où un empilement avait été détecté, étaient marqués par un bit pile-up sur la voie correspondante au cristal touché. Tous ces événements sont rejetés lors de l'analyse.

Lorsque qu'un photon intéragit avec le cristal de germanium, l'absorption de son énergie peut se faire par trois mécanismes : soit par création d'une paire e^+e^-, soit par un effet photoélectrique et dans ce cas toute son énergie est transferée à un

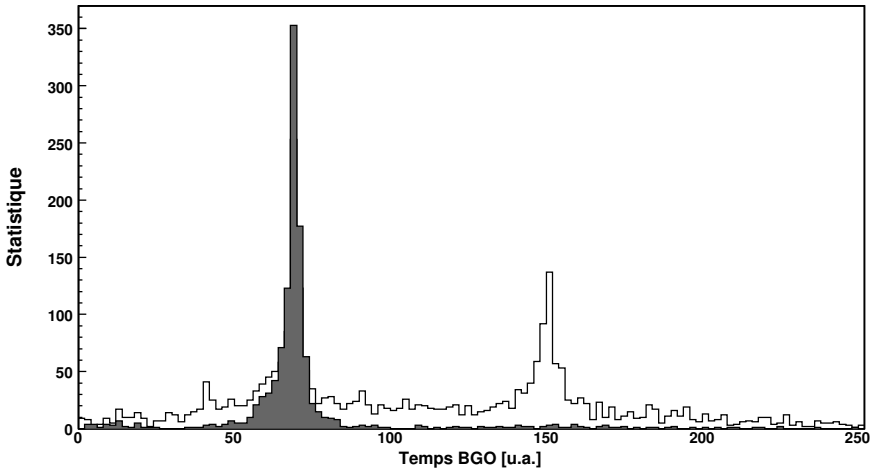

Figure 5.19 Spectre temps des BGO : le spectre plein est contruit lorsque le bit anti-Compton est codé alors que le vide est construit sans condition: le bit Compton n'est pas codé pour le pic au canal 150.

électron du cristal ou enfin, par diffusion Compton. La probabilité de cette diffusion inélastique entre un électron du cristal et le photon incident devient prépondérante lorsque l'on dépasse 150 keV. Lors de cette collision, une partie de l'énergie du photon est absorbée par l'électron et aprés une ou plusieurs diffusions, le photon est totalement absorbé par effet photoélectrique. La charge totale récoltée correspond à l'énergie initiale du photon. Cependant les détecteurs germanium n'ont pas une dimension infinie si bien qu'après une ou plusieurs diffusions Compton, le photon peut sortir du cristal et l'énergie récoltée ne correspond pas à l'énergie initiale contribuant ainsi au bruit de fond. Dans le cas où le photon s'échappe du cristal plusieurs scénarios sont possibles. Le photon peut être détecté dans le cristal voisin du même clover, alors les énergies sont sommées (traitement dit add-back). Le deuxième scénario est la détection du photon diffusé dans les enceintes BGO entourant le clover. Ce blindage de germanate de bismuth a une efficacité d'absorption élevée mais une mauvaise résolution en énergie qui ne permet pas de reconstruire le signal. Dans notre cas, la voie correspondante au cristal est marquée par un bit anti-Compton lorsqu'il y a une coïncidence entre le signal temps du cristal et le signal temps du BGO (cf. fig. 5.20). L'énergie totale du BGO entourant le clover est également enregistrée. Le dernier cas correspond à une non détection du photon diffusé et dans ce cas il contribue au fond Compton du spectre final.

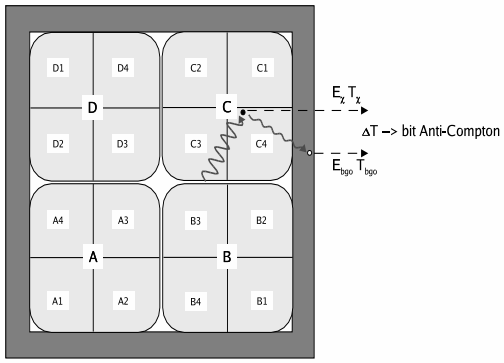

Figure 5.20 Evénement Compton avec coïncidence entre un cristal et l'enceinte BGO.

L'analyse a montré quelques problèmes avec le traitement du bit anti-Compton. Ce marquage s'est avéré déficient lors de son codage. En effet un signal énergie enregistré sur l'enceinte anti-Compton n'entraînait pas systématiquement un codage du bit bien qu'un signal soit mesuré dans le cristal générant les signaux temps nécessaire à la coïncidence. Cette erreur apparait dans 50% des événements où l'énergie a été mesurée dans le BGO ou le CsI, et peut être expliquée grâce au spectre représenté sur la figure 5.19. Ce spectre correspond à la différence en temps entre un cristal et son enceinte anti-Compton correspondante lorsque du signal est mesuré dans celui-ci. Le spectre vide est construit sans condition sur le codage du bit-Compton alors que le spectre plein est incrémenté lorsque celui-ci est codé. Ce spectre montre que la fenêtre en temps utilisée pour la coïncidence entre le cristal et le blindage est trop courte et que les événements correspondants aux grandes valeurs ADC ne sont pas prises en compte. La réponse temporelle de l'enceinte anti-Compton lente ou rapide peut provenir de la nature différente du blindage puisque du BGO a été utilisé autour du cryostat, alors que du CsI a été utilisé à l'arrière du cristal. L'analyse a montré que la réjection des événements Compton doit se faire sur l'énergie détectée dans l'enceinte BGO plutôt que par le bit anti-Compton. Il faut également remarquer que les quatres petits clover étaient dépourvus de blindage.

La figure 5.21 montre le traitement du spectre en énergie γ de EXOGAM, en présence d'une source de ^{60}Co avec le spectre brut et le spectre traité par le bit pile-up et un veto sur l'énergie de l'enceinte anti-Compton (spectre plein). Le spectre traité est caractérisé par une réduction du bruit de fond à basse énergie ainsi que la suppression des transitions à 813 et 914 keV. Sans traitement, le rapport pic sur

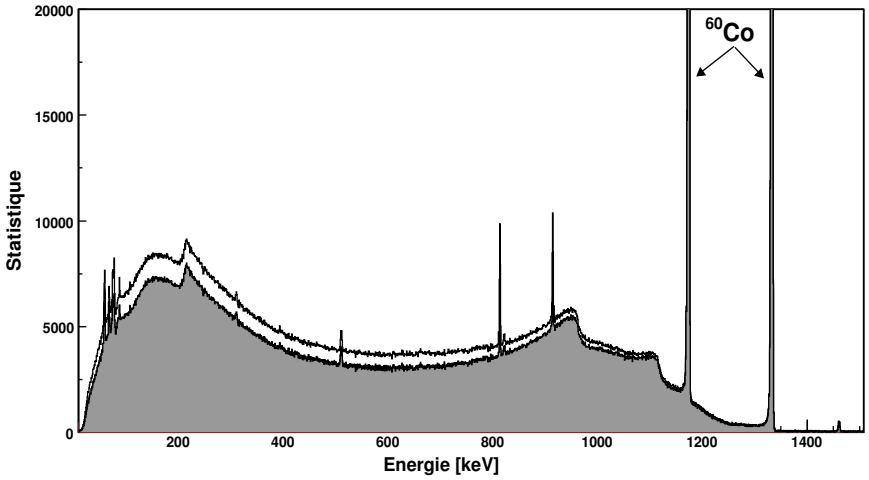

Figure 5.21 Spectre énergie en source de ^{60}Co avec traitement par bit-pileup, bit-anti-Compton et énergie BGO.

total est de 13.8% alors qu'il est de 15% et 16% en considérant respectivement le bit pile-up avec: soit le bit anti-Compton, soit l'énergie dans l'enceinte anti-Compton. Cette valeur est bien en dessous des valeurs espérées et un traitement par add-back est indispensable.

5.2.4 Reconstruction des événements de diffusion Compton

Le traitement par add-back est réalisé lorsque le photon diffusé par effet Compton est détecté dans le cristal voisin au sein du même clover et qu'aucune énergie n'a été détectée dans le système anti-Compton. Dans ce cas, l'énergie initiale est reconstruite en sommant l'énergie des cristaux touchés et cela tend à diminuer fortement le bruit de fond à basse énergie. Le traitement de l'add-back doit suivre un traitement des multiplicités γ pour ne pas additionner les énergies non corrélées par diffusion Compton.

La partie gauche de la figure 5.22 présente le nombre de cristaux touchés par clover et par événement dans le cas d'une acquisition sous faisceau avec une coïncidence entre une particule et au moins un signal germanium. Comme la condition que l'énergie du BGO soit nulle est imposée, les événements de multiplicité 1 correspondent à l'absorption totale du photon par effet photoélectrique dans le cristal

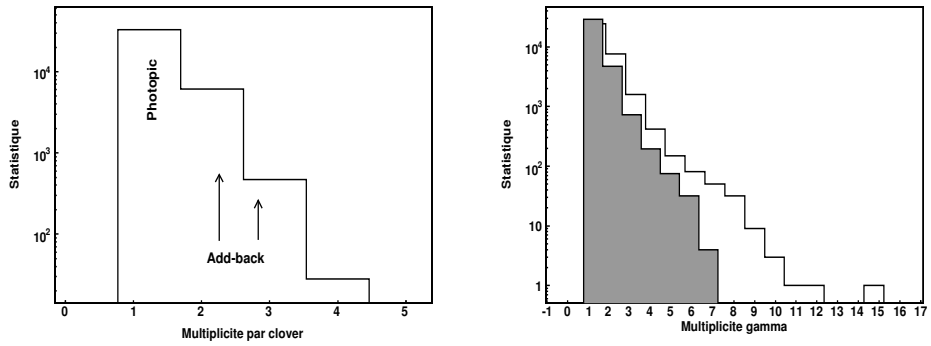

Figure 5.22 Multiplicité γ par événement d'excitation Coulombienne dans les 11 clover de EXOGAM. La figure de gauche montre la multiplicité cristal par clover et par événement. La figure de droite montre la multiplicité totale clover (spectre plein) et cristal par événement.

touché. Compte tenu des relatives basses énergies que nous mesurons, cette multiplicité représente 83% des événements. La multiplicité 2 correspond à deux cristaux touchés dans le même clover lorsqu'aucune énergie BGO n'est mesurée. La partie droite de la figure 5.22 représente le nombre de clover (histogramme plein) et le nombre de cristaux touchés par événement et correspond donc à la mesure de la multiplicité γ totale. Ces histogrammes montrent que la multiplicité 1 correspond à 83% des événements lorsque l'on comptabilise les clover et 71% pour la multiplicité cristal. La multiplicité γ étant donc faible, la probabibilité d'avoir deux photons distincts incidents sur le même clover est extrêmement faible. C'est pourquoi les 15.4% d'événements où deux cristaux sont touchés par clover et par événement, correspondent avec une plus grande probabilité à une diffusion Compton qu'à deux photons distincts. Elle explique la différence de multiplicité γ lorsque l'on regarde les clover ou les cristaux. Enfin les multiplicités 3 représentent 1% des événements et une étude du spectre impliquant ces multiplicités doit être faite avant de le rejeter ou non comme événement de diffusion Compton.

Lorsque deux cristaux sont touchés l'énergie du photon incident est reconstruite en sommant les signaux individuels. Dans la figure 5.23, l'énergie totale après une diffusion Compton est reconstruite par exemple par $E_\gamma = E_A + E_B$. Le spectre de multiplicité 3 peut correspondre dans le schéma de la figure 5.23 à la somme des signaux des cristaux A,B et D. Les multiplicités 4 représentant 0.07% des événements

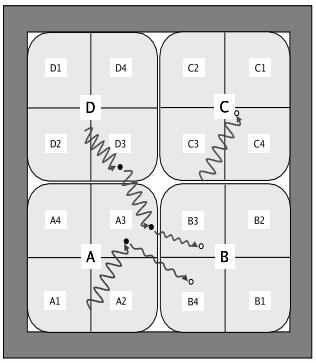

Figure 5.23 Exemple de diffusions Compton et reconstruction de l'énergie initiale.

ne sont pas considérés ici car la probabilité d'additionner deux rayonnements γ distincts devient trop importante. Dans le but d'estimer quantitativement le gain en pic sur total, le spectre 5.24 est créé en présence d'une source de ^{60}Co. Le spectre non rempli est conditionné sur le bit d'empilement et l'énergie BGO, comme décrit dans le paragraphe 5.2.3. Dans le spectre plein, la reconstruction par add-back a été ajoutée et une très nette diminution du fond Compton est observée, augmentant le rapport pic sur total de 16% à 25%. Une valeur supérieure peut être atteinte avec une configuration n'utilisant que des clover EXOGAM avec leur blindage complet, sans la présence des petits clover dépourvus d'anti-Compton. Il faut noter que les calculs d'efficacité expérimentale décrits dans le paragraphe 5.2.1 contiennent le traitement qui vient d'être détaillé dans ce paragraphe.

La reconstruction des énergies après diffusion Compton peut s'avérer extrêmement importante dans le cadre des expériences utilisant des faisceaux radioactifs. En effet, compte tenu de la faible intensité du faisceau délivré, une faible statistique γ est attendue et la rejection des événements doit être optimum. La figure 5.25 présente les spectres sommés au sein d'un seul clover en fonction de sa multiplicité cristal lors d'un événement d'excitation Coulombienne du ^{74}Kr. Les trois principales transitions à 445.8, 558.1 et 768.1 keV sont visibles. Le spectre de multiplicitée 1 correspond à une absorption totale dans le premier cristal touché et est caractérisé par une grande statistique mais un large bruit de fond Compton bien que la condition $E_{BGO} = 0$ soit respectée. Ce fond Compton correspond donc à des photons diffusés qui n'ont pas intéragi avec l'enceinte anti-Compton. Ce type d'événements est soit une

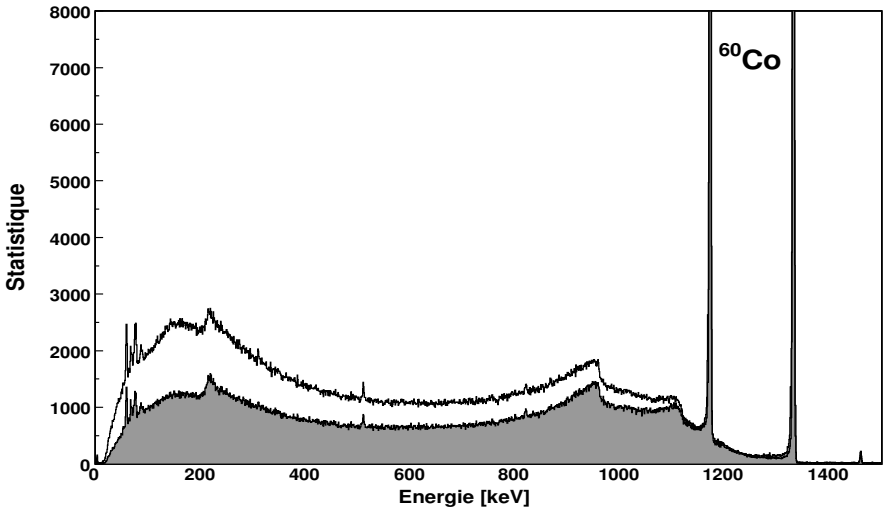

Figure 5.24 Spectre énergie en source de ^{60}Co avec traitement par bit empilement, veto sur l'énergie BGO et traitement add-back.

rétro-diffusion ($\theta_{gamma} \simeq$180 deg.) soit une diffusion là où les BGO sont absents car rappellons-le, dans la configuration A, l'enceinte n'est pas complète et les 4 petits clover en sont dépourvus (voir figure 4.7).

Le spectre γ de multiplicité 2 de la figure 5.25 montre clairement les trois transitions citées précédemment permettant d'ajouter de la statistique au spectre total. On peut remarquer la nette diminution du fond Compton car le photon diffusé ne s'est pas échappé du clover sans intéragir avec les BGO contrairement aux photons du premier cas. Le spectre de multiplicité 3 présente également les trois transitions avec une très faible statistique et sans fond Compton. A la vue de ce spectre, cette multiplicité doit être prise en compte dans le spectre final. Sous faisceau, le gain de statistique correspondant à la décroissance du 2_1^+ est de 25%, valeur non négligeable compte tenue de la statistique totale.

5.2.5 Traitement de l'effet Doppler

Les rayonnements γ de désexcitation sont émis en vol par le krypton avec une vitesse proche de 10% de la vitesse de la lumière et l'énergie mesurée est donc décalée de

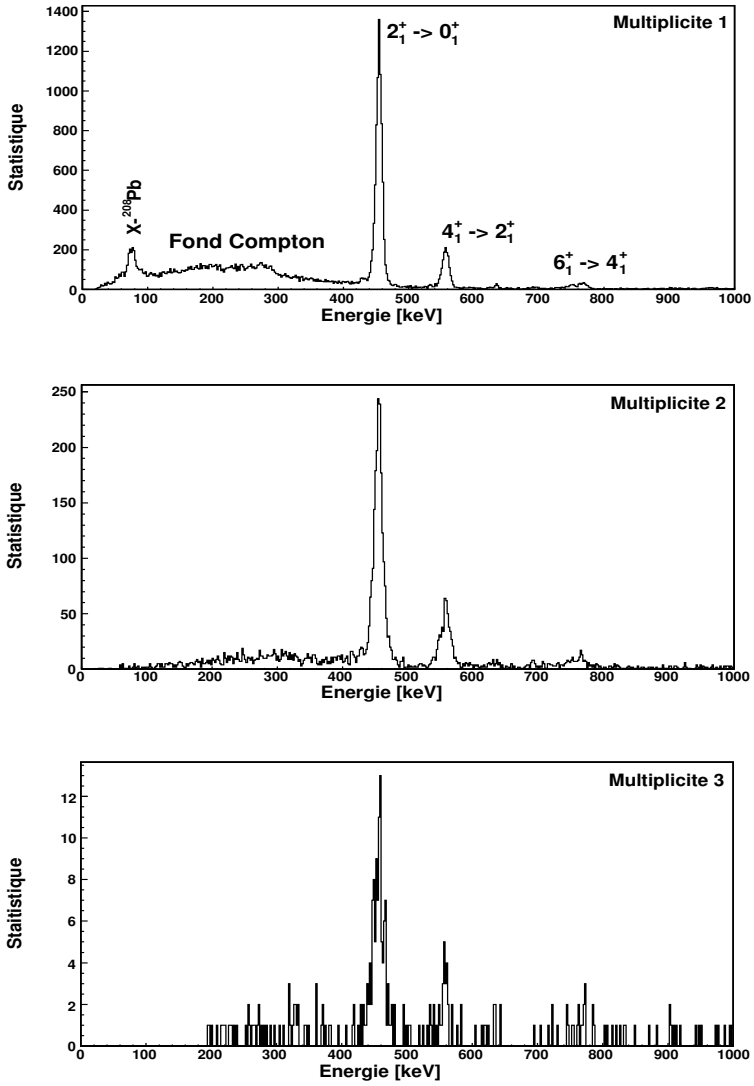

Figure 5.25 Sommation des énergies cristal en fonction de la multiplicité par clover lors d'événements d'excitation Coulombienne. La sommation des énergies individuelles permet de reconstruire l'énergie du photon incident.

l'effet Doppler. L'énergie mesurée est reliée à l'énergie dans le référentiel du noyau de krypton par l'approximation non relativiste suivante :

$$E_{mesurée} = E_0(1 + \beta_{Kr} cos\psi) \ . \tag{5.2}$$

Le spectre d'excitation Coulombienne construit en coïncidence avec une particule diffusée (Kr ou Pb) et sans correction de l'effet Doppler est présenté dans la figure 5.26. Les trois premières transitions de la bande rotationnelle fondamentale sont distinguables alors que les transitions à plus haute énergie se confondent avec le bruit de fond. Les rayons X du plomb sont également visibles autour de 80 keV. Grâce à la condition de coïncidence entre une particule et au moins un rayonnement γ, le bruit de fond relatif à la radioactivité est totalement éliminé.

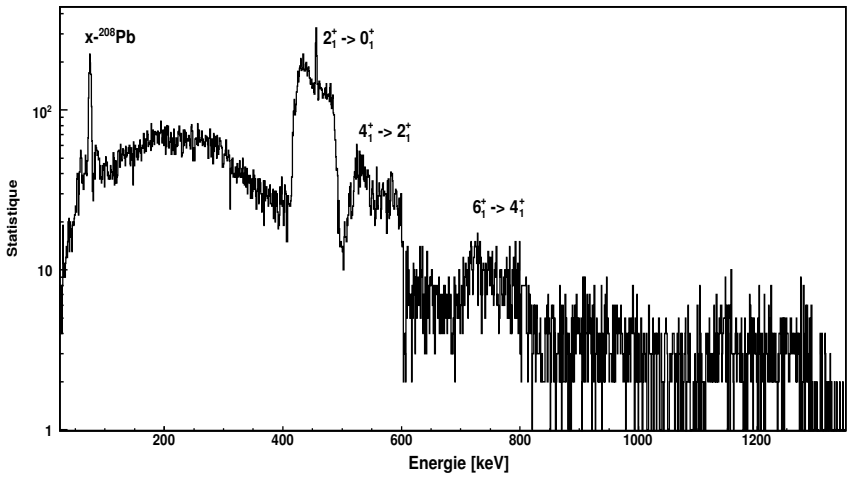

Figure 5.26 Spectre de désexcitation du ^{74}Kr après excitation Coulombienne sur une cible de ^{208}Pb sans correction de l'effet Doppler.

Un pic extrêmement fin à l'énergie du 2^+ surmonte la bosse correspondant à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ élargie par l'effet Doppler. Cette transition ne correspond à aucune transition d'un contaminant ou d'un éventuel bruit de fond. Ce rayonnement correspondant à la décroissance du 2_1^+ avec la résolution intrinsèque du germanium est donc émis sans aucun doute par le ^{74}Kr à l'arrêt après implantation. De plus, l'intensité de ce pic, par rapport au reste de la bosse, augmente avec l'angle de diffusion. Compte tenu de la distance entre la cible et le silicium, avec une vitesse β = 10%, le krypton s'implante au bout de 0.8 ns dans le détecteur de particules. Ce temps de vol est bien supérieur au temps de vie du 2^+ qui est de l'ordre de 30 ps. Cette transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ arrêtée est alimentée par l'état 0_2^+ isomèrique (τ=18.85 ns et premier état au dessus du 2_1^+ [28]) après implantation, lui même peuplé par l'état 2_2^+ qui est peuplé par excitation Coulombienne (voir schéma de niveaux fig.1.12).

Cette hypothèse est étayée par le fait que la probabilité d'excitation des états 0_2^+ et 2_2^+ augmente avec l'angle de diffusion comme l'intensité du pic. Comme l'état est fortement peuplé lorsque le krypton est diffusé à grands angles, cela signifie que le noyau peut s'implanter sur les parois de la chambre à vide avant la décroissance de l'isomère. Les hypothèses d'une excitation du krypton par le silicium du détecteur ainsi que des angles cos(ψ)=90 degrés ont été exclues car leurs contributions ne sont pas assez impotantes pour expliquer l'intensité et la finesse du pic. La correction Doppler de cette transition arrêtée donne deux transitions à 430 et 480 keV dont l'intensité est inférieure à l'erreur estimée pour l'ajustement de la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ émise en vol.

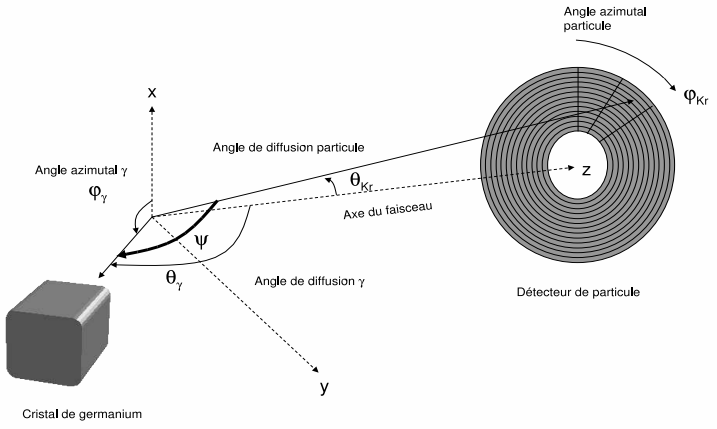

Figure 5.27 Convention des angles de diffusion pour le calcul de l'angle relatif entre le krypton et le photon émis.

La relation 5.2 fait intervenir les grandeurs β_{Kr} et cosψ qui doivent être estimées événement par événement pour appliquer la correction de l'effet Doppler. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.2, la vitesse du krypton diffusé dépend de son angle de diffusion. Nous avons donc calculé pour chaque angle de diffusion déterminé par un pixel du détecteur silicium, la valeur $\beta_{Kr}(\phi_{Kr}, \theta_{Kr})$. Afin de se rapprocher le plus possible de la réalité, l'énergie en sortie de cible (épaisseur de cible = 1mg.cm^{-2}) a été appliquée à la cinématique. Lorsque le krypton est détecté dans le silicium, l'angle utilisé est l'angle mesuré, et lorsque le plomb est détecté, la cinématique du krypton peut être reconstruite par les relations classiques de la mécanique du

point. L'angle cosψ est l'angle relatif entre le krypton diffusé et le γ émis et doit être déterminé à partir des angles θ_{Kr}, θ_γ, ϕ_{Kr} et ϕ_γ décrits dans la figure 5.27. Dans la convention décrite dans ce schéma, θ désigne l'angle de diffusion par rapport à l'axe du faisceau et ϕ mesure l'angle azimutal entre le plan (O,$\vec{z}$,$\vec{P_{Kr,\gamma}}$) et (0,$\vec{z}$,$\vec{x}$). Les coordonnées des vecteurs $\vec{P_{Kr}}$ et $\vec{P_\gamma}$, représentant respectivement l'impulsion du krypton diffusé et le photon émis, peuvent s'écrire :

$$\vec{P_{Kr}} = \|\vec{P_{Kr}}\| \begin{pmatrix} sin\theta_{Kr}cos\phi_{Kr} \\ sin\theta_{Kr}sin\phi_{Kr} \\ cos\theta_{Kr} \end{pmatrix} , \tag{5.3}$$

et

$$\vec{P_\gamma} = \|\vec{P_\gamma}\| \begin{pmatrix} sin\theta_\gamma cos\phi_\gamma \\ sin\theta_\gamma sin\phi_\gamma \\ cos\theta_\gamma \end{pmatrix} . \tag{5.4}$$

Le produit scalaire entre ces deux vecteurs s'écrit:

$$\vec{P_{Kr}}.\vec{P_\gamma} = \|\vec{P_{Kr}}\|\|\vec{P_\gamma}\|cos(\vec{P_{Kr}}, \vec{P_\gamma}) . \tag{5.5}$$

On peut alors déduire l'expression du $cos(\vec{OP}, \vec{OG}) = cos(\psi)$ utile pour le calcul de la correction Doppler :

$$\begin{aligned} cos(\psi) = \quad & sin\theta_{Kr}cos\phi_{Kr}sin\theta_\gamma cos\phi_\gamma + sin\theta_{Kr}sin\phi_{Kr}sin\theta_\gamma sin\phi_\gamma + \\ & cos\theta_{Kr}cos\theta_\gamma . \end{aligned} \tag{5.6}$$

Lorsque plusieurs cristaux sont touchés au sein d'un même clover et que l'on somme les énergies obtenues dans le cadre d'un traitement par add-back, l'angle utilisé est celui du cristal ayant mesuré le plus d'énergie. Une bonne hypothèse est de considérer que la première interaction correspond au cristal où la plus grande énergie a été déposée. Dans le paragraphe 5.1, nous avons montré que le détecteur de particules n'était pas centré autour de l'axe du faisceau. Ce décentrage du détecteur implique une brisure de la symétrie cylindrique de la détection et un couple (β_{Kr},θ_{Kr},ϕ_{Kr}) doit être défini pour chaque pixel du détecteur silicium en incluant le décalage de 3 mm entre l'axe du faisceau et le détecteur.

Le spectre après correction Doppler est présenté dans la figure 5.28. Il montre de nombreuses transitions, correspondant à la désexcitation de la bande rotationnelle fondamentale peuplée jusqu'à l'état 8_1^+ marquées en bleu, ainsi que de nombreux

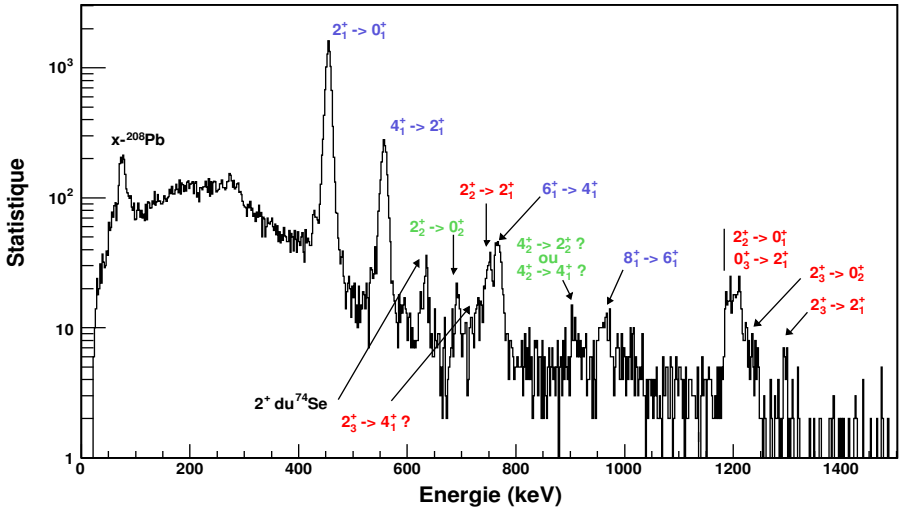

Figure 5.28 Spectre de désexcitation du ^{74}Kr après excitation Coulombienne sur une cible de ^{208}Pb avec correction de l'effet Doppler.

états non-yrast. Les transitions correspondant à la décroissance de la bande excitée sont marquées en vert alors que les interbandes sont indiquées en rouge. Des commentaires plus précis sur ce spectre seront donnés dans le chapitre 6. Alors que le spectre non corrigé de l'effet Doppler montrait trois transitions, le spectre corrigé présente onze transitions. Les deux transitions correspondant à la décroissance depuis l'isomère à 430 et 480 keV sont visibles à la base de la transition à 455 keV.

La démarche réalisée pour le traitement des informations liées au germanium est résumée dans la figure 5.29. La condition de coïncidence entre une particule diffusée et au moins un cristal de germanium supprime le bruit de fond issu de la radioactivité ambiante. La correction Doppler permet de faire apparaître les transitions de plus faible intensité et la correction du décalage améliore la résolution en séparant le doublet à 750 keV. La résolution après correction Doppler est de 8 keV à 456 keV ce qui assez éloignée des 2 keV de résolution obtenue en source et n'est pas suffisante pour séparer le doublet à 1202 keV. La résolution après correction Doppler est déterminée par la précision avec laquelle nous mesurons les différents angles. Les détecteurs ayant une ouverture angulaire finie, ils limitent la précision de la mesure. L'erreur est largement dominée par la précision sur les angles du krypton et en particulier son angle azimutal. La segmentation en ϕ_{Kr} étant trop faible,

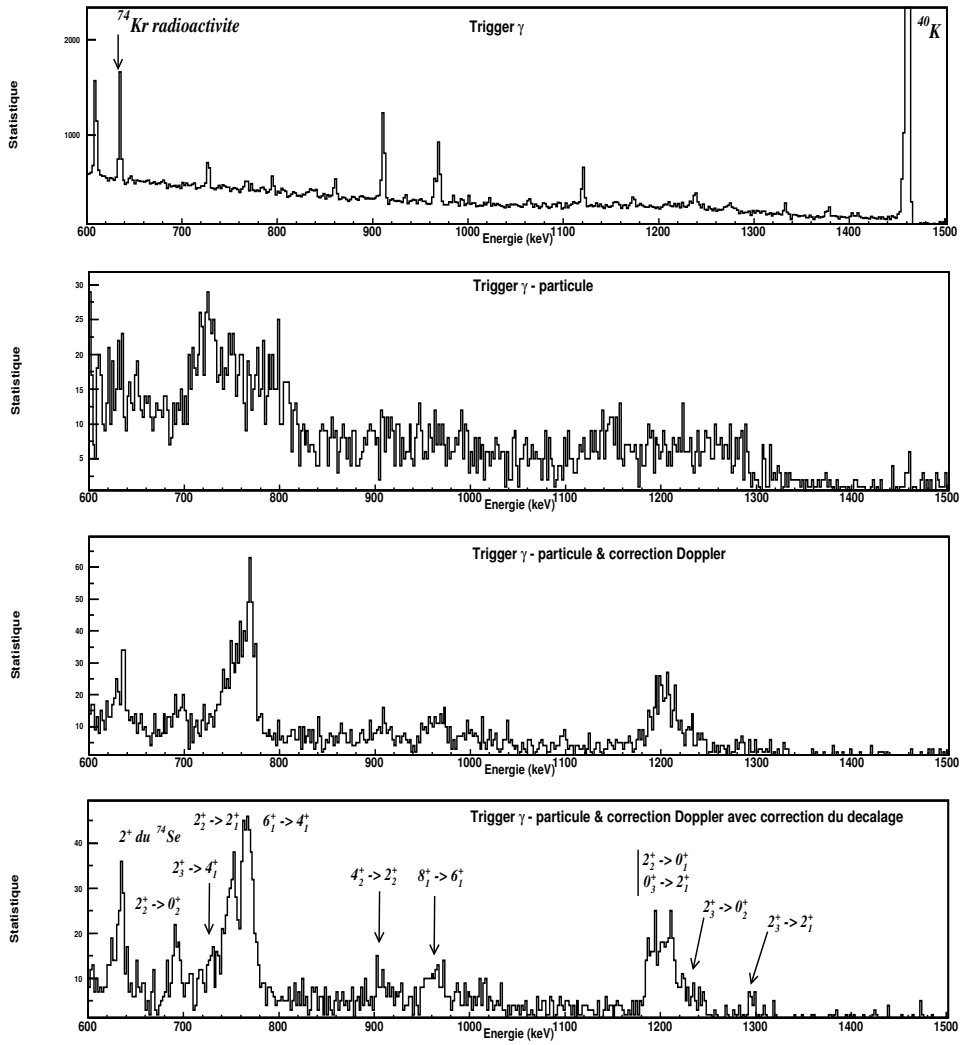

Figure 5.29 Résumé de l'analyse des spectres germanium. Les spectres représentent un zoom du spectre de la figure 5.28 entre 600 et 1500 keV. Le premier spectre est obtenu lorsque EXOGAM est le seul trigger de l'événement. Le second spectre est obtenu lors d'une coïncidence entre le silicium et EXOGAM. La correction Doppler est appliquée dans le troisième puis corrigée du décalage dans le dernier.

l'utilisation des segments électriques des clover n'apporte aucune amélioration de la correction Doppler. Les spectres avec une correction basée sur la position des cristaux d'une part, et des segments d'autre part, aboutissent à la même résolution. De plus l'estimation du décentrage n'est pas très précise et le fait que la majorité des

clover soient placés à 90 degrés augmente la largeur des transitions après correction Doppler.

Dans le spectre 5.28, on observe une transition de 634 keV qui n'appartient pas au ^{74}Kr mais au ^{74}Se. Cette transition n'apparaissant pas dans le spectre non corrigé de l'effet Doppler, montre que cette transition est émise en vol et ne provient pas de la radioactivité des noyaux implantés dans le silicium. En dépit de la bonne séparation apportée par le cyclotron CIME, il semble que le faisceau de ^{74}Kr soit légèrement contaminé par du ^{74}Se et que nous observons l'excitation Coulombienne de ce noyau. En comparant la collectivité du ^{74}Kr et du ^{74}Se, la présence de ^{74}Se est estimée à 1.2%.

Partie IV

Analyse de l'excitation Coulombienne avec GOSIA

Chapitre 6

Extraction des éléments de matrices du ^{74}Kr et du ^{76}Kr

L'analyse de l'excitation Coulombienne qui consiste à extraire les éléments de matrice de la section efficace a été réalisée avec le code de minimisation GOSIA. Ce code d'analyse de données d'excitation Coulombienne a été écrit au laboratoire de recherche en structure nucléaire de l'université de Rochester en 1980 [35, 41, 62]. Celui-ci a été régulièrement mis à jour par le groupe d'excitation Coulombienne du Heavy Ions Laboratory de Varsovie, en tenant compte des développements dans les systèmes de détection de particules et rayonnements γ. Les nouvelles cinématiques et méthodes d'analyses liées à l'apparition des faisceaux d'ions lourds stables et radioactifs ont été également incluses. Pour un schéma de niveau donné, le code réalise un ajustement des éléments de matrice par minimisation du χ^2 afin de reproduire au mieux les intensités γ observées en fonction de l'angle de diffusion. Le calcul du χ^2 inclut également les données spectroscopiques connues reliées aux propriétés électromagnétiques du noyau. La minimisation inclut de nombreux effets liés à l'émission de rayonnements γ et aux conditions expérimentales. Les paramètres d'entrée sont introduits par plusieurs fichiers décrivant l'expérience et le noyau d'intérêt. Ce chapitre décrit dans une première partie le code et ses entrées appliquées à notre expérience, puis toute les étapes conduisant à la détermination des éléments de matrice. Une partie importante est accordée aux calculs des erreurs statistiques et systématiques. Une dernière partie décrit les variables collectives présentées dans le chapitre 3. Un article référence sur l'analyse d'une expérience d'excitation Coulombienne avec GOSIA, concernant les noyaux de ^{76,80,82}Se, a été publié par A.E. Kavka *et al.* [49].

6.1 Introduction au code GOSIA

6.1.1 Calcul des intensités γ

Dans sa minimisation du χ^2, le code GOSIA compare les intensités expérimentales avec les intensités calculées de toutes les transitions possibles du schéma de niveaux, à partir des éléments de matrice. La décroissance des états excités est traitée de façon séquentielle et indépendante de l'excitation en raison de la grande différence en temps entre les deux processus (collision $\simeq 10^{-20}$ s et désexcitation $\simeq 10^{-12}$ s). La section efficace doublement différentielle des rayonnements γ en angle de diffusion particule θ_p et angle d'émission θ_γ, selon les angles solides Ω_p et Ω_γ, depuis un état I jusqu'à l'état I_f s'écrit [34] :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} = \sigma_{Ruth}(\theta_p) \sum_{\lambda\mu} R_{\lambda\mu}(I, I_f) Y_{\lambda\mu}(\theta_\gamma, \phi_\gamma) \ . \tag{6.1}$$

σ_{Ruth} désigne la section efficace Rutherford et $Y_{\lambda\mu}(\theta_\gamma, \phi_\gamma)$ les harmoniques sphériques normalisées aux ordres $\lambda\mu$. Le terme $R_{\lambda\mu}(I, I_f)$, tenseur statistique de décroissance décrivant les transitions électrique et magnétique pour la transition $I \rightarrow I_f$, prend la forme [62] :

$$R_{\lambda\mu}(I, I_f) = \frac{1}{2\gamma(I)\sqrt{\pi}} G_\lambda \rho_{\lambda\mu} \sum_{\lambda_d \lambda_{d'}} \delta_{\lambda_d} \delta^*_{\lambda_{d'}} F_\lambda(\lambda_d \lambda_{d'} I_f I) \ . \tag{6.2}$$

$F_k(\lambda_d \lambda_{d'} I_f I)$ est le coefficient de Ferentz-Rosenzweig [63] de corrélation entre les sous états magnétiques de I et I_f. δ_{λ_d} est l'amplitude de transition $I \rightarrow I_f$ pour une multipolarité λ_d, proportionnelle à la différence en énergie entre I et I_f ainsi qu'à l'élément de matrice $\langle I_f \mid\mid M(E\lambda_d) \mid\mid I \rangle$ selon la relation :

$$\delta_{\lambda_d}(I \rightarrow I_f) = i^{n(\lambda_d)} \frac{1}{(2\lambda_d + 1)!! h^{\lambda_d + 1}} \sqrt{\frac{8\pi(\lambda_d + 1)}{\lambda_d}} \ E_\gamma^{(\lambda_d + 1/2)} \ \frac{\langle I_f \mid\mid M(E\lambda_d) \mid\mid I \rangle}{\sqrt{2I + 1}} \ , \tag{6.3}$$

$$n(\lambda) = \{ {}^{\lambda \ si \ E\lambda}_{\lambda+1 \ si \ M\lambda} \ .$$

Le terme $\gamma(I)$ de la relation 6.2 est la probabilité d'émission liée à l'amplitude de transition δ. Le tenseur $\rho_{\lambda\mu}$ décrit l'état de polarisation après l'excitation sur le niveau I, condition initiale de la décroissance, c'est-à-dire la population des sous états magnétiques m_f. Le terme G_λ désigne un terme d'atténuation dans l'intensité γ due à différents effets discutés par la suite. Les formules précédentes sont directement utilisées pour décrire la désexcitation par rayonnement γ d'un niveau peuplé par

excitation Coulombienne. Cependant lorsque l'on traite les excitations multiples, le niveau I peut être alimenté par d'autres états de plus haute énergie. Le tenseur statistique de décroissance devient :

$$R_{\lambda\mu}(I, I_f) \rightarrow R_{\lambda\mu}(I, I_f) + \sum_n R_{\lambda\mu}(I_n, I) H_\lambda(I, I_n) \ ,$$

sommé sur tous les états I_n alimentant directement l'état I et, où $H_\lambda(I, I_n)$ dépend de la probabilité d'émission $\delta_{\lambda_d}(I_n \rightarrow I)$.

6.1.2 Distribution angulaire

Les états peuplés par excitation Coulombienne se désexcitent par émission de γ de multipolarité majoritairement E(λ =2) dans notre expérience. Ces rayonnements obéissent à une distribution angulaire W(Θ_γ), où Θ_γ désigne la différence d'angle azimutal entre le projectile et le γ émis dans le plan perpendiculaire au faisceau. La section efficace doublement différentielle 6.1 inclut cette distribution. Celle-ci est généralement écrite comme une somme sur les polynômes de Legendre P$_k$(cosΘ_γ) :

$$W(\Theta_\gamma) = \sum_{k\ pair} a_k P_k(cos(\Theta_\gamma)) \ ,$$

où a_k est proportionnel au tenseur d'occupation ρ_k et au coefficient de Ferentz-Rosenzweig $F_k(\lambda_d \lambda_{d'} I_f I)$. Le terme de plus haut degré est déterminé par $k = Min(2I, 2L_1, 2L_2)$. Pour le cas particulier des transitions E2, la relation s'écrit :

$$W_{E2}(\Theta_\gamma) = 1 + a_2 P_2(cos(\Theta_\gamma)) + a_4 P_4(cos(\Theta_\gamma)) \ . \tag{6.4}$$

Le calcul de la distribution angulaire est complètement inclu dans GOSIA en supposant que la direction d'observation est bien définie, c'est-à-dire que le détecteur est considéré comme un point ponctuel. Cette hypothèse n'est bien évidement pas réalisable expérimentalement et une description physique des détecteurs est introduite et discutée par la suite.

Facteur d'atténuation G_λ

Le facteur G_λ de l'équation 6.2 apporte une correction à la distribution angulaire due à la géométrie du sytème de détection et à l'effet de désorientation. G_λ prend une forme complexe et inclut les deux corrections. Ce terme contient la correction qu'il faut apporter à la distribution angulaire en raison du *boost* de Lorentz, de la taille finie des détecteurs germanium ainsi que sa perturbation dépendante du temps

due à la désorientation (G_λ^d).

L'atténuation due au dispositif expérimental dépend généralement de la géométrie, de l'énergie du rayonnement γ et des matériaux utilisés. Une intégration sur les dimensions finies des détecteurs est ainsi réalisée. Il faut noter que la description des détecteurs γ est basée sur la géométrie de détecteurs coaxiaux. La description des clover est donc basée sur un détecteur coaxial de même volume. Les intensités sont également corrigées de l'absorption due à des absorbeurs couramment utilisés pour arrêter les rayons X tel que des feuilles de Al, Fe, Cu, Cd/Sn. La position des détecteurs et leur efficacité individuelle en énergie sont introduites pour le calcul des intensités. Comme nous travaillons dans une large gamme d'énergie avec des rayonnements γ entre 50 keV et 1.5 MeV, les coefficients de conversion interne sont également précisés et interpolés par GOSIA aux énergies nécessaires.

L'atténuation due à l'effet de désorientation du recul dans le vide (Recoil In Vacuum) doit être prise en compte. En raison de l'interaction hyperfine entre les électrons atomiques et le noyau, la population relative des sous états magnétiques peut être perturbée et une atténuation de la distribution angulaire est observée. Celle-ci peut être compensée par un facteur G_λ^d, dépendant du temps écoulé après excitation, du temps de vie du niveau ainsi que de son spin et du facteur gyromagnétique g. G_λ^d est introduit dans l'équation 6.4 et peut être placé directement dans $W_{E2}(\Theta_\gamma)$:

$$W_{E2}(\Theta_\gamma) = 1 + a_2 G_2^d P_2(cos(\Theta_\gamma)) + a_4 G_4^d P_4(cos(\Theta_\gamma)) \ .$$

GOSIA inclut complètement dans son calcul de la distribution angulaire l'effet de désorientation et utilise l'approximation $g = Z/A$ pour calculer G_2^d et G_4^d, lorsque celui-ci n'est pas connu et spécifié dans les entrées du code. Comme il n'existe pas d'expression analytique, GOSIA utilise le modèle de désorientation à deux états (the two-state deorientation model) pour estimer son effet [64, 65].

6.1.3 Intégration de la cinématique particules

Afin de reproduire les intensités γ observées expérimentalement en fonction de l'angle de diffusion, la section efficace doublement différentielle (équation 6.1) doit inclure une description précise du système de détection des particules. L'équation doit être intégrée sur la gamme en angle azimutal ϕ_p pour un θ_p donné, définissant ainsi la couverture angulaire du détecteur. La section efficace de l'équation 6.1 est écrite

pour une valeur donnée de l'énergie de la particule incidente. Cependant pour reproduire au mieux les intensités expérimentales, une intégration sur la perte d'énergie dans la cible doit être réalisée. De même que l'intensité γ est intégrée sur le volume du germanium et la section efficace Rutherford sur la couverture angulaire du détecteur de particule, l'intensité est intégrée sur la perte en énergie dans la cible :

$$I_\gamma(I \to I_f) = \underbrace{\int_{E_{min}}^{E_{max}} dE \frac{1}{\left(\frac{dE}{dx}\right)}}_{Intégration\ perte\ énergie} \underbrace{\int_{\theta_p,min}^{\theta_p,max} sin(\theta_p) d\theta_p}_{Intégration\ diffusion} \underbrace{\int_{\phi_p} \frac{d^2\sigma(I \to I_f)}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} d\phi_p}_{Intégration\ azimutale} . \quad (6.5)$$

Le pouvoir d'arrêt $\frac{dE}{dx}$ n'est pas tabulé et doit être introduit dans les fichiers d'entrée. GOSIA permet également de définir la réaction : le noyau étudié peut être la cible, ou le projectile. Plusieurs cibles ou faisceaux peuvent être utilisés pour étudier le même noyau, toutes les réactions étant incluses au sein de la même minimisation par GOSIA. Une dernière version de GOSIA, GOSIA2, a été récemment développée pour permettre de réunir au sein d'une même minimisation l'excitation de la cible et du projectile [66]. Cette possibilité peut être extrêmement utile pour des faisceaux radioactifs lorsque la statistique est faible et que le calcul est faiblement contraint par les données spectroscopiques. En utilisant une cible excitable avec des éléments de matrice connus, les erreurs systématiques peuvent être diminuées et les contraintes augmentées. Dans le cadre de notre expérience, une seule et même cible inerte, le ^{208}Pb, a été utilisée.

6.1.4 Contraintes sur la minimisation

Lors de sa minimisation du χ^2 pour le schéma de niveaux et un nombre défini d'éléments de matrice d'un noyau donné, GOSIA a deux principales contraintes. La première vient des intensités γ expérimentales observées et non observées. Le fichier définissant les données expérimentales ne contient que les intensités observées ce qui indique au code de façon implicite que toutes les autres intensités sont nulles. Il faut noter que pour GOSIA, toutes les intensités sont normalisées à une transition choisie par l'utilisateur. Cette normalisation permet de s'affranchir d'erreurs systématiques et de paramètres inconnus comme le nombre de particules diffusées ou incidentes sur la cible. **La seule donnée expérimentale d'entrée obligatoire de GOSIA est l'intensité relative des transitions observées en fonction de l'angle de diffusion**. Des paramètres définissant l'erreur autorisée sur les intensités observées et non observées, par rapport à la transition de référence, avec les intensités calculées

permettent de moduler la contrainte.

Une seconde contrainte est apportée par les données spectroscopiques liées aux propriétés électromagnétiques du noyau. Ces données, lorsqu'elles sont connues, sont les temps de vie, les rapports d'embranchement et les mélanges E2/M1 pour une transition donnée. Lorsqu'elles ne sont pas connues, elles sont traitées comme paramètres libres de la minimisation. Dans le cadre des faisceaux radioactifs, les intensités γ obtenues sont faibles et doivent être regroupées dans de larges gammes d'angles de diffusion, diminuant ainsi la sensibilité à la section efficace différentielle. Les contraintes appliquées grâce aux données spectroscopiques sont donc essentielles pour limiter les degrés de liberté et obtenir suffisamment de sensibilité pour extraire les éléments de matrice diagonaux surtout, si ceux-ci sont nombreux. De même que pour les intensités γ, des paramètres permettent de définir un poids dans la minimisation sur les données spectroscopiques afin de, là aussi, moduler la contrainte.

6.2 Excitation Coulombienne du ^{74}Kr

6.2.1 Intensités γ obtenues

L'analyse des données avait conduit à l'obtention du spectre de la figure 6.1 duquel vont être extraites les intensités γ nécessaires à GOSIA.

La bande rotationnelle fondamentale est peuplée jusqu'au spin 8^+ ainsi que d'autres états non-yrast. La transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ du ^{74}Se, faible contaminant du faisceau incident, est bien visible à 634 keV.

La figure 6.2 présente une vue partielle du schéma de niveau du ^{74}Kr indiquant tous les états utilisés dans le calcul GOSIA. Les transitions γ observées sont représentées avec leur énergie et la largeur des flèches est proportionnelle à leur intensité. Les transitions marquées par des lignes pointillées dans la figure 6.2 indiquent les transitions probablement observées ou de très faibles intensités. La bande fondamentale bien connue est peuplée jusqu'à l'état 8^+. L'état 0_2^+ est alimenté par la décroissance des états 2_2^+ et 2_3^+ avec des transitions de 694 et 1233 keV respectivement. La décroissance directe de l'état 0_2^+ n'est pas directement visible car la transition $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ à 52 keV est fortement convertie et non observable par l'expérience ne comprenant pas de détection électrons. De même, la transition directe E0 $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ ne peut être observée. L'état 2_2^+ décroît également sur la bande fondamentale par deux transitions à 746 et 1202 keV. Le rapport d'embranchement des trois transitions est connue par des mesures après décroissance β du ^{74}Rb [67].

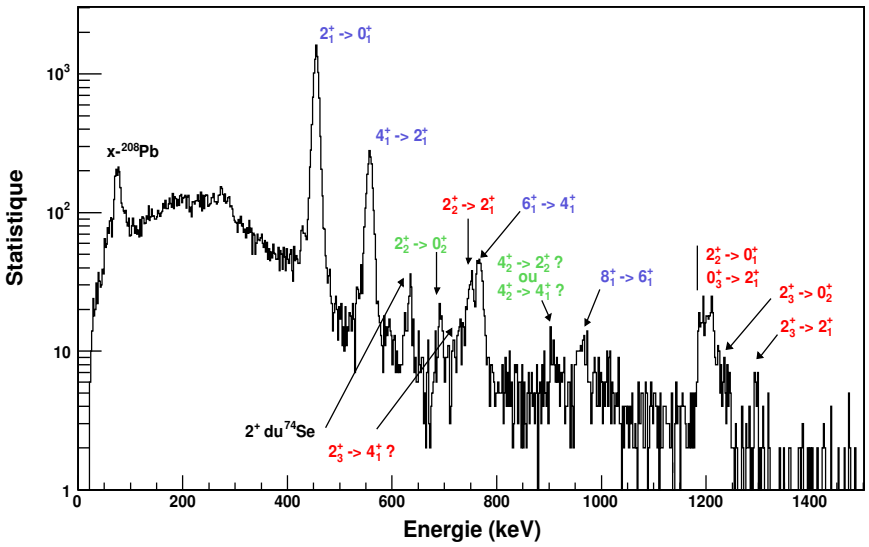

Figure 6.1 Spectre de désexcitation du ^{74}Kr après excitation Coulombienne sur une cible de ^{208}Pb avec correction de l'effet Doppler.

Dans cette référence, l'état 0_3^+ a été identifié à 1654 keV. Sa désexcitation par une transition à 1198 keV vers l'état 2_1^+ dans notre expérience n'est pas résolue dans le doublet à 1200 keV.

L'état 4_2^+ de la bande rotationnelle excitée n'est pas connu mais attendu selon le model du rotor autour de 1 MeV au dessus de l'état 2_2^+. Une transition inconnue à 910 keV est observée dans le spectre 6.1. Celle-ci ne correspond à aucune transition du ^{74}Kr ou de potentiel contaminant. Apparaissant après application de la correction Doppler, elle ne peut venir de la radioactivité ambiante. Cette transition, de part son énergie et son intensité, est une bonne candidate pour la décroissance de l'état 4_2^+. Ce rayonnement peut alors correspondre à deux scénarios : soit la décroissance au sein de la bande rotationnelle $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$, soit par analogie avec le ^{76}Kr: $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$. Compte tenu de la présence de l'état 0_3^+, un état 2_4^+ se désexcitant par une transition à 910 keV sur cet état peut être envisagé. Un spectre de coïncidences $\gamma - \gamma$ conditionné sur la transition à 910 ($\pm$ 10) keV a été construit (Fig. 6.3). Deux transitions peuvent être identifiées : une première correspondant à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ à 455 keV et une seconde autour de 1200 keV. La coïncidence exclu à priori le scénario d'une transition $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ à 910 keV puisque dans ce cas aucune transition autour de

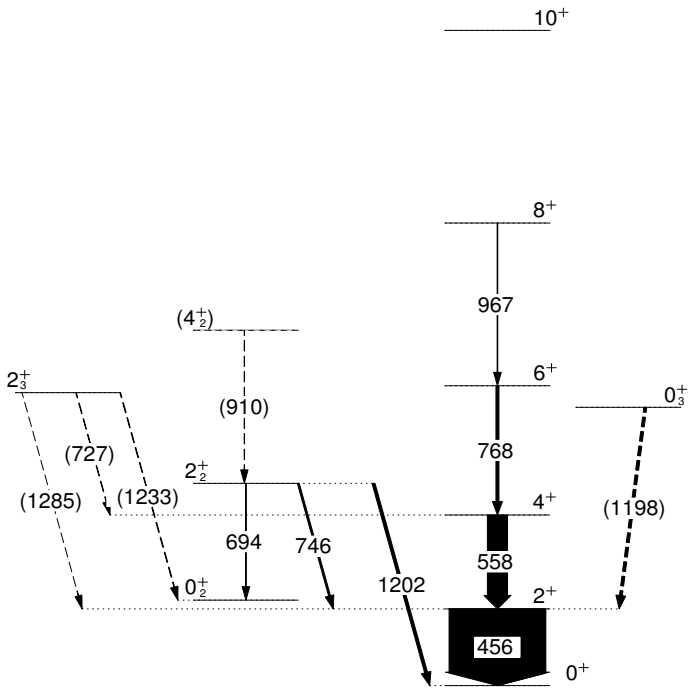

Figure 6.2 Schéma de niveaux du ^{74}Kr montrant les transitions observées lors de l'excitation Coulombienne à 4.7 MeV/u et les états inclus dans le calcul GOSIA.

1200 keV n'est émise en coïncidence. De plus, ce dernier scénario est moins privilégié par les calculs GOSIA dans lesquels les deux transitions ont été testées comme nous le verrons par la suite. Le scénario d'un état 2_4^+ est peu envisageable bien qu'il vérifie les conditions du spectre γ-γ. En effet, la probabilité d'excitation directe $0_1^+ \rightarrow 2_4^+$ à 2564 keV est faible et dans le cas d'une excitation multiple, au moins 3 excitations successives sont nécessaires, ce qui est peu probable. Bien que la détection de la transition à 1198 keV soit possible, son intensité contribue peu au doublet comme nous le verrons dans le paragraphe 6.3.3. L'intensité de la transition à 910 keV n'est donc pas compatible avec une transition $2_4^+ \rightarrow 0_3^+$. Dans le spectre $\gamma - \gamma$, la transition à basse énergie ($\simeq$ 170 keV) n'a pas pu être attribuée. La transition à 910 keV a donc été attribuée au dernier scénario $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$. La décroissance de l'état 2_3^+ est observée avec des faibles intensités. La transition à 1233 keV se confond presque avec le doublet à 1202 keV et une très faible transition à 1285 keV est visible. La décroissance $2_3^+ \rightarrow 4_1^+$ à 727 keV est observée mais non incluse dans l'analyse car la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ du ^{74}Se a une énergie de 728 keV. Une possible contamination ne permet pas d'utiliser la transition.

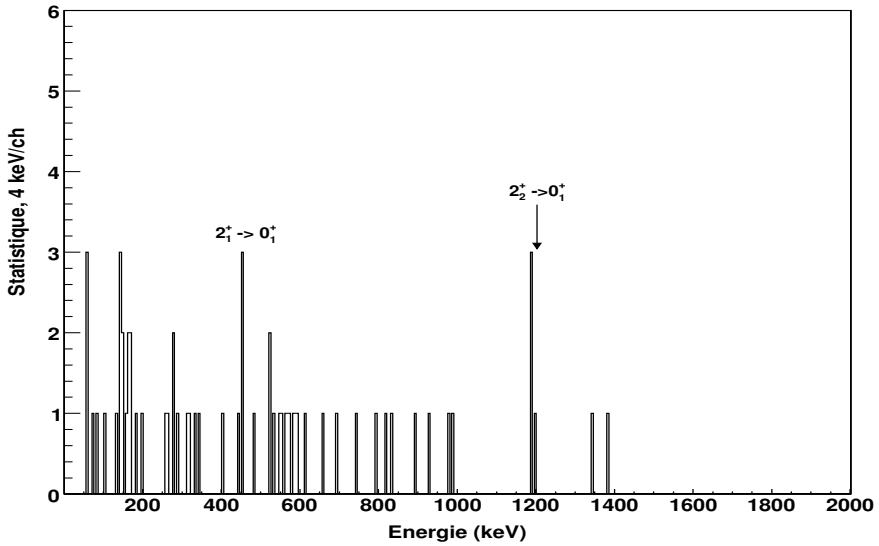

Figure 6.3 Spectre γ obtenu en coïncidence avec la transition à 910±10 keV dans le ^{74}Kr. 2 transitions ont été identifiées dont le rapport d'intensité est compatible avec la mesure par décroissance β.

La structure en bande des états non yrast est également mal connue. Alors que la structure de la bande rotationnelle fondamentale est bien identifiée, la bande rotationnelle excitée n'est pas clairement établie. De plus, dans les isotopes plus lourds comme le ^{76,78}Kr, des bandes interprétées comme des bandes γ, K=2, bâties sur des états 2^+ sont suspectées [22].

Table 6.1 Gammes en angles de diffusion (degrés) pour le ^{74}Kr utilisées dans le calcul GOSIA par rapport à l'axe du faisceau.

Data set	$\theta^{Kr}_{min\ Lab}$	$\theta^{Kr}_{max\ Lab}$	$\theta^{Kr}_{min\ CM}$	$\theta^{Kr}_{max\ CM}$
Kr1	17.7	41	24.0	54.5
Kr2	41	56.6	54.5	73.8
Pb1	51	77	67	97.3
Pb2	77	128.3	97.3	144.5

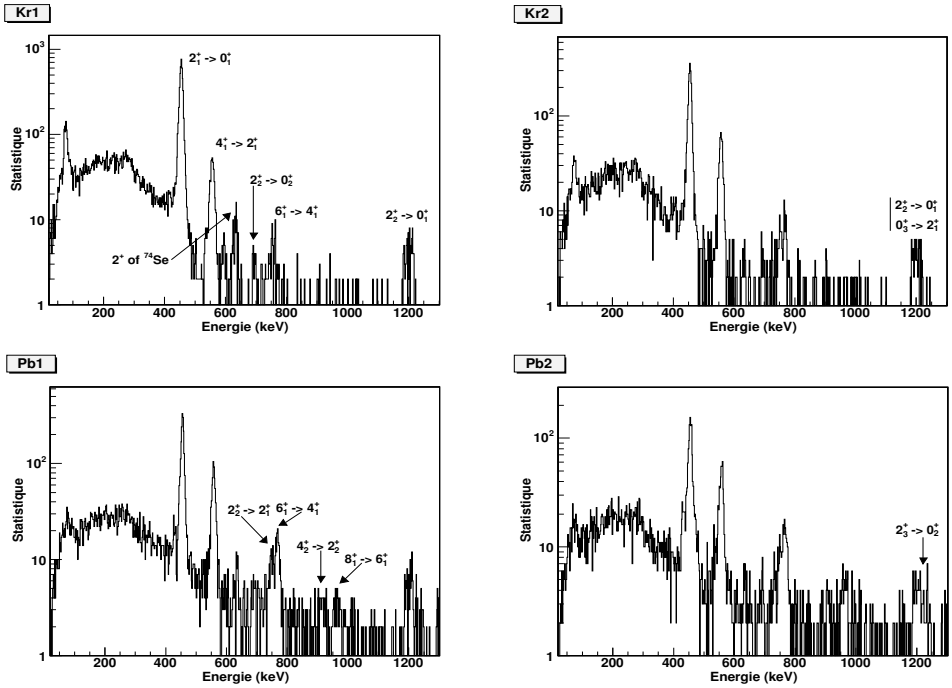

Figure 6.4 Spectres correspondant aux quatres gammes en angle de diffusion définis dans le tableau 6.1. Les intensités γ correspondantes sont utilisées dans GOSIA.

Afin d'avoir un nombre de données expérimentales supérieur ou égal au nombre de paramètres libres de la minimisation et d'être sensible à la fois aux éléments de matrice transitionels et diagonaux, la statistique totale doit être divisée en gammes d'angle de diffusion pour le krypton dans le laboratoire. Une division en deux gammes à tout d'abord été testée mais n'apportant pas assez de sensibilité, elle a été remplacée par une division en quatre gammes. Cette séparation est un compromis entre la sensibilité à la section efficace différentielle et l'erreur statistique sur les intensités γ. Les gammes en angles utilisées dans le calcul GOSIA sont indiquées dans le tableau 6.1 et les spectres correspondants sont présentés dans la figure 6.4. Les deux premières gammes (Kr1 et Kr2) correspondent à une détection du krypton diffusé dans le silicium, sélectionnant les petits angles de diffusion. Les transitions visibles correspondent à la désexcitation de la bande fondamentale depuis l'état 6_1^+ et à la décroissance de l'état 2_2^+. Les deux gammes suivantes (Pb1 et Pb2) correspondent à la détection de la cible sélectionnant les grands angles de diffusion du krypton favorisant les excitations multiples et les larges transferts d'énergie. Des états de plus haute énergie sont peuplés comme les états 8_1^+, 2_3^+, 0_3^+ et 4_2^+. Le tableau 6.2 donne pour chaque gamme en angle, la statistique obtenue pour chaque transi-

tion avec son erreur. L'intensité du doublet à 1200 keV correspond à la somme des deux transitions.

Table 6.2 Intensités γ observées introduites dans le calcul GOSIA sans correction d'efficacité.

I_i	I_f	E_γ (keV)	Kr1	Kr2	Pb1	Pb2
2_1^+	0_1^+	455.8	4550(200)	2044(100)	1775(100)	1090(100)
4_1^+	2_1^+	558.1	400(80)	445(30)	630(50)	440(30)
6_1^+	4_1^+	768.1	27(10)	55(10)	140(25)	130(30)
8_1^+	6_1^+	967	11(6)	15(5)	35(20)	53(20)
2_2^+	2_1^+	746.2	36(6)	55(10)	103(15)	90(30)
$(0_3^+),2_2^+$	$(2_1^+),0_1^+$	(1198),1202	82(10)	55(15)	112(10)	59(15)
2_2^+	0_2^+	694	26(5)	22(5)	35(15)	25(15)
2_3^+	0_2^+	1233		17(10)	25(10)	25(15)
4_2^+	$(2_2^+,4_1^+)$	910			8(5)	8(4)
2_3^+	2_1^+	1285			16(5)	12(4)

6.2.2 Paramètres d'entrée pour le ^{74}Kr

Les paramètres qui définissent la géométrie des détecteurs γ et particules, ainsi que les données spectroscopiques, sont introduits séquentiellement par des fichiers d'entrés. La géométrie des clover est introduite conformément au tableau 4.1. La description du volume des clover est réalisée sur la base de détecteurs coaxiaux. Le clover est modélisé de sorte que la surface vue de la cible soit la même et en conservant la bonne profondeur. Un clover est alors décrit avec un rayon inactif de 0.5 cm, un rayon actif de 5.65 cm et une longueur de 9 cm. La taille des petits clover est aussi adaptée ainsi que la distance à la cible. L'approximation consistant à considérer le clover dans son ensemble est justifiée par le traitement en *add-back* des rayonnements. Le choix des dimensions est justifié par le fait que pour reproduire au mieux les intensités, l'intégration sur l'angle solide des détecteurs doit être correcte, c'est-à-dire présenter la même surface vue de la cible.

Avant toute minimisation, les éléments de matrice doivent être initialisés. Deux procédures devant aboutir aux mêmes valeurs finales sont possibles. La première consiste à les initialiser par un générateur aléatoire. La seconde se base sur le modèle du

rotor quantique rigide. A partir du schéma de niveaux donné, des bandes rotationnelles ou non, où le nombre quantique K est précisé, sont construites. En appliquant un moment quadripolaire constant sur la bande, déduit des temps de vie ou calculs théoriques, les éléments de matrice sont initialisés. A ce moment, GOSIA devient modèle dépendant, mais uniquement pour l'initialisation. Durant la minimisation, aucune hypothèse n'est faite sur la structure du noyau et les éléments de matrice sont déterminés en accord avec les intensités γ. Cependant, l'initialisation définit le signe relatif des éléments de matrice et le danger est que l'on peut se trouver bloqué dans un minimum local. Cette erreur peut être évitée en initialisant avec plusieurs combinaisons de signes. La méthode utilisant le rotor permet évidemment d'aboutir plus rapidement aux valeurs convergées car plus proches dans leur ensemble du résultat final.

La minimisation est réalisée sur les 11 états indiqués sur le schéma de niveaux de la figure 6.2. Ainsi, 31 éléments de matrice E2 et 5 éléments de matrice M1 sont définis pour le calcul. Comme nous l'avons décrit au paragraphe 6.1.4, les intensités sont normalisées et des paramètres permettent de renforcer la contrainte. Dans notre expérience, les intensités sont toutes normalisées à la transition la plus intense, c'est-à-dire $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. Dans le cas d'une transition observée, l'intensité calculée à partir des éléments de matrice ne doit pas dépasser de plus de 3σ les valeurs expérimentales pour ne pas être incluse dans le calcul du χ^2. Pour une transition non observée, l'intensité calculée ne doit pas dépasser de 1% la transition de normalisation. Ces deux tolérances sont paramétrisables et une variation de l'une ou l'autre influe bien entendu sur le χ^2 calculé par GOSIA.

Dans l'option OP,RAW , l'efficacité relative est introduite pour chaque clover selon les paramètres définis par le code GREMLIN [62]. Enfin, l'option OP,INTG permet de définir la couverture angulaire $\phi_p(\theta_p)$ du détecteur de particules pour chaque gamme en angle de diffusion ainsi que la perte d'énergie du projectile dans la(les) cible(s). Cette opération est rendue délicate dans notre cas car le détecteur de particules n'est pas centré par rapport à l'axe du faisceau, brisant la symétrie. La description doit représenter la couverture angulaire schématisée dans le figure 5.11. L'option OP,CORR permet finalement d'intégrer les intensités γ et de minimiser sur des intensités corrigées tenant compte de la réalité du dispositif expérimental. On peut noter qu'au cours des calculs, l'introduction de la fonction $\phi_p(\theta_p)$ a permis de réduire le χ^2 d'un facteur deux par rapport à un détecteur parfaitement centré.

La deuxième contrainte importante vient, comme nous l'avons déjà évoqué plusieurs

Table 6.3 Rapports d'embranchement pour différentes transitions du ^{74}Kr. Les valeurs ont été mesurées après décroissance β du ^{74}Rb [67].

I_i^π	I_f^π	E_γ (keV)	I_γ	I_γ^{GOSIA}
2_2^+	0_1^+	1202	1.0	
2_2^+	2_1^+	746	0.73(58)	0.72
2_2^+	0_2^+	694	0.30(35)	0.36
2_3^+	0_2^+	1233	1.0	
2_3^+	2_1^+	1285	0.31(21)	0.40
0_2^+	0_1^+	508	1.0	
0_2^+	2_1^+	52	1.50(36)	
0_2^+	2_1^+	52	1.2(5) [27]	1.23

fois, des données spectroscopiques liées aux propriétés électromagnétiques du noyau. Pour le ^{74}Kr, elles sont malheureusement mal connues, en particulier pour les états non-yrast. Aucun mélange δ(E2/M1) n'est connu et seul des temps de vie et rapports d'embranchement sont publiés. Le tableau 6.3 présente les rapports d'embranchement connus pour les transitions introduites dans notre calcul. Nous savons que l'état 0_2^+ se désexcite de façon presque égale entre une transition E0 ($0_2^+ \rightarrow 0_1^+$) par électrons de conversion et par une transition E2 ($0_2^+ \rightarrow 2_1^+$) de 52 keV fortement convertie [27]. Notre expérience d'excitation Coulombienne ne combinait pas la détection γ avec une détection électrons. Par conséquent, la décroissance de l'état 0_2^+ n'est contrainte ni par l'intensité γ à 52 keV, ni par le rapport d'embranchement puisque seuls les rapports entre transitions radiatives sont inclus dans GOSIA. Les rapports impliqués dans la décroissance de l'état 0_2^+ justifie l'introduction d'un état fictif. Cet état 1^+ est introduit pour simuler la transition E0. Il n'est connecté qu'à l'état 0_2^+ par un élément de matrice M1 et ne peut donc être excité directement. Le rapport d'embranchement E0/E2 peut alors être utilisé. Cette astuce n'est pas toujours nécessaire dès lors qu'au moins une transition provenant de l'état est observé comme c'est le cas dans l'expérience du ^{76}Kr [28] (voir schéma de niveau 6.9).

Les temps de vie des niveaux excités sont les contraintes spectroscopiques les plus importantes car elles sont directement liées à la collectivité du noyau. Les états 2_1^+ et 4_1^+ ont été mesurés par des méthodes de *recoil-distance method* [18, 19] et les états de plus hauts spins par *Doppler shift attenuation* [18, 15]. Le temps de vie partiel E2 de l'état 0_2^+ a été mesuré par électrons de conversion au GANIL [27]. L'ensemble de ces mesures sont réunies dans la première colonne du tableau 6.4. Comme il

Table 6.4 Temps de vie des états excités du ^{74}Kr.

I_i^π	$\tau_{Nucl.Data.}(ps)$	$\tau^{GOSIA}_{paramètre\ libre}$	$\tau_{Plunger}$[68]	τ_{GOSIA}
2_1^+	23.5(2.0)[18]	29.6(2.1)	33.8(6)	33.8(6)
4_1^+	13.2(7) [19]	5.9(5)	5.2(2)	5.3(2)
6_1^+	1.08(14) [15]	1.4(5)	1.09(23)	1.01(9)
8_1^+	0.35(5) [15]	0.37		0.32(6)
10_1^+	0.16(3) [15]	0.12		0.16(3)
2_2^+				2.0(2)
0_2^+	$33.8(50)\cdot10^3$ [27] [1]			$36.2\cdot10^3$ [1]
0_3^+				0.09(2) [1]
4_2^+				$\simeq$0.7 [2]
2_3^+				$\simeq$0.1 [2]

[1] Temps partiel E2 vers l'état 2_1^+

[2] Valeur approxiamative car tous les éléments de matrice ne sont pas mesurés avec suffisamment de précision.

s'agit des contraintes les plus fortes, la compatibilité de ces temps de vie avec notre expérience doit être vérifiée. Les temps de vie sont alors traités dans un premier temps comme des paramètres libres de la minimisation de GOSIA. Les temps de vie sont directement proportionnels aux éléments de matrices transitionnels intervenant au premier ordre de l'excitation Coulombienne. Les résultats obtenus sont présentés dans la deuxième colonne du tableau 6.4 avec leurs erreurs associées. Les valeurs trouvées sont significativement différentes des valeurs publiées en particulier pour l'état 4_1^+. Cela signifie que les temps de vie sont incompatibles avec notre mesure et peuvent être déduits de notre expérience. Cependant, lorsqu'ils sont traités en paramètres libres, la sensibilité sur les éléments de matrice diagonaux est presque nulle et l'erreur obtenue est si importante qu'il est impossible de conclure sur leur signe. Une autre preuve de l'incompatibilité des valeurs est obtenue par la probabilité de transition absolue décrite dans le paragraphe suivant.

6.2.3 Probabilités d'excitation absolues

L'intensité de transition absolue est calculée à partir de l'intensité γ normalisée au nombre de particules diffusées en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de

masse. Les points ainsi obtenus sont comparés à l'intensité de transition calculée avec les éléments de matrice obtenus en utilisant les temps de vie de la littérature. La figure 6.5 représente une telle comparaison. Les points expérimentaux sont présentés pour les deux transitions les plus intenses $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, où un échantillonnage plus fin peut être réalisé en raison de la statistique. Les barres d'erreurs en x indiquent la gamme d'intégration utilisée.

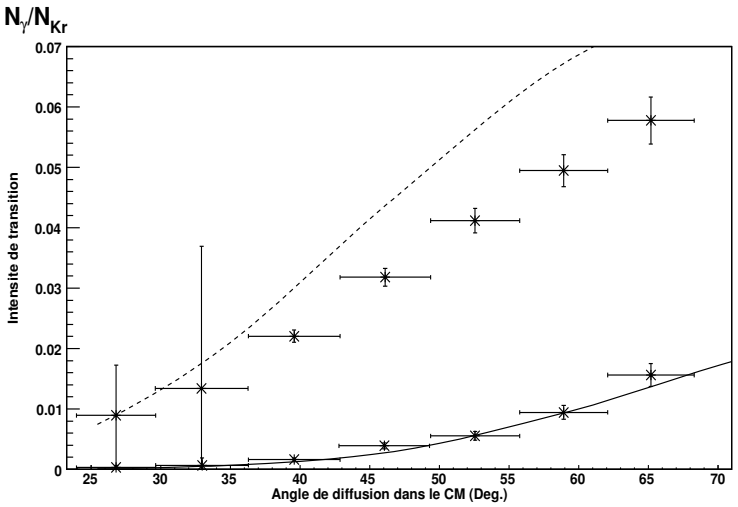

Figure 6.5 Intensités des transitions expérimentales normalisées par le nombre de particules en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse. Les courbes correspondent aux intensités calculées avec les temps de vie **de la littérature** du ^{74}Kr. En pointillés, la transition 2_1^+ et en continu 4_1^+.

Les larges barres d'erreurs représentées sur les deux premiers points sont la conséquence du faisceau direct détecté dans les premiers anneaux du détecteur. La gamme en angle de diffusion est limitée à 70 degrés dans le centre de masse car au-delà, sans condition sur la détection d'un γ dans EXOGAM, le signal du plomb dans le silicium ne peut être distingué du bruit de fond et la probabilité déduite est artificiellement plus basse. De plus, les petits angles de diffusion limitent les effets du second ordre dans la section efficace et le clair désaccord obtenu est donc essentiellement lié au B(E2), c'est-à-dire aux temps de vie. La détermination des éléments de matrice diagonaux ne pouvant se faire sans des valeurs précises et fiables sur les temps de vie, nous avons décidé de les remesurer dans une expérience indépendante réalisée à Legnaro. Cette expérience est décrite en détail dans le chapitre 7.

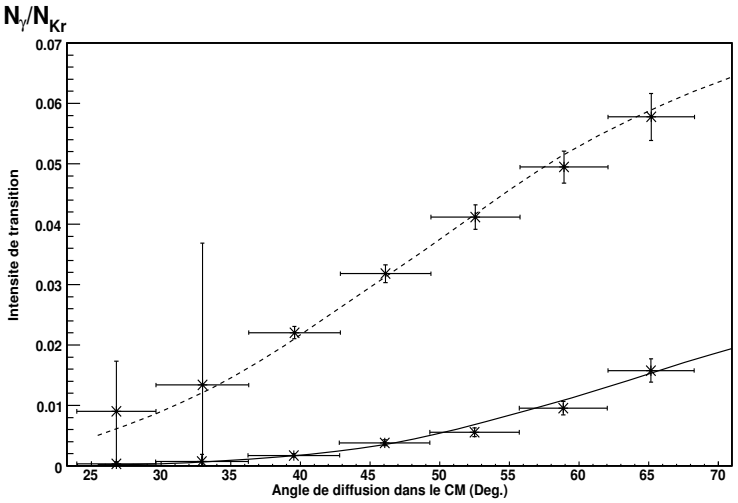

Figure 6.6 Intensités des transitions expérimentales normalisées par le nombre de particules en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse. Les courbes correspondent aux intensités calculées avec les temps de vie **mesurés** du ^{74}Kr dans une expérience complémentaire décrite dans le chapitre 7. En pointillés, la transition 2_1^+ et en continu, 4_1^+.

Les résultats de cette nouvelle expérience sont indiqués dans la troisième colonne du tableau 6.4. Les temps de vie extraits sont très différents des précédentes valeurs et vont dans le sens des valeurs obtenues en paramètres libres. Comme indiqué par les premiers calculs, le temps de vie de l'état 4_1^+ est beaucoup plus court. Alors que l'expérience d'excitation Coulombienne permet d'obtenir les temps de vie avec une précision de 10%, la nouvelle mesure atteint une précision de 2% apportant ainsi de fortes contraintes sur la minimisation. La figure 6.6 présente le calcul de l'intensité de transition avec les temps de vie extraits de la nouvelle mesure et souligne le parfait accord et la complémentarité des deux expériences. Il faut remarquer que les nouveaux temps de vie permettent d'aboutir à des rapports d'embranchement compatibles avec la littérature lorsque ceux-ci sont traités en paramètres libres de la minimisation (tab. 6.3).

6.2.4 Eléments de matrice du ^{74}Kr

La minimisation du χ^2 est réalisée sur les 36 éléments de matrice nécessaires à toutes les transitions du schéma de niveaux du ^{74}Kr. Afin d'éviter tout minimum local après convergence, plusieurs éléments de matrice sont ré-initialisés, en incluant le signe, puis l'ensemble des valeurs est minimisé de nouveau. La sensibilité à chaque élément de matrice n'est pas la même et les transitions incluant les états de basse énergie sont beaucoup plus contraints, ce qui implique des erreurs beaucoup plus petites. Le tableau 6.5 représente la différence algébrique entre les intensités γ expérimentales et calculées par GOSIA à partir des éléments de matrice finaux, normalisée par l'erreur expérimentale pour les quatre gammes en angles de diffusion. Hormis une transition dans une gamme en angle, les intensités sont toutes reproduites à moins de 2σ par GOSIA.

Table 6.5 Reproduction des intensités γ expérimentales par GOSIA. Pour chaque gamme en angle (tableau 6.1), le rapport $\frac{I_{exp}-I_{Cal}}{\sigma_{exp}}$ est donné. Les intensités expérimentales sont reproduites à moins de 2σ par GOSIA.

I_i	I_f	Kr1	Kr2	Pb1	Pb2
2_1^+	0_1^+	0.1	0.9	-0.1	-1.5
4_1^+	2_1^+	-0.6	-1.0	0.1	1.3
6_1^+	4_1^+	0.7	-0.2	-0.5	0.2
8_1^+	6_1^+	1.7	2.2	0.6	1.0
2_2^+	2_1^+	-1.7	0.8	1.3	1.1
$(0_3^+),2_2^+$	$(2_1^+),0_1^+$	1.7	-1.1	-0.4	-0.6
2_2^+	0_2^+	0.6	-0.3	-0.4	0.0
2_3^+	0_2^+		0.0	0.4	-0.1
4_2^+	2_2^+			0.4	-0.2
2_3^+	2_1^+			1.4	0.3

Le tableau 6.6 présente les éléments de matrice transitionnels obtenus auxquels le calcul GOSIA est sensible. La partie supérieure, indique les éléments de matrice au sein des deux bandes rotationnelles K=0, indicés 1 pour la bande fondamentale et 2 pour la bande excitée. La structure en bande est justifiée dans le paragraphe 6.3.4. La collectivité dans la bande fondamentale est directement liée aux temps de vie indiqués en entrée du code, alors que la collectivité de la bande excitée est obtenue par le calcul GOSIA.

Table 6.6 Eléments de matrice E2 transitionnels obtenus après minimisation pour le ^{74}Kr. Les moments quadripolaires correspondants sont également mentionnés. Des valeurs théoriques discutées dans le chapitre 8 sont indiquées.

N_2	N_1	E.M. (eb)	$Q_0^t(eb)$	SLy6[11]	B(E2:$N_1 \rightarrow N_2$) (e^2b^2)	SLy6[11]
0_1^+	2_1^+	$0.782^{+0.007}_{-0.007}$	$2.48^{+0.02}_{-0.02}$	3.07	$0.1224^{+0.0023}_{-0.0022}$	0.1879
2_1^+	4_1^+	$1.600^{+0.028}_{-0.026}$	$3.16^{+0.05}_{-0.05}$	3.46	$0.2846^{+0.0101}_{-0.0092}$	0.3396
4_1^+	6_1^+	$1.981^{+0.095}_{-0.086}$	$3.10^{+0.15}_{-0.13}$	3.63	$0.3021^{+0.0299}_{-0.0258}$	0.4123
6_1^+	8_1^+	$2.25^{+0.23}_{-0.16}$	$3.02^{+0.31}_{-0.21}$	3.70	$0.2999^{+0.0657}_{-0.0411}$	0.4474
8_1^+	10_1^+	$2.35^{+0.29}_{-0.18}$	$2.79^{+0.35}_{-0.22}$	3.76	$0.2630^{+0.0711}_{-0.0407}$	0.4763
0_2^+	2_2^+	$-0.476^{+0.033}_{-0.036}$	$-1.51^{+0.10}_{-0.11}$	|1.16|	$0.0455^{+0.0071}_{-0.0071}$	0.0265
2_2^+	4_2^+	$-0.55^{+0.16}_{-0.08}$	$-1.10^{+0.33}_{-0.15}$	|2.05|	$0.0347^{+0.0108}_{-0.0108}$	0.1196
0_1^+	2_2^+	$-0.199^{+0.018}_{-0.011}$			$0.0079^{+0.0009}_{-0.0009}$	0.0147
0_1^+	2_3^+	$-0.172^{+0.021}_{-0.014}$			$0.0059^{+0.0010}_{-0.0010}$	
2_1^+	0_2^+	$0.684^{+0.038}_{-0.033}$			$0.4689^{+0.0548}_{-0.0453}$	0.1790
2_1^+	2_2^+	$0.486^{+0.037}_{-0.044}$			$0.0473^{+0.0074}_{-0.0082}$	0.0545
2_1^+	0_3^+	$(0.590^{+0.071}_{-0.050})$			$0.3488^{+0.0894}_{-0.0575}$	
4_1^+	2_2^+	$0.47^{+0.28}_{-0.20}$			$0.0452^{+0.0701}_{-0.0291}$	0.0433
0_2^+	2_3^+	$0.675^{+0.27}_{-0.27}$			$0.0913^{+0.0873}_{-0.0585}$	
2_2^+	0_3^+	$(1.69^{+0.10}_{-0.16})$			$2.8692^{+0.3784}_{-0.5192}$	
2_3^+	0_3^+	$-1.4^{+0.7}_{-0.2}$			$2.1728^{+0.8306}_{+0.8306}$	

Les B(E2) déduits montrent une bande fondamentale qui présente une large collectivité compatible avec une bande rotationnelle et une bande excitée moins collective. Connaissant tous les éléments de matrice dépeuplant l'état 2_2^+, son temps de vie peut être estimée comme indiqué dans la dernière colonne du tableau 6.4. De même, le temps de vie partiel E2 de l'état 0_3^+ est estimé. Pour les états 4_2^+ et 2_3^+, l'ensemble des éléments de matrice n'est pas connu avec une précision suffisante pour déterminer de façon fiable un temps de vie. Les larges erreurs obtenues pour certains des éléments de matrice connectant ces états ne permettent d'avoir qu'une valeur très approximative indiquée dans le tableau 6.4.

La seconde partie du tableau 6.6 présente les éléments de matrice connectant les bandes auxquelles le calcul GOSIA est sensible. Ces éléments de matrice, ainsi

que les B(E2) déduits, décrivent leur couplage respectif. Le tableau 6.7 indique pour information les éléments de matrice transitionnels obtenus par GOSIA mais dont l'erreur est si importante que les valeurs sont compatibles avec 0.

Table 6.7 Eléments de matrice E2 à larges erreurs obtenus après minimisation pour le ^{74}Kr. Les moments quadripolaires correspondants sont également mentionnés.

N_2	N_1	E.M. (eb)	B(E2:$N_1 \rightarrow N_2$) (e^2b^2)
2_1^+	4_2^+	$0.169^{+0.147}_{-0.261}$	$0.0031^{+0.0079}_{-0.0031}$
2_1^+	2_3^+	$0.060^{+0.169}_{-0.372}$	$0.0007^{+0.0187}_{-0.0007}$
4_1^+	4_2^+	$0.406^{+0.488}_{-0.954}$	$0.0183^{+0.0705}_{-0.0183}$
4_1^+	2_3^+	$0.382^{+0.780}_{-0.285}$	$0.0293^{+0.2411}_{-0.0274}$
6_1^+	4_2^+	$0.381^{+0.487}_{-0.391}$	$0.0162^{+0.0677}_{-0.0162}$
2_2^+	2_3^+	$0.067^{+0.724}_{-0.186}$	$0.0009^{+0.1244}_{-0.0009}$
4_2^+	2_3^+	$-0.376^{+0.911}_{-0.258}$	$0.0283^{+0.0523}_{-0.0523}$

La minimisation est réalisée avec des éléments de matrice M1 ayant de larges erreurs comme indiqué dans le tableau 6.8. Ces erreurs ne permettent pas de déduire des mélanges δ(E2/M1) de façon fiable. Le signe des éléments de matrice transitionnels n'a aucune signification physique et correspondent à des phases relatives entre fonctions d'onde qui conditionnent la multipolarité magnétique de l'état excité. Par convention, le signe est fixé positif tout au long de la bande fondamentale et négatif pour les transitions $0_2^+ \rightarrow 2_2^+$ et $2_2^+ \rightarrow 4_2^+$. Le signe des autres éléments de matrice transitionnels est laissé libre pour obtenir la meilleure solution. La minimisation n'est pas sensible aux signes des éléments de matrice transitionnels impliquant des états $I \geq 4$ entre les bandes.

Le tableau 6.9 présente les éléments de matrice diagonaux obtenus après minimisation. Les valeurs indiquées entre parenthèses sont à prendre avec plus de précautions car la sensibilité au χ^2 est très faible. Le signe des éléments de matrice diagonaux indique par contre la nature de la déformation. Le signe opposé entre la valeur des états 2_1^+, 4_1^+ et 2_2^+ est une preuve directe de la coexistence de formes. Le signe négatif obtenu pour les états de la bande rotationnelle fondamentale indique une déformation prolate alors que la valeur positive de l'état 2_2^+ indique une déformation oblate.

Afin d'illustrer la sensibilité de la section efficace aux moments statiques, l'évolution du χ^2 en fonction des éléments de matrice diagonaux a été déterminée. La fig-

Table 6.8 Eléments de matrice M1 obtenus après minimisation pour le ^{74}Kr. Les B(M1) correspondants sont également mentionnés.

N_2	N_1	E.M. (μ_N)	B(M1:$N_1 \rightarrow N_2$) (μ_N^2)
2_1^+	2_2^+	$-0.17^{+0.31}_{-0.04}$	$0.0057^{+0.0034}_{-0.0034}$
2_1^+	2_3^+	$0.41^{+0.10}_{-0.06}$	$0.0337^{+0.0169}_{-0.0095}$
4_1^+	4_2^+	$-0.30^{+0.87}_{-0.37}$	$0.0100^{+0.0404}_{-0.0404}$
2_2^+	2_3^+	$0.003^{+0.80}_{-0.70}$	$0.0^{+0.1}_{-0.1}$

Table 6.9 Eléments de matrice E2 diagonaux obtenus après minimisation pour le ^{74}Kr. Les moments quadripolaires statiques Q_0^s et spectroscopiques Q correspondants sont également mentionnés.

N_1	E.M. (eb)	$Q_0^s(eb)$	SLy6[11]	Q	SLy6[11]
2_1^+	$-0.700^{+0.327}_{-0.303}$	$1.85^{+0.85}_{-0.79}$	3.18	$-0.53^{+0.24}_{-0.23}$	-0.91
4_1^+	$-1.019^{+0.590}_{-0.211}$	$2.11^{+1.22}_{-0.42}$	3.59	$-0.76^{+0.44}_{-0.15}$	-1.31
6_1^+	$(-1.800^{+0.462}_{-0.721})$	$3.13^{+0.80}_{-1.25}$	3.65	$-1.25^{+0.32}_{-0.50}$	-1.46
8_1^+	$(-1.909^{+4.713}_{-0.668})$	$2.92^{+7.30}_{-1.02}$	3.71	$-1.22^{+3.03}_{-0.43}$	-1.56
10_1^+	$(-2.373^{+5.011}_{-0.563})$	$3.26^{+6.89}_{-0.75}$	3.77	$-1.42^{+3.00}_{-0.33}$	-1.64
2_2^+	$0.326^{+0.278}_{-0.230}$	$-0.86^{+0.73}_{-0.60}$	-1.52	$0.24^{+0.21}_{-0.17}$	0.43
4_2^+	$(1.381^{+0.924}_{-1.504})$	$(-2.86^{+1.91}_{-3.09})$	-2.21	$1.04^{+0.69}_{-1.13}$	0.81
2_3^+	$(0.404^{+1.181}_{-0.396})$			$0.30^{+0.89}_{-0.30}$	

ure 6.7 représente le χ^2 en fonction de trois éléments de matrice clés. Les courbes sont normalisées à 1 pour le minimum afin d'avoir une comparaison qualitative de l'influence de chaque élément de matrice et de pouvoir comparer aux courbes obtenues pour le ^{76}Kr dans le paragraphe 6.2.5. Les valeurs déterminées pour ces courbes sont calculées lorsqu'un seul élément de matrice est modifié. Les intensités γ sont recalculées avec l'ensemble des éléments de matrice et comparées aux données expérimentales. Lorsque le signe des éléments de matrice est radicalement changé, temps de vie, rapports d'embranchement et transitions de faibles intensités sont très mal reproduits, ce qui conduit à l'augmentation du χ^2. Cette figure illustre, de part la largeur des courbes, la sensibilité obtenue sur les éléments de matrice diagonaux. Les courbes ainsi obtenues ne sont pas utilisées pour le calcul de l'erreur car la variation est ici mono-dimensionnelle alors que le calcul réel inclut tous les éléments de

matrice de façon multidimensionnelle et corrélée [62].

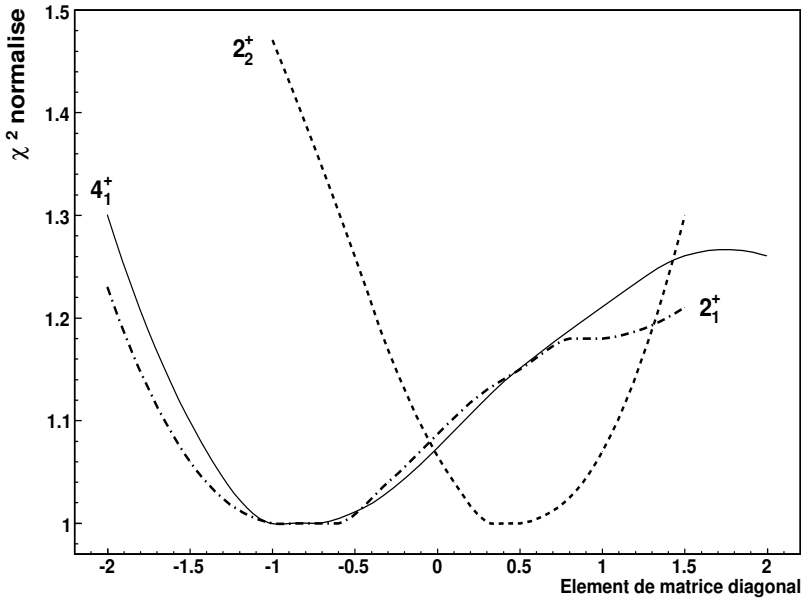

Figure 6.7 χ^2 normalisé en fonction de la valeur des éléments de matrice diagonaux : 2_1^+ (mixte), 4_1^+ (continue) et 2_2^+ (tirets) du ^{74}Kr.

Après minimisation, l'ensemble des éléments de matrice calculés par GOSIA permet de tracer les intensités γ pour n'importe laquelle des transitions en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse. La figure 6.8 présente les intensités γ des transitions $4_1^+ \rightarrow 2_1^+, 6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ (figure du haut) et $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (figure du bas) normalisées par la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ sur la gamme complète d'angle de diffusion. En raison de la statistique plus importante pour ces quatre transitions, un échantillonnage plus fin peut être réalisé. Les points expérimentaux sont indiqués avec leur barre d'erreur statistique alors que les barres en X précisent la gamme d'angle utilisée pour l'intégration. Les courbes continues sont calculées avec les éléments de matrice obtenus par GOSIA et s'ajustent aux valeurs expérimentales. La courbe en tirets est calculée en inversant les signes des éléments de matrice diagonaux tout en gardant les valeurs absolues obtenues. Cette courbe correspond donc à un scénario où le fondamental est oblate et l'état excité est prolate. De même, les courbes mixtes (pointillées) correspondent à un scénario prolate-prolate (oblate-oblate). La courbe

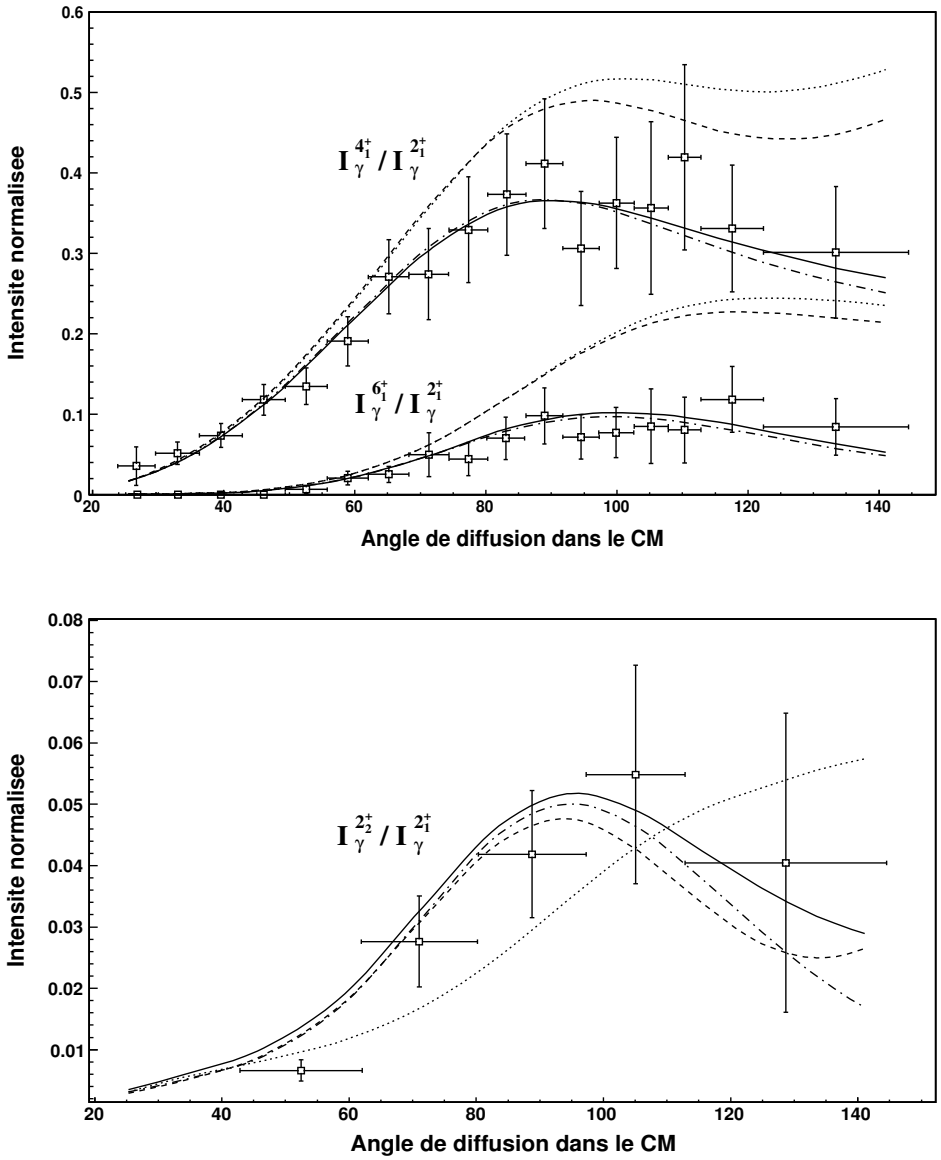

Figure 6.8 Intensités γ du ^{74}Kr normalisées par la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. La figure du haut montre les transitions $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ et $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$. La figure du bas montre la transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$. Courbe continue : fondamental prolate, bande excité oblate (configuration obtenue aprés minimisation), courbe mixte : prolate-prolate, tiret oblate-prolate et pointillée oblate-oblate.

correspondant au scénario prolate-prolate illustre le fait que l'erreur sur les éléments de matrice diagonaux de la bande excitée est très importante. Elles illustrent enfin l'unicité de la solution correspondant à la configuration prolate-oblate déduite de la minimisation. De plus, elles montrent clairement que la sensibilité au signe des éléments de matrice diagonaux est maximale aux grands angles de diffusion ($\theta_{cm} \geq 70°$) alors que les petits angles de diffusion ne sont sensibles qu'aux éléments de matrice transitionnels.

6.2.5 Eléments de matrice du ^{76}Kr

L'analyse de l'excitation Coulombienne du ^{76}Kr a été réalisée dans le cadre de la thèse d'Emmanuelle Bouchez [28]. Les temps de vie ont été néanmoins réévalués lors notre mesure de temps de vie (voir chapitre 7) et une nouvelle minimisation est nécessaire.

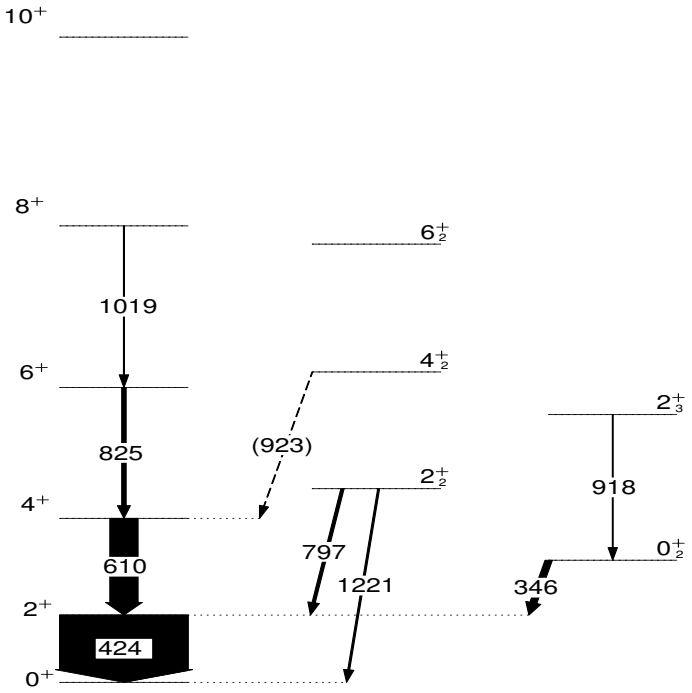

Figure 6.9 Schéma de niveau du ^{76}Kr montrant les transitions observées lors de l'excitation Coulombienne. La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité mesurée.

Les éléments de matrice transitionnels sont présentés dans le tableau 6.10 ainsi que les éléments de matrice diagonaux dans le tableau 6.11. Comme pour le ^{74}Kr

un scénario de coexistence de formes entre un état 2_1^+ de déformation prolate et un état 2_3^+ oblate (voir schéma de niveau dans la figure 6.9) est obtenu. Le temps de vie inconnu de l'état 2_3^+ peut être extrait de notre minimisation avec une valeur de 0.47(5) ps.

Table 6.10 Eléments de matrice E2 transitionnels obtenus après minimisation pour le ^{76}Kr. Les moments quadripolaires correspondants sont également mentionnés.

N_2	N_1	E.M. (eb)	$Q_0^t(eb)$	SLy6[11]	B(E2:$N_1 \rightarrow N_2$)e^2b^2	SLy6[11]
0_1^+	2_1^+	$0.849^{+0.006}_{-0.006}$	$2.69^{+0.02}_{-0.02}$	3.19	$0.1443\ ^{+0.0022}_{-0.0022}$	0.2023
2_1^+	4_1^+	$1.49\ ^{+0.01}_{-0.01}$	$2.94^{+0.03}_{-0.03}$	3.15	$0.2468\ ^{+0.0058}_{-0.0056}$	0.2814
4_1^+	6_1^+	$1.90\ ^{+0.11}_{-0.03}$	$2.98^{+0.17}_{-0.06}$	3.52	$0.2796\ ^{+0.0338}_{-0.0115}$	0.3886
6_1^+	8_1^+	$2.25\ ^{+0.16}_{-0.10}$	$3.02^{+0.22}_{-0.14}$	3.67	$0.3000\ ^{+0.0466}_{-0.0275}$	0.4421
8_1^+	10_1^+	$2.19\ ^{+0.22}_{-0.14}$	$2.60^{+0.26}_{-0.15}$		$0.2299\ ^{+0.0489}_{-0.0287}$	
0_2^+	2_3^+	$-0.87\ ^{+0.02}_{-0.04}$	$-2.77^{+0.07}_{-0.12}$	|1.43|	$0.1533\ ^{+0.0145}_{-0.0145}$	0.0404
0_1^+	2_3^+	$0.121^{+0.004}_{-0.005}$			$0.0029\ ^{+0.0002}_{-0.0002}$	0.0033
0_1^+	2_2^+	$0.183^{+0.008}_{-0.006}$			$0.0067\ ^{+0.0005}_{-0.0004}$	
2_1^+	0_2^+	$0.490^{+0.008}_{-0.011}$			$0.2409\ ^{+0.0086}_{-0.0108}$	0.00008
2_1^+	2_3^+	$-0.200^{+0.009}_{-0.008}$			$0.0080\ ^{+0.0007}_{-0.0007}$	0.0829
2_1^+	2_2^+	$-0.09\ ^{+0.04}_{-0.04}$			$0.0019\ ^{+0.0021}_{-0.0021}$	
2_1^+	4_2^+	$0.09\ ^{+0.01}_{-0.19}$			$0.0010\ ^{+0.0003}_{-0.0010}$	
4_1^+	2_3^+	$0.52\ ^{+0.05}_{-0.05}$			$0.0548\ ^{+0.0122}_{-0.0100}$	0.095
4_1^+	2_2^+	$-0.62\ ^{+0.04}_{-0.05}$			$0.0789\ ^{+0.0139}_{-0.0139}$	
4_1^+	4_2^+	$0.43\ ^{+0.03}_{-0.03}$			$0.0206\ ^{+0.0025}_{-0.0025}$	
0_2^+	2_2^+	$-1.22\ ^{+0.044}_{-0.08}$			$0.2993\ ^{+0.0423}_{-0.0423}$	
2_3^+	2_2^+	$0.81\ ^{+0.10}_{-0.24}$			$0.1339\ ^{+0.0343}_{-0.0673}$	
2_2^+	4_2^+	$0.89\ ^{+0.10}_{-0.13}$			$0.0892\ ^{+0.0206}_{-0.0263}$	

La sensibilité du χ^2 aux éléments de matrice diagonaux a été étudiée dans les mêmes conditions que le paragraphe 6.2.4. Les courbes obtenues sont présentées sur la figure 6.10. On peut souligner la différence de largeur des courbes obtenues entre le ^{76}Kr et le ^{74}Kr (fig. 6.7). Cette augmentation de la pente des courbes indique que la sensibilité est plus importante dans le cas du ^{76}Kr. Celle-ci est clairement attribuée à une plus large statistique γ obtenue dans le ^{76}Kr ainsi qu'à une meilleure connaissance des paramètres spectroscopiques qui contraignent davantage la minimisation.

Table 6.11 Eléments de matrice E2 diagonaux obtenus après minimisation pour le ^{76}Kr. Les moments quadripolaires correspondants sont également mentionnés.

N_1	E.M. (eb)	$Q_0^s(eb)$	SLy6[11]	Q	SLy6[11]
2_1^+	-0.94 $^{+0.3}_{-0.3}$	$2.50^{+0.8}_{-0.8}$	2.74	-0.71 $^{+0.22}_{-0.22}$	-0.78
4_1^+	-2.25 $^{+0.4}_{-0.4}$	$4.66^{+0.8}_{-0.8}$	3.43	-1.69 $^{+0.3}_{-0.3}$	-1.25
6_1^+	(-2.91 $^{+0.4}_{-0.4}$)	$5.07^{+0.7}_{-0.7}$	3.61	-2.03 $^{+0.28}_{-0.28}$	-1.44
8_1^+	(-2.06 $^{+3.8}_{-0.39}$)	$3.15^{+5.8}_{-0.63}$	3.75	-1.3 $^{+2.4}_{-0.2}$	-1.58
10_1^+	(-2.60 $^{+4.68}_{-0.39}$)	$3.58^{+6.4}_{-0.53}$		-1.5 $^{+2.8}_{-0.2}$	
2_3^+	1.3 $^{+0.5}_{-0.5}$	$-3.4^{+1.3}_{-1.3}$	-0.86	0.98 $^{+0.37}_{-0.37}$	0.25
2_2^+	-0.98 $^{+0.5}_{-0.5}$			-0.7 $^{+0.3}_{-0.3}$	

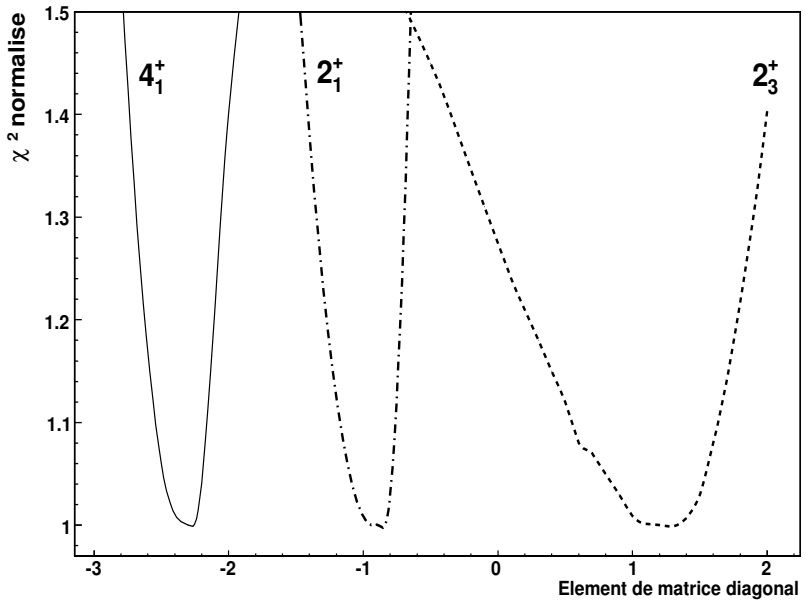

Figure 6.10 χ^2 normalisé en fonction de la valeur des éléments de matrice diagonaux : 2_1^+ (mixte), 4_1^+ (continue) et 2_3^+ (tirets) du ^{76}Kr.

6.3 Calculs des erreurs et limites de la minimisation

L'erreur sur le calcul des éléments de matrice est très majoritairement dominée par les erreurs statistiques sur les intensités γ expérimentales. Néanmoins, des erreurs

Table 6.12 Eléments de matrice M1 obtenus après minimisation pour le ^{76}Kr. Les B(M1) sont également mentionnés.

N_2	N_1	E.M. (μ_N)	B(M1:$N_1 \rightarrow N_2$) (μ_N^2)
2_1^+	2_2^+	$-0.420^{+0.001}_{-0.001}$	$0.0353^{+0.0017}_{-0.0017}$
4_1^+	4_2^+	$-0.390^{+0.003}_{-0.003}$	$0.0169^{+0.0026}_{-0.0026}$

systématiques s'ajoutent aux erreurs statistiques en raison de notre méconnaissance de la structure du noyau. En effet, GOSIA réalise une minimisation du χ^2 sur les éléments de matrice, pour un schéma de niveaux donné avec les données spectroscopiques connues. L'existence d'un ou plusieurs état(s), l'énergie d'un niveau déclaré ou un trop grand nombre de données spectroscopiques mal connues peuvent avoir une influence plus ou moins forte sur certains éléments de matrice. Ces effets systématiques doivent être étudiés et sont décrits dans ce paragraphe.

6.3.1 Erreur statistique

La principale source d'erreur est l'erreur statistique. Comme nous travaillons avec des faisceaux radioactifs, l'erreur sur la statistique intégrée sur toute la gamme en angle est déjà élevée. La division en plusieurs gammes en angle de diffusion augmente l'erreur relative pour chaque transition. Après minimisation, l'option OP,ERRO est utilisée pour calculer les erreurs sur les éléments de matrice. Le calcul réalisé est un calcul complet pour chaque élément de matrice autour de la valeur obtenue par la minimisation en incluant toutes les corrélations possibles. Une description de la méthode numérique peut être trouvée à la référence [62].

6.3.2 Erreur systématique : effet de désorientation

L'effet de désorientation est complètement inclu dans GOSIA mais l'erreur systématique due à l'approximation $g = Z/A$ doit être vérifiée. Nous avons la chance d'avoir une mesure récente du facteur g du 2_1^+ du ^{76}Kr. Celui a été déterminé à $g = +0.37(11)$ [69]. Cette valeur a été introduite dans le calcul des éléments de matrice du ^{76}Kr. Le facteur g du ^{74}Kr n'est pas connu et par conséquent GOSIA utilise l'approximation Z/A. La valeur connue du ^{76}Kr permet de quantifier l'erreur introduite par l'approximation en réalisant le calcul avec $g = +0.37(11)$ ou g = Z/A = 0.47. Après minimisation, aucune différence significative n'est observée sur les éléments de matrice transitionnels lorsque l'on inclut ou non l'effet de désorientation

dans GOSIA, ou lorsque l'on choisit l'approximation plutôt que la valeur publiée. Pour les éléments de matrice diagonaux, une variation de 8% est observée lorsque l'on inclut l'effet de désorientation ou non. Cette différence est à comparer avec les 30% d'erreur dues à la statistique. Enfin, aucune variation n'est observée entre l'approximation et la valeur réelle permettant de conclure que l'approximation Z/A n'aura pas d'influence sur les éléments de matrice du ^{74}Kr.

6.3.3 Erreur systématique : position de l'état 4_2^+ dans le ^{74}Kr

Nous avons déja évoqué l'ambiguïté sur la position de l'état 4_2^+ dans le ^{74}Kr. Dans le paragraphe 6.2.1, nous avons indiqué que la transition inconnue à 910 keV devait correspondre à la décroissance de l'état inconnu 4_2^+ vers l'état 2_2^+. Nous avons également indiqué que le calcul GOSIA favorise la transition $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$ plutôt que $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$. Les deux possibilités ont été testées. Lorsque la transition est attribuée à $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$, l'état se situe énergétiquement 188 keV plus bas.

Dans un premier temps, on introduit l'état 4_2^+ dans le schéma de niveaux alternativement dans les deux configurations et le calcul GOSIA est réalisé sans intensité γ correspondant à sa décroissance. On suppose donc que l'état existe mais qu'aucune transition n'est visible. Dans le cas où la position est déduite de la transition $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$, celle-ci n'est pas réclamée par GOSIA ce qui signifie qu'elle ne devrait pas être vue alors que la transition non observée expérimentalement $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ est réclamée aux grands angles. Dans la seconde hypothèse, où la position est déduite de la transition $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$, celle-ci et seulement celle-ci est réclamée par GOSIA et devrait être visible, ce qui est compatible avec le spectre expérimental. On peut donc conclure que la transition à 910 keV correspond à la transition $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$, ce qui nous permet de placer correctement le niveau (figure 6.2) ainsi qu'une intensité γ expérimentale dans la minimisation GOSIA.

En dépit des arguments qui viennent d'être évoqués, les erreurs systématiques sur les éléments de matrice introduites par un déplacement de 188 keV de l'état ont été évaluées. Pour les transitions dans la bande excitée, $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ et $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$, la variation de l'élément de matrice est de 4% et 9% respectivement. Les éléments de matrice entre les bandes $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ et $2_2^+ \rightarrow 4_1^+$ sont modifiés de 16% et 4% respectivement. Les éléments de matrice diagonaux sont également affectés à hauteur de 10% pour le 4_1^+ et de 3% et 34% pour respectivement les états 2_2^+ et 4_2^+. Tous les autres éléments de matrice ne sont pas sensibles à cette perturbation. On peut

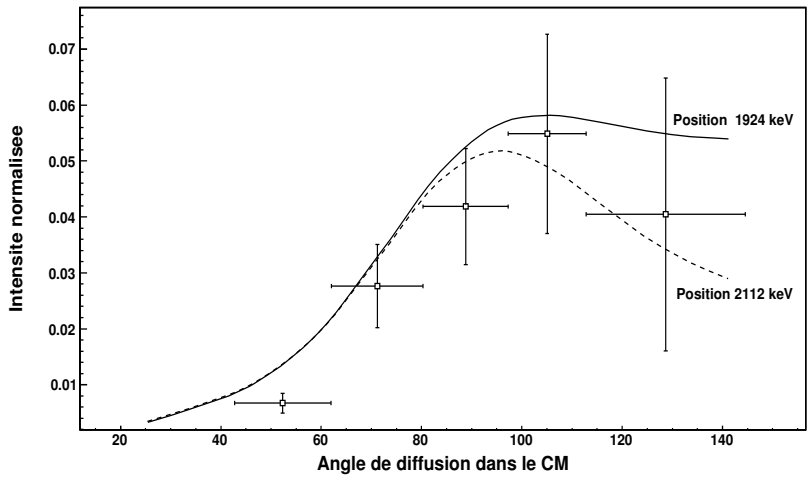

Figure 6.11 Intensité $\gamma(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ normalisée par la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ pour les deux scénario. La courbe continue correspond au scénario où la transition à 910 keV est interprétée comme $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ et la courbe en tirets lorsqu'elle correspond à $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$.

remarquer que seul l'état 4_2^+ et la transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ sont fortement affectés par l'erreur induite. L'impact sur les intensités de transition illustrant cette sensibilité est visible sur l'intensité de transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ normalisée en fonction de l'angle de diffusion (figure 6.11).

6.3.4 Erreur systématique : structure de l'état 2_2^+ dans le ^{74}Kr

Dans le ^{76}Kr, la structure des états 2_1^+, 2_2^+ et 2_3^+ est relativement bien établie. Le premier état appartient à la bande rotationnelle fondamentale alors que l'état 2_2^+ a été interprété comme appartenant à une bande γ, K=2 6.9. L'état 2_3^+ a été déduit comme appartenant à la bande rotationnelle K=0 bâtie sur l'état 0_2^+. Pour le ^{74}Kr, deux candidats peuvent potentiellement appartenir à la bande excitée, les états 2_2^+ et 2_3^+.

Compte tenu du fait que l'énergie d'excitation de l'état 0_2^+ décroît depuis le ^{78}Kr et passe par un minimum pour le ^{74}Kr (cf. chap.1), l'état 2_2^+, plus proche en énergie, est un candidat idéal pour l'état rotationnel. Les éléments de matrice

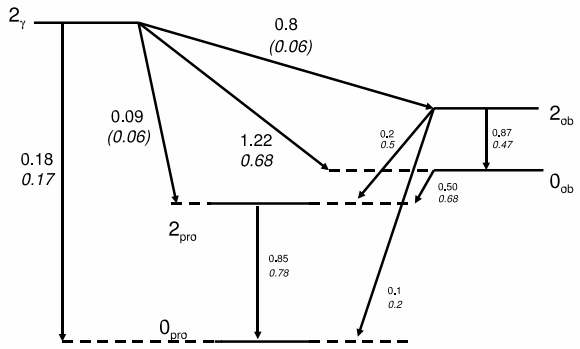

Figure 6.12 Comparaison schématique des éléments de matrice transitionnels à bas spins entre le ^{76}Kr et ^{74}Kr (*italique*). Pour le ^{74}Kr, l'état 2_{ob}=2_2^+ et 2_γ=2_3^+

permettent d'étayer ce scénario. En posant l'hypothèse que l'état 2_2^+ appartient à la bande excitée K=0 pour le ^{74}Kr et que l'état 2_3^+ est la tête de bande γ K=2, on peut comparer les éléments de matrice connectant l'état 2_γ^+ aux autres états pour les deux noyaux (figure 6.12). Les éléments de matrice ainsi organisés sont cohérents entre les deux noyaux et avec le scénario de mélange maximum pour le ^{74}Kr. Le couplage entre l'état 2_{oblate}^+ et les états fondamentaux $2_{prolate}^+$ et $0_{prolate}^+$ augmente avec le ^{74}Kr alors que le couplage 2_γ^+ vers l'état fondamental est inchangé. De même, le couplage entre 2_γ^+ et $2_{prolate}^+$ est très petit dans les deux noyaux alors que le couplage avec l'état 0_{oblate}^+ est important et conserve le même rapport avec $0_{oblate}^+ \rightarrow 2_{oblate}^+$ ($1.22/0.87 = 0.68/0.47 = 1.4$). On peut remarquer également que les éléments de matrice $2_{prolate}^+ \rightarrow 0_{prolate}^+$ d'une part, et $2_{oblate}^+ \rightarrow 0_{oblate}^+$ d'autre part, diminuent simultanément lorsque le mélange augmente avec le ^{74}Kr. La comparaison absolue et relative des éléments de matrice entre les deux noyaux confirment l'état 2_2^+ comme appartenant à la bande rotationnelle K=0 bâtie sur l'état 0_2^+. Cette interprétation n'apporte pas néanmoins la preuve que l'état 2_3^+ dans le ^{74}Kr est la tête d'une bande γ mais prouve qu'il n'est pas de la même structure que l'état 0_2^+.

6.3.5 Erreur systématique : doublets non résolus

Les deux spectres du ^{74}Kr et ^{76}Kr présentent également des doublets non résolus en raison de la résolution obtenue après correction Doppler. Dans l'analyse GOSIA, les transitions non résolues peuvent être prises en compte conjointement et leurs

intensités sont sommées.

Dans le cas particulier du ^{76}Kr, la transition à 923 keV ($4_2^+ \rightarrow 4_1^+$) ne peut être séparée de la transition à 918 keV ($2_3^+ \rightarrow 0_2^+$). Cette incertitude est à prendre avec attention car elle porte sur la décroissance de l'état 2_3^+ et peut limiter la validité des éléments de matrice de cet état. Lors de l'excitation Coulombienne, l'état 4_2^+ doit être moins peuplé que l'état 2_3^+ car l'état se situe à plus haute énergie et n'est accessible que par une excitation au moins en deux étapes, beaucoup moins probable que la population directe de l'état 2_3^+ (la probabilité de faire n excitations successives $\propto (n!)^{-1}$). L'hypothèse d'une transition pure à 918 keV a donc été introduite dans la minimisation GOSIA. Après convergence, la transition $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ n'est pas réclamée par GOSIA ce qui supporte l'hypothèse d'une transition unique. Par conséquent, on peut conclure que l'intensité de la transition à 923 keV est négligeable et accroître la précision sur les éléments de matrice liés à l'état 2_3^+.

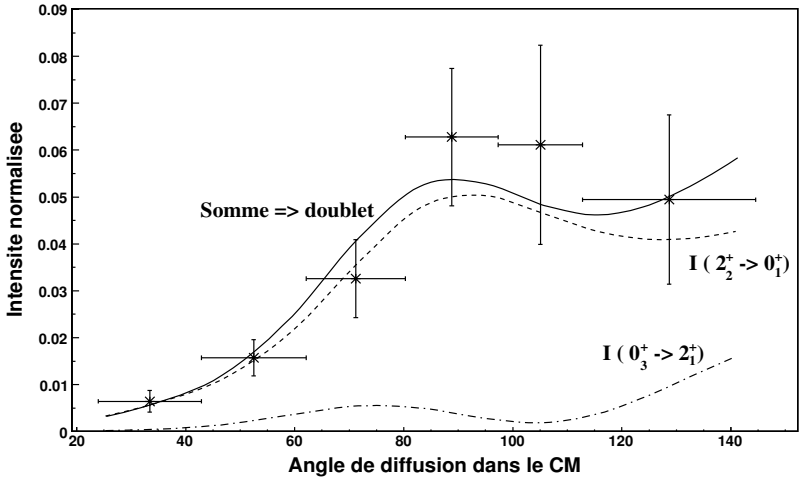

Figure 6.13 Intensité de transition correspondant au doublet à 1200 keV dans le ^{74}Kr.

Un traitement identique a été appliqué au doublet à 1200 keV du ^{74}Kr, composé des transitions à 1198 et 1202 keV. La largeur de la transition avait suggéré qu'elle n'était pas pure, ce qui peut être compris par la présence des trois transitions à 1233, 1202 et 1198 keV (fig.6.2). Nous avons néanmoins estimé la contribution de la transition $0_3^+ \rightarrow 2_1^+$ en appliquant la même procédure que pour le ^{76}Kr avec les mêmes

arguments. L'étude montre qu'au niveau d'erreur statistique où nous sommes, la transition $0_3^+ \rightarrow 2_1^+$ contribue très peu au doublet et peut être négligée pour accroître la précision sur l'état 2_2^+. La figure 6.13 présente l'intensité expérimentale normalisée au $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ de la transition à 1200 keV en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse pour le ^{74}Kr. La courbe en tirets correspond à la transition $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ à 1202 keV. La courbe mixte correspond à la transition $0_3^+ \rightarrow 2_1^+$ à 1198 keV et la courbe continue à la somme. Cette figure montre que la probabilité d'exciter l'état 0_3^+ est faible et que la transition à 1198 keV contribue très peu au doublet confirmant notre traitement. Elle renforce aussi l'hypothèse que la transition à 910 keV ne peut pas correspondre à la décroissance d'un état 2_4^+ qui ne serait que très faiblement peuplé.

6.3.6 Erreur systématique: couplage bande γ - bande prolate dans le ^{76}Kr

Dans le ^{76}Kr, la bande γ bâtie sur l'état 2_2^+ se situe proche des bandes rotationnelles bâties sur les états 0_1^+ et 0_2^+. Leur couplage mutuel est délicat à interpréter, un élément de matrice extrêmement fort ayant été obtenu. En effet, alors que le couplage entre l'état 2_2^+ et la bande fondamentale est bien contraint par les temps de vie, rapports d'embranchement et transitions γ expérimentales, aucune valeur expérimentale n'est disponible vers la bande rotationelle excitée (fig.6.9). Un élément de matrice important entre la bande γ et l'état 0_2^+ est obtenu sans contrainte directe. Seule la comparaison avec l'élément de matrice du ^{74}Kr entre la bande γ et l'état 0_2^+, qui a aussi une valeur importante obtenue avec une contrainte directe (intensité de la transition à 1233 keV), permet d'exclure un erreur systématique qui expliquerait la large valeur calculée. La reproduction d'un tel couplage dans les deux noyaux extrait par deux expériences distinctes exclu une erreur d'analyse. Ce fort couplage entre la bande γ et l'état 0_2^+ est discuté dans le chapitre 8.

De même, le couplage entre les états 4_2^+ et 6_2^+ avec la bande fondamentale dans le ^{76}Kr est obtenu extrêmement fort lorsqu'aucune hypothèse n'est posée, ce qui n'est pas concluant. Comme aucune configuration n'est comparable dans le ^{74}Kr, une erreur systématique a été introduite dans les éléments de matrice de la bande fondamentale. Celle-ci est déduite lorsque les éléments de matrice connectant les états 4_2^+ et 6_2^+ avec la bande fondamentale ont été fixés proches de zéro, ou lorsque les rapports d'embranchement sont introduits ou non.

6.3.7 Erreur systématique: erreurs dues aux états inconnus

Une source d'erreur importante dans GOSIA est l'éventuel couplage aux états inconnus. En effet comme nous l'avons déjà souligné, la minimisation est réalisée pour un schéma de niveau donné et bien qu'un nombre limité de transitions soient observées durant l'expérience, tous les éléments de matrice peuvent être calculés. Dans le cas du ^{76}Kr, l'état 4_3^+ appartenant à la bande rotationnelle excitée n'est pas connu ce qui peut influencer l'élément de matrice diagonal de l'état 2_3^+. En raison des excitations virtuelles dans le calcul de la section efficace d'excitation Coulombienne, l'élément de matrice diagonal de l'état 2_3^+ est sensible à cet état. Nous avons donc estimé l'erreur systématique en introduisant un état hypothétique 4_3^+, 1 MeV au dessus de l'état 2_3^+, et laissé minimiser GOSIA. La déviation obtenue est bien inférieure à l'erreur statistique ce qui indique que nous n'avons pas suffisament de sensibilité dans notre mesure pour estimer une erreur systématique. Un autre état peut introduire une erreur systématique que nous avons évalué. Très récemment un état 0_3^+ a été observé par décroissance β du ^{76}Rb sur le ^{76}Kr à l'instar du ^{74}Kr [21]. Ce nouvel état, introduit dans le calcul, n'influence pas les résultats obtenus. En conclusion, on peut dire que les éléments de matrice que nous avons obtenus ne sont pas sensibles aux états inconnus proches en énergie. Dans leur article, A.E. Kavka *et al.* [49] ont estimé l'influence des états de spin impair énergétiquement proches. Ils ont concluent que l'influence de ces états par excitation virtuelle est très faible sur les éléments de matrice des états pairs observés.

6.4 Moment quadripolaire et Quadrupole Sum - Rules

Les éléments de matrice permettent de déduire les moments quadripolaires transitionnels, statiques et spectroscopique indiqués dans les tableaux 6.6, 6.9, 6.10 et 6.11 conformément aux relations établies dans le chapitre 3. En utilisant la relation 3.1, une valeur du paramètre β est calculée à partir du moment quadripolaire intrinsèque Q_0 et indiquée dans le tableau 6.13.

Grâce au grand nombre d'éléments de matrice déduits dans les deux expériences, le formalisme du Quadrupole Sum Rules, développé dans le paragraphe 3.2.2, peut être appliqué. Dans ce formalisme, un état inconnu crée une erreur systématique importante dans la sommation si bien que nous ne pouvons l'appliquer qu'aux états 0^+ puisque les états 2^+ les plus significatifs sont connus. Les paramètres Q^2 et $\cos 3\delta$ ont donc été calculés et les résultats sont representés dans la figure 6.14. Les deux états

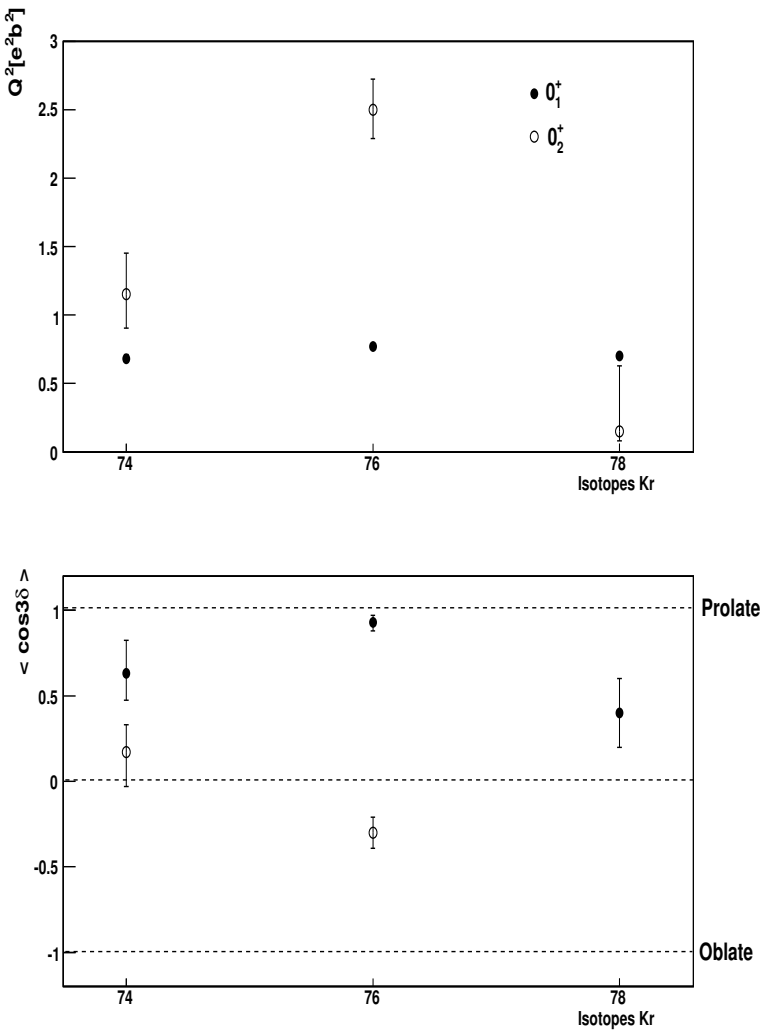

Figure 6.14 Quadrupole Sum Rules appliqué aux états 0^+ des isotopes légers du krypton. Les valeurs du ^{78}Kr sont extraites de [33].

0^+ sont largement déformés comme indiqué par le paramètre Q^2 et suggéré par la déformation de leurs états 2^+ rotationnels. Le paramètre cos3δ mesure la triaxialité de l'état et la valeur 1 indique un état purement prolate alors que -1 indique un état purement oblate. Alors que pour le ^{76}Kr, les deux états sont purement prolate et oblate, le mélange est maximal pour le ^{74}Kr comme attendu dans le scénario de coexistence de formes.

Un grand nombre d'observables ont pu être déduits de nos expériences : éléments de matrice, B(E2), moments quadripolaire, Q^2 et cos3δ. Ces données vont nous

Table 6.13 Paramètre de déformation β calculé à partir du moment quadripolaire intrinsèque.

^{74}Kr	$\beta\ ^{2^+_1} = +\ 0.25(11)$
	$\beta\ ^{2^+_2} = -\ 0.12(10)$
^{76}Kr	$\beta\ ^{2^+_1} = +\ 0.34(09)$
	$\beta\ ^{2^+_3} = -\ 0.55(22)$

permettre de conforter et de détailler le scénario de coexistence de formes dans les isotopes légers du krypton dans le chapitre 8.

Chapitre 7

Mesure des temps de vie avec GASP

L'analyse de la probabilité d'excitation des états 4_1^+ et 2_1^+ du ^{74}Kr, décrite dans le chapitre précédent (paragraphe 6.2.3), a montré que la collectivité déduite des temps de vie publiés dans la littérature est incompatible avec nos données d'excitation Coulombienne. Les temps de vie peuvent être traités comme paramètres libres de la minimisation de GOSIA et les valeurs obtenues sont significativement différentes. Cependant dans ce cas, l'erreur sur les éléments de matrice diagonaux devient si importante qu'il est impossible de conclure sur leur signe. La mesure du moment quadripolaire statique ne peut donc se faire sans une contrainte sur les temps de vie et ceux ci doivent donc être remesurés avec une bonne précision. Dans ce but, une expérience de mesure des temps de vie des ^{74,76}Kr a été réalisée en utilisant la méthode dite de Recoil-Distance Doppler Shift (RDDS). Celle-ci permet une mesure des temps de vie de l'ordre de la pico-seconde avec une précision, dans le meilleur des cas, de quelques pourcents. Cette expérience a été réalisée au laboratori Nazionali di Legnaro en Italie et analysée en grande partie par Andréas Görgen [68]. Quelques aspects de la réalisation et de l'analyse sont inclus dans cette thèse et décrits brièvement dans ce chapitre.

7.1 Mesure des temps de vie par la méthode RDDS

La méthode RDDS est une méthode standard pour la mesure des temps de vie de l'ordre de la dizaine de pico-seconde. Elle est rendue précise par le développement de dispositifs de type plunger décrits par la suite, et l'utilisation de large multidétecteur γ. Cette technique et la méthode d'analyse par *differential decay curve* sont décrites

à la référence [70] et appliquées à notre expérience dans [68]. Le noyau étudié est peuplé dans les états yrast à hauts moments angulaires au niveau d'une cible par une réaction nucléaire telle que la fusion-évaporation ou l'excitation Coulombienne. Celui-ci va décroître jusqu'à son fondamental par succession de rayonnements γ, au bout d'un temps correlé avec les temps de vie de chaque niveau excité.

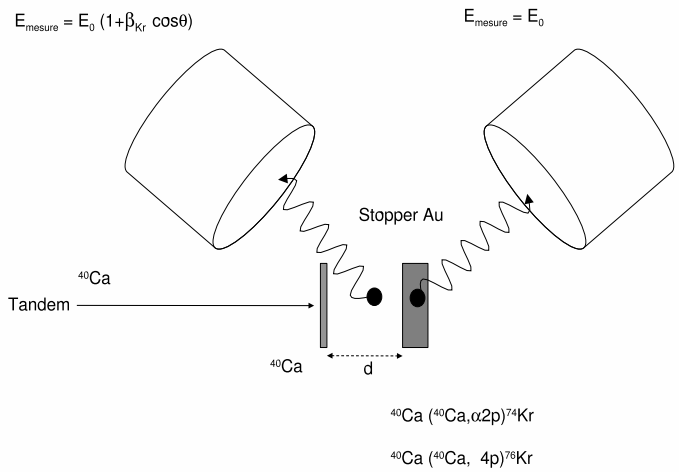

Figure 7.1 Principe de la mesure de temps de vie avec un plunger.

Une feuille suffisament épaisse pour arrêter le noyau, appelée *stopper*, est placée après la cible à une distance d (figure 7.1) variable. Très schèmatiquement, si le temps de vie du niveau est supérieur au temps de vol entre la cible et le stopper, les rayonnements γ seront majoritairement émis à l'arrêt, alors que si ce temps de vie est plus court les rayonnements γ seront émis en vol. Le photon émis en vol sera décalé de l'effet Doppler proportionnellement à la vitesse du recul et à l'angle d'émission. Le rayonnement émis à l'arrêt sera quant à lui à la bonne énergie avec une résolution égale à la résolution intrinsèque du détecteur. Le rapport entre les intensités en vol et arrêté en fonction de la distance permet d'extraire le temps de vie des niveaux.

7.2 Dispositif expérimental

7.2.1 Le multidétecteur GASP couplé au plunger de Cologne

Dans notre expérience, les noyaux de ^{74}Kr et ^{76}Kr sont peuplés par réaction de fusion évaporation ^{40}Ca(^{40}Ca, α2p)^{74}Kr et ^{40}Ca(^{40}Ca,4p)^{76}Kr à une énergie de faisceau de 147 MeV à 10 nAe. Cette énergie, proche de la barrière, optimise le peuplement des noyaux de ^{74}Kr et ^{76}Kr. Le canal principal d'évaporation est le ^{77}Rb peuplé par la réaction 3p, les ^{76}Kr et ^{74}Kr étant respectivement les secondes et troisièmes voies majoritaires. La cible est composée d'un sandwich d'or et de calcium pour prévenir l'oxydation. L'épaisseur de la cible est de 800μg/cm^2 avec un support de 2 mg/cm^2 d'or. Une description de la fabrication d'une telle cible est décrite dans le paragraphe suivant. Le stopper, où les noyaux produits sont implantés, est constitué d'une feuille d'or de 12 mg/cm^2. La vitesse du noyau composé est de v/c = 3.50(5) %, une vitesse relativement élevée pour ce type d'expérience et permettant une séparation claire entre les transitions arrêtée et en vol.

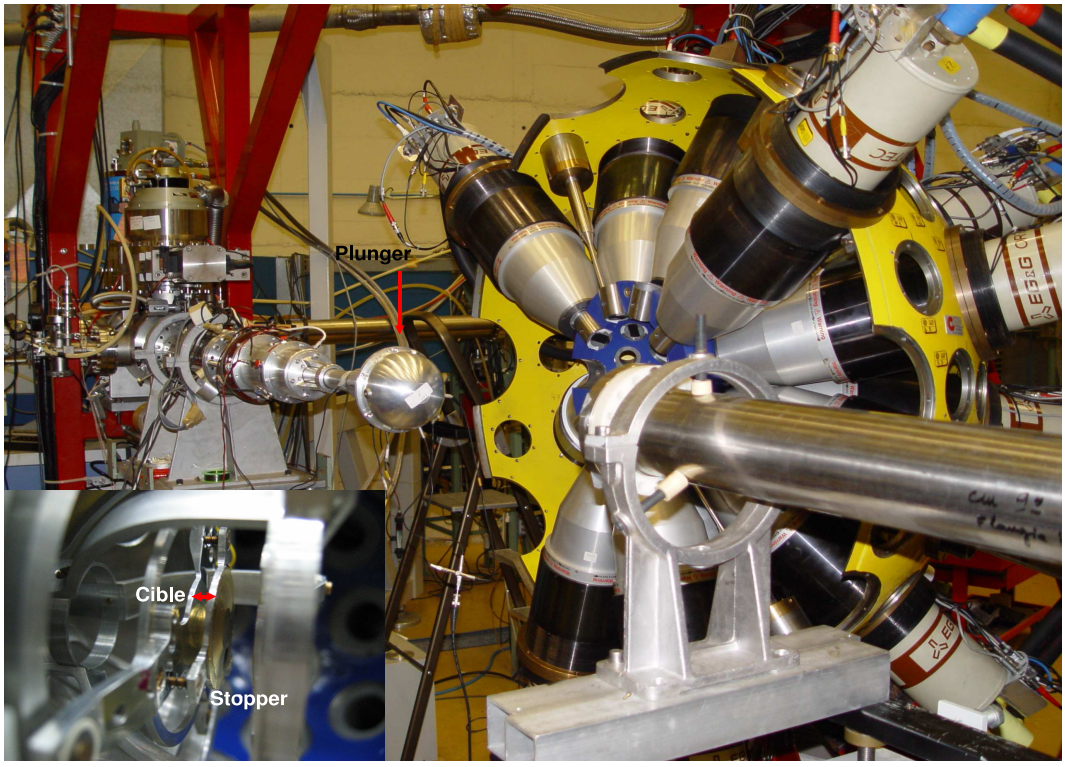

Figure 7.2 Dispositif expérimental GASP couplé au plunger de Cologne.

Les rayonnements émis lors de la désexcitation du noyau sont mesurés dans le multidétecteur GASP [71] composé au moment de l'expérience de 32 germanium équipés d'enceinte BGO en position rapprochés et de son électronique standard. Les détecteurs germanium sont regroupés en 7 anneaux avec des angles compris entre 36 et 144 degrés par rapport à l'axe du faisceau. Les détecteurs à 90 degrés ne sont pas utilisés car, en raison de la dépendance en cosθ de l'effet Doppler, les transitions émisent à l'arrêt ou en vol se confondent. Les 6 autres anneaux fournissent 6 mesures indépendantes du temps de vie pour chaque distance. L'uniformité du temps de vie selon les anneaux et les distances excluent les erreurs systématiques comme l'effet de désorientation. Le trigger électronique est validé lorsqu'au moins deux détecteurs sont touchés, ce qui permet de diminuer le bruit de fond, en particulier celui généré par l'excitation Coulombienne du support de la cible et du stopper. La gamme en temps de vie mesurable est reliée à la vitesse du noyau composé qui est de l'ordre de 12 μm/ps. La mesure a été réalisée sur 13 distances différentes entre 7.5 μm et 1500 μm durant 12 heures chacune. La distance entre la cible et le stopper est assurée par le plunger de Cologne [72]. Ce dispositif permet de fixer la distance entre la cible et le stopper de façon précise par vis micrométrique et de la contrôler en permanence sous faisceau. La capacité électrique entre les deux feuilles est mesurée et la distance est corrigée lors de la moindre variation grâce à un dispositif piézo-électrique. Le détecteur GASP avec en son centre le plunger sont représentés dans la figure 7.2. Le détail de la cible et du stopper est également montré.

7.2.2 Fabrication de la cible

La réaction de fusion-évaporation a nécessité la préparation, à Cologne au sein du groupe plunger, de cibles de ^{40}Ca. La principale difficulté de ce type de cibles est qu'elles ne doivent, en aucun cas, être contaminées par des noyaux d'oxygène. En effet, la section efficace de fusion ^{40}Ca+^{16}O est bien supérieure à la section efficace ^{40}Ca+^{40}Ca. Il est donc indispensable de minimiser la présence d'oxygène dans la cible. Le calcium naturel est composé à 96.94% de ^{40}Ca. Celui-ci est vendu sous forme carbonate $CaCO_3$. Il est donc nécessaire d'extraire le carbone et l'oxygène durant la préparation de la cible. Le calcium est déposé par évaporation sur une feuille d'or de 2 mg/cm^2 collée à l'époxy sur le support en aluminium. Le calcium est isolé de sa forme carbonate par oxydo-réduction avec du zirconium. Le mélange est composé de 100 mg de calcium pour 250 mg de zirconium et conditionné en pastille à une pression de 10 tonnes, puis introduite dans une capsule en tantale pincée aux deux extrémités et percée en son centre. La capsule est ensuite placée

entre deux électrodes refroidies par eau et qui, par effet Joule, sera portée à haute température. La cible munie de sa feuille d'or est vissée sur un large support en cuivre de 5 cm d'épaisseur placé au dessus de la capsule en tantale. Ce bloc de cuivre sert à refroidir la cible afin de permettre la condensation du calcium sur la feuille d'or. L'ensemble de l'installation est placé dans une chambre à vide munie d'une pompe primaire et d'une pompe cryogénique.

La présence d'un bon vide est indispensable pendant la phase d'évaporation. En effet, afin de minimiser le dépôt de tout autre noyau comme l'oxygène, un vide inférieur à 10^{-6} mbar est nécessaire. Dans le cas de notre installation, cela représente plus de 12h de pompage. La pression de départ est typiquement de l'ordre de 5-$6{\cdot}10^{-7}$ mbar. Une fois cette pression atteinte, un courant peut être appliqué à la capsule de tantale. La rampe en intensité traversant le tantale doit être très lente car plusieurs réactions successives suivant la température se produisent. A faible ampérage, on observe tout d'abord l'évaporation de l'eau contenue dans et sur la capsule entrainant une augmentation de la pression par palier. La pression pendant sa phase de montée ne doit pas dépasser 10^{-5} mbar. Quand toute l'eau est évaporée, commence l'évaporation du CO_2 contenu dans le $CaCO_3$. De même, la rampe en intensité doit être très lente en contrôlant la pression. L'évaporation du CO_2 prend une demi-heure en montant par petits paliers d'intensité. Lorsque l'on n'observe plus de variation de la pression en augmentant l'intensité, cela signale la fin de l'évaporation du CO_2 et le début de celle du calcium métallique puisque le dernier oxygène a été capturé par oxydo-réduction par le zirconium. La température du tantale doit être portée entre 1300 et 1400 ^{0}C. Une température trop élévée ou un mauvais vide peuvent entrainer une mauvaise adhérence du calcium sur la feuille d'or. Pour cela, la température doit être controlée régulièrement.

$$CaCO_3 + Zr \overset{evap\ eau}{\longrightarrow} CaCO_3 + Zr \overset{evap\ CO_2}{\longrightarrow} CaO + Zr \overset{red-ox}{\longrightarrow} Ca + ZrO \overset{evap\ Ca}{\longrightarrow} ZrO\ .$$

Durant l'évaporation la couleur de la cible change, signe du dépot de calcium. L'évaporation dure entre 50 minutes et une heure et se termine par une légère remontée de pression. Une estimation de l'épaisseur de calcium est difficile à faire. On peut soit faire une différence de poids entre l'avant et l'après évaporation sur la cible, soit l'estimer par un copeau recueilli sur le support en cuivre. Pour notre première cible en calcium enrichi, nous avons utilisé la deuxième méthode et mesuré une épaisseur proche de 800μg/cm^2, ce qui est l'épaisseur espérée. Une pellicule d'or est ensuite évaporée sur la cible afin de protéger le calcium. Pour cela, 7 mg d'or

sont placés entre 2 électrodes afin d'être évaporés. En position de départ, la cible est placée à 4,5 cm à la verticale du dépôt de calcium, puis après rotation, à 9 cm du dépot d'or afin d'avoir une évaporation la plus uniforme possible. Pour prévenir l'oxydation de la cible, le transport s'effectue sous vide et le montage sur le porte cible est réalisé dans une atmosphère saturée en argon.

7.3 Extraction des temps de vie

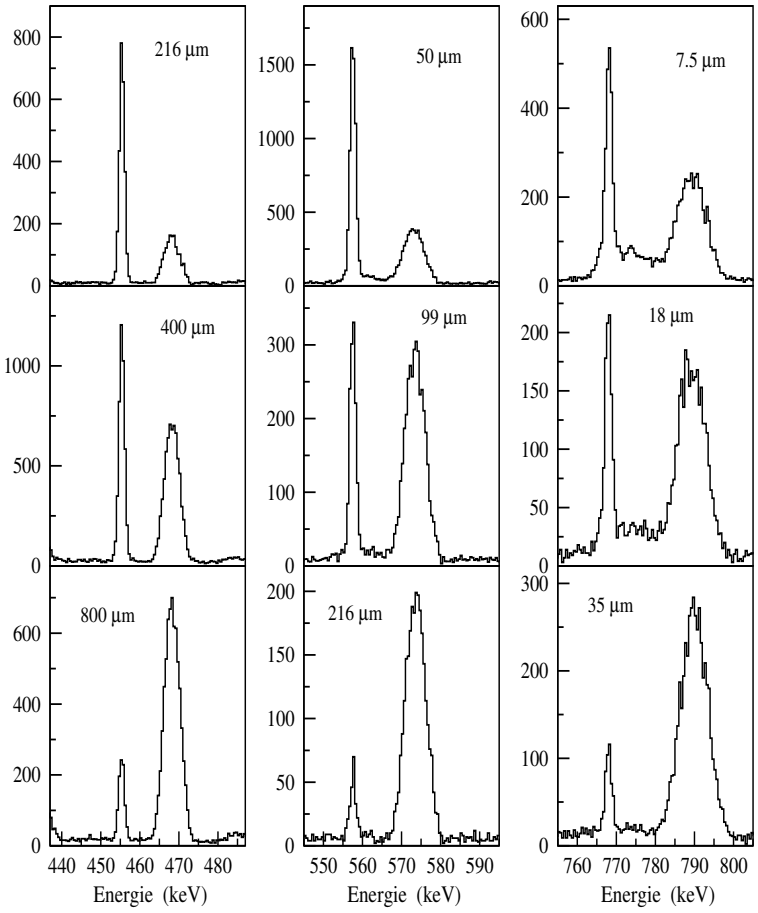

Figure 7.3 Spectres γ montrant la décroissance des états 2^+ (colonne de gauche), 4^+ (milieu) et 6^+ (droite) du ^{74}Kr en fonction de la distance.

Pour l'analyse des données, 468 matrices $\gamma - \gamma$ ont été construites pour chaque combinaison d'angle d'émission et chaque distance. Chaque spectre tracé est construit en coïncidence avec la composante en vol du niveau supérieur alimentant

Table 7.1 Temps de vie extrait pour les noyaux de ^{74}Kr et ^{76}Kr en pico-seconde.

	$\tau_{Nucl.Data.}$	$\tau_{Paramètre\ libre\ GOSIA}$	$\tau_{Plunger}$
^{76}Kr			
2_1^+	35.9(10)[73]	38	41.5(8)
4_1^+	4.8(4)[73]	4.4	3.67(9)
6_1^+	0.86(10)[74]	0.8	0.97(29)
^{74}Kr			
2_1^+	23.5(2.0)[18]	29.6	33.8(6)
4_1^+	13.2(7) [19]	5.9	5.2(2)
6_1^+	1.08(14) [15]	1.4	1.09(23)

directement le niveau sous investigation. Des coïncidences triples ont même été utilisées pour exclure toute contamination due à la radioactivité accumulée dans le stopper. La figure 7.3 montre les 3 premières transitions 2^+, 4^+ et 6^+ du ^{74}Kr en fonction de 3 distances caractéristiques pour des germanium à 36 degrés par rapport à l'axe du faisceau. Les transitions arrêtées sont clairement distinctes des transitions émises en vol et l'évolution du rapport d'intensité en fonction de la distance est visible.

Les coïncidences $\gamma - \gamma$ sont la différence essentielle avec les mesures citées dans la littérature car elles permettent de supprimer toute contamination et alimentation parallèle de la bande rotationnelle par d'autres niveaux excités. Les intensités γ estimées sont normalisées pour chaque distance x sur le nombre total de réactions par un facteur commun *N(x)*. En notant *sh* l'indice de l'intensité γ correspondant à l'émission en vol et *st* celui de l'émission à l'arrêt, le nombre total de coïncidences entre 2 rayonnements γ successifs, γ_1 et γ_2, à la distance x est :

$$I(\gamma_1, \gamma_2, x) = I(\gamma_1^{sh}, \gamma_2^{sh}, x) + I(\gamma_1^{sh}, \gamma_2^{st}, x) + I(\gamma_1^{st}, \gamma_2^{st}, x)\ . \tag{7.1}$$

Le temps de vie du niveau recherché alimenté par γ_1 et dépeuplé par γ_2, à la distance x, est extrait de la relation [70] :

$$\tau(x) = \frac{\frac{1}{N(x)} I(\gamma_1^{sh}, \gamma_2^{st}, x)}{v_{Kr} \frac{d}{dx} \frac{I(\gamma_1^{sh}, \gamma_2^{sh}, x)}{N(x)}}\ . \tag{7.2}$$

L'évolution des intensités γ normalisées en fonction de la distance est illustrée sur la figure 7.4 pour l'état 4^+ du ^{74}Kr sur les deux courbes du bas. Les courbes sont

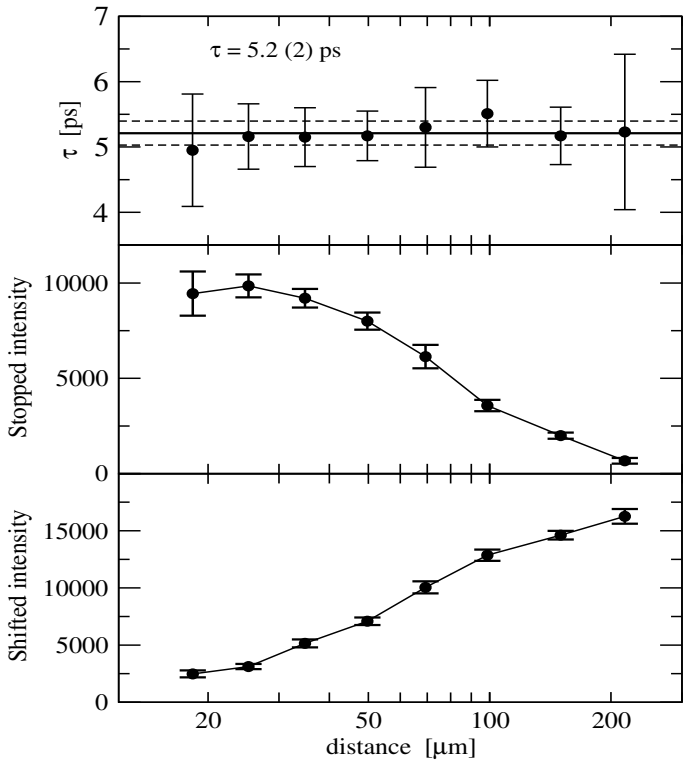

Figure 7.4 Extraction du temps de vie de l'état 4^+ du ^{74}Kr.

ajustées par une succession de polynômes continuement différentiables et le temps de vie est extrait grâce à la relation 7.2. Le résultat en fonction de la distance est présenté dans le graphique supérieur de la figure. Chaque distance, entre la cible et le stopper, fournit une mesure indépendante du temps de vie excluant toute erreur systématique. De même chaque anneau de GASP fournit une mesure indépendante ce qui permet d'obtenir une valeur extrêmement précise du temps de vie. Le résultat obtenu pour chaque noyau et chaque état est décrit dans le tableau 7.1.

Comme suggérée par l'expérience d'excitation Coulombienne, les temps de vie diffèrent fortement pour les états 2_1^+ et 4_1^+ du ^{74}Kr. Les valeurs mesurées vont dans le sens des résultats obtenus lorsque les temps de vie sont traités comme paramètres libres de GOSIA mais avec une bien meilleure précision. Ce résultat donne confiance en notre mesure et dans l'analyse GOSIA. Les mesures précédentes ont été réalisées sans coïncidence $\gamma - \gamma$, ce qui ne permet pas de contrôler les alimentations parallèles des niveaux et surtout les contaminations. Celles-ci proviennent des autres produits de réaction et de la radioactivité accumulée dans le stopper, et explique les larges

différences obtenues. L'exemple le plus caractéristique est la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ du ^{76}Se, alimentée par la décroissance du ^{76}Kr, qui a pour énergie 559.1 keV et qu'il faut comparer aux 557.9 de la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ du ^{74}Kr. Sans coïncidence $\gamma - \gamma$, l'intensité du pic arrêté à 557.9 keV est considérablement augmenté par la transition à 559.1 keV ce qui entraîne une augmentation du temps de vie extrait.

Chapitre 8

Interprétation et comparaison avec les calculs théoriques

L'analyse de l'excitation Coulombienne par le code GOSIA donne un très grand nombre d'éléments de matrice E2 aussi bien transitionnels que diagonaux. Les éléments de matrice transitionnels nous renseignent sur le couplage électromagnétique entre les états du noyau. Les éléments de matrice diagonaux nous indiquent quant à eux, la nature intrinsèque des états. Ces éléments de matrice peuvent être traduits en observables comme les probabilités de transition réduite ou les moments quadripolaires statiques décrits dans le chapitre 3. Ce chapitre a pour but de synthétiser ces observables afin de décrire le scénario de coexistence de formes dans les noyaux de ^{74,76}Kr et dans la région de masse. Les valeurs obtenues lors de l'analyse sont enfin comparées à des calculs théoriques et plus particulièrement aux calculs de M. Bender *et al.* [11] (HFB+GCM+Sly6).

8.1 Scénario de coexistence de formes

La grandeur habituellement calculée pour décrire le couplage entre les états est la probabilité de transition réduite B(E2). Sa valeur depuis un état initial vers un état final est déduite de la relation 2.2. Les valeurs sont indiquées pour chaque transition dans les tableaux 6.6 et 6.10. Les figures 8.1 et 8.2 montrent une vue partielle des schémas de niveaux du ^{74}Kr et ^{76}Kr où les B(E2) connectant les états de bas spins sont représentés. Ceux-ci sont symbolisés par les flèches dont l'épaisseur est proportionnelle à leur valeur. Dans les deux cas, la collectivité de la bande fondamentale est grande comme attendue dans une bande rotationnelle bâtie sur un état intrinsèque à forte déformation quadripolaire. L'évolution du B(E2) et du moment quadripolaire

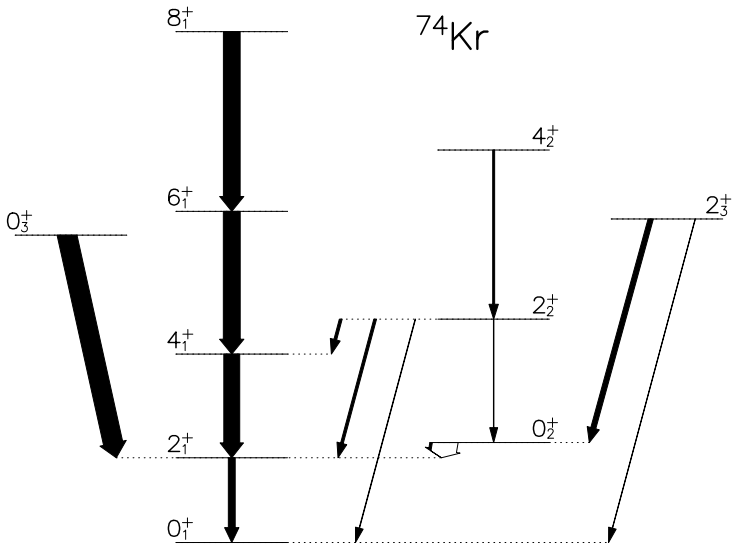

Figure 8.1 B(E2) extraits de l'expérience d'excitation Coulombienne du ^{74}Kr. La largeur des flèches est proportionnelle à la valeur.

transitionnel avec le spin montre bien l'effet du mélange des états à bas spins sur la collectivité. En effet, les B(E2) présentent une forte diminution de leur valeur pour la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ particulièrement important pour le ^{74}Kr. Ce comportement est à l'opposé de celui imposé par la loi du rotor rigide où la valeur est constante sur la bande. Cette tendance a été interprétée dans la mesure de temps de vie comme une conséquence du fort mélange entre les deux états à basse énergie, maximum pour le ^{74}Kr [68]. La collectivité de la bande excitée est directement extraite de notre calcul GOSIA. Celle-ci est plus faible que dans la bande fondamentale comme suggéré par les prédictions théoriques.

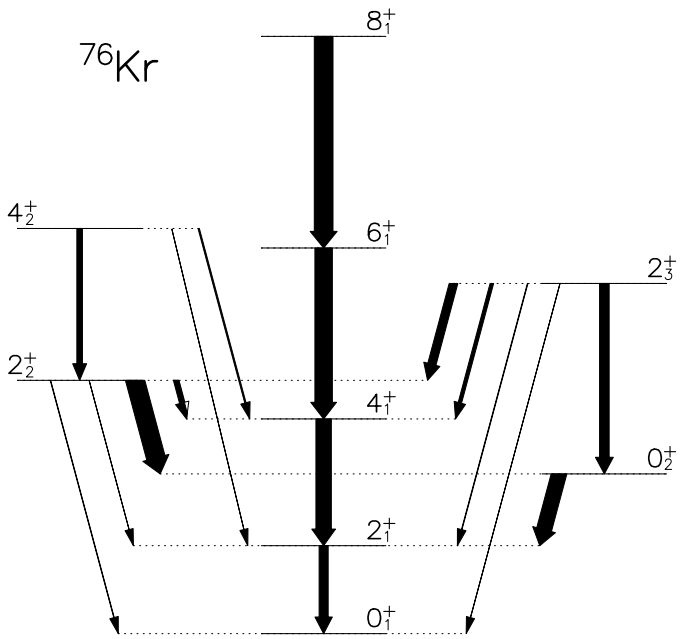

Figure 8.2 B(E2) extraits de l'expérience d'excitation Coulombienne du ^{76}Kr. La largeur des flèches est proportionnelle à la valeur.

Les éléments de matrice diagonaux obtenus pour les états 2_1^+ et 2_2^+ (2_3^+) dans le ^{74}Kr (^{76}Kr) ont un signe opposé ce qui indique sans ambiguïté une coexistence de formes dans ces noyaux pour des bandes K=0. Le signe négatif du premier état 2^+ indique une déformation prolate alors que le signe positif du second état 2^+, une déformation oblate. Cette opposition de signe donne la première preuve expérimentale d'une coexistence de formes entre un fondamental prolate et une déformation oblate excitée dans la chaîne des isotopes légers du krypton conformément aux prévisions théoriques.

De la même façon que l'évolution du moment transitionnel et du B(E2) montrent

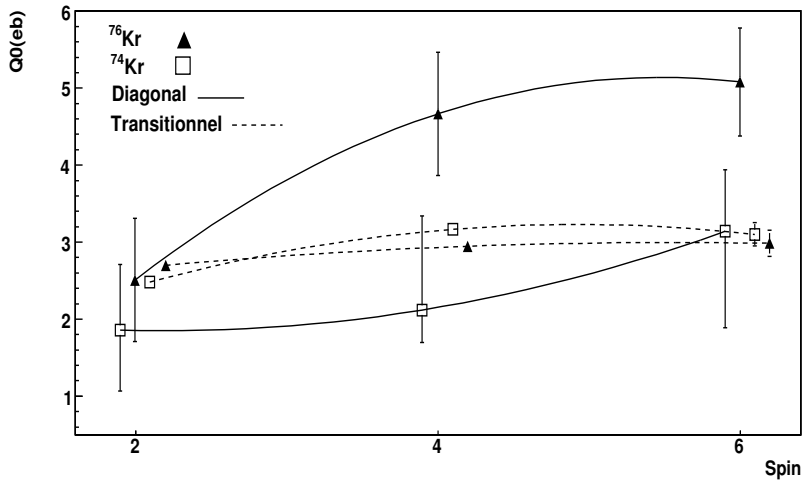

Figure 8.3 Systématique du moment quadripolaire statique et transitionnel de la bande rotationnelle fondamentale des krypton légers. Les spins sont légèrements décalés pour plus de lisibilité.

un effet du mélange, le moment quadripolaire statique présente cette caractéristique. Les évolutions de Q_0^s et Q_0^t sont indiquées dans la figure 8.3 en fonction du spin pour les deux isotopes de ^{74}Kr et de ^{76}Kr. Dans les deux cas, la tendance est comparable avec une baisse significative à bas spin, conséquence du mélange entre les deux déformations. La comparaison entre la valeur des moments transitionnels et diagonaux pour un spin donné est également caractéristique. Au-delà du spin I = 4, les moments statiques et transitionnels du ^{74}Kr tendent à s'égaler comme dans le rotor rigide, alors qu'à bas spins, une différence importante est observée. Ce comportement des moments quadripolaires, indique clairement un changement important de la structure des états de bas spin, conséquence du fort mélange des fonctions d'onde. Alors qu'à hauts spins (I $\geq$ 4), le noyau se comporte comme un rotor, les états 2_1^+ se rapprochent d'une collectivité proche de la vibration qui peut être une façon d'imaginer le mélange important entre une déformation prolate et oblate.

La figure 8.4 apporte un éclairage important sur l'évolution du mélange entre les deux bandes rotationnelles K=0. Elle représente de façon schématique les états excités du ^{74}Kr et du ^{76}Kr avec un état fondamental et premier état 2^+ prolate et des états 0_2^+ et second 2^+ oblate. Les valeurs absolues des éléments de matrice transitionnels sont indiquées pour les ^{76}Kr et ^{74}Kr (italique). Comme cela a déjà été évoqué, on peut remarquer que pour le ^{76}Kr, les éléments de matrice *in-band* sont

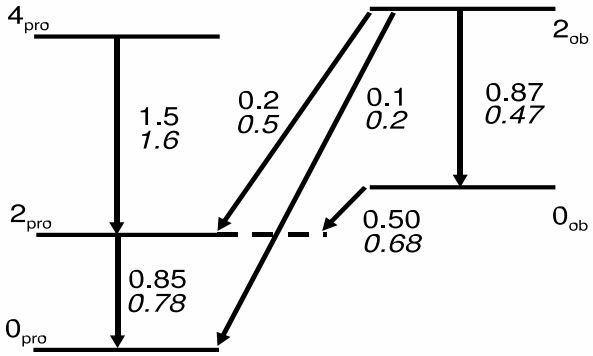

Figure 8.4 Comparaison schématique des éléments de matrice transitionnels à bas spins entre le ^{76}Kr et le ^{74}Kr (*italique*) .

égaux pour les transitions $0_i^+ \rightarrow 2_i^+$ alors que pour le ^{74}Kr, où le mélange est supposé maximum, ces éléments de matrice baissent de façon asymétrique tandis que les éléments de matrice *inter-band* augmentent fortement, signe du couplage. Cette évolution est complètement compatible avec une augmentation du mélange en allant vers le ^{74}Kr. Dans le cas où les fonctions d'onde des états 0^+ ont un mélange maximal, on s'attend à ce que les éléments de matrice $\langle 0_1^+ \mid E2 \mid 2_1^+ \rangle$ et $\langle 0_2^+ \mid E2 \mid 2_1^+ \rangle$ soient très similaires. Les valeurs obtenues sont en accords avec cette prédiction. Les schémas de niveaux des figures 8.1 et 8.2 présentent les B(E2) décrivant le couplage entre les bandes déduit des éléments de matrice. Comme le montrent les figures, les B(E2) connectant les deux déformations sont grands, étayant le scénario de coexistence de formes. On peut également remarquer que de fortes valeurs sont trouvées entre les états des bandes rotationnelles et l'état vibrationnel 2_2^+ dans le ^{76}Kr et l'état 2_3^+ dans le ^{74}Kr.

Le fort couplage entre les bandes rotationnelles est en accord avec la coexistence de formes mais leur couplage avec la bande supposée vibrationnelle γ est moins attendu. En effet, on peut remarquer dans le tableau 6.10, qui décrit les éléments de matrice du ^{76}Kr, un fort élément de matrice, donc un large B(E2), entre les états 0_2^+ et 2_2^+ appartenant à la bande γ. Dans le ^{74}Kr, l'élément de matrice $\langle 2_3^+ \mid Q \mid 0_2^+ \rangle$ élevé indique également un fort couplage entre la bande rotationnelle et l'état supposé comme appartenant à la bande γ par analogie. Cette similitude dans les deux noyaux exclut un erreur systématique puisque les deux expériences ont été réalisées séparement avec des dispositifs expérimentaux différents. La description de la col-

lectivité à bas spins fait donc intervenir au moins trois partenaires qui sont les deux bandes K=0 et une bande γ K=2.

E. Bouchez *et al.* ont montré que le mélange entre les états rotationnels à bas spins perturbe la structure en bande rotationnelle [27]. De même, le couplage entre les bandes rotationnelles et la bande γ doit perturber cette dernière. La bande vibrationnelle du ^{76}Kr est connue jusqu'aux hauts spins. En se concentrant sur la séquence des spins pairs, $8^+ \rightarrow 6^+$: 808 keV, $6^+ \rightarrow 4^+$: 806 keV et $4^+ \rightarrow 2^+$: 736 keV, on remarque que la dernière transition est perturbée. A l'instar des bandes rotationnelles, le couplage peut être responsable de cette distortion. Ce couplage à la vibration suggère une déformation plus complexe due à la coexistence de formes. Des déformations moins rigides entraînant une diminution de la déformation intrinsèque (faible élément de matrice diagonal) peuvent être obtenues. Ce fort couplage à la vibration ajouté au fort mélange des déformations prolate et oblate peut être compatible avec l'étalement des énergies potentielles présentées dans le chapitre 1 vers les déformations triaxiales.

La mesure directe de la déformation des états 0^+ n'est pas possible puisque toutes les orientations sont équiprobables dans l'espace pour un système quantique de spin 0. Néanmoins, nous avons montré dans le paragraphe 3.2.2 que le formalisme du Quadrupole Sum Rules permet d'extraire les variables Q^2 et cos3δ décrivant la déformation des états 0^+. Les résultats présentés dans le paragraphe 6.4 indiquent des états 0^+ fortement déformés. Le paramètre cos3δ permet d'estimer le caractère rigide de l'état. Alors que l'état 0_1^+ est un état purement prolate dans le ^{76}Kr, le mélange augmente dans le ^{74}Kr ce qui se traduit par une diminution de cos3δ vers 0. L'état 0_2^+ présente un mélange maximum pour le ^{74}Kr, c'est-à-dire cos3δ=0. Les états 0^+ confirment donc de même le scénario de coexistence de formes et le formalisme utilisé est sensible au mélange décrit dans les expériences précédentes du GANIL.

8.2 Mélange des fonctions d'onde

Les valeurs expérimentales extraites de la minimisation de GOSIA, tels que les B(E2) et les déformations intrinsèques extraites des éléments de matrice diagonaux, permettent d'estimer quantativement le mélange des fonctions d'onde associées aux états 0^+. Nous avons déjà évoqué à plusieurs reprises que les deux états 0^+ expérimentaux dans les isotopes de krypton légers (0_1^+ et 0_2^+) ont des fonctions d'onde mélangées. Ces états expérimentaux, $|0_1\rangle$ et $|0_2\rangle$, s'expriment en fonction

des états intrinsèques $|0_{pr}\rangle$ et $|0_{ob}\rangle$, correspondant aux déformations pures prolate et oblate. On peut donc écrire $|0_1\rangle$ et $|0_2\rangle$ selon une combinaison linéaire des états $|0_{pr}\rangle$ et $|0_{ob}\rangle$ tel que [75, 76] :

$$\begin{aligned} |0_1\rangle &= \cos\theta|0_{pr}\rangle + \sin\theta|0_{ob}\rangle \\ |0_2\rangle &= -\sin\theta|0_{pr}\rangle + \cos\theta|0_{ob}\rangle \ , \end{aligned} \tag{8.1}$$

avec $\cos\theta$ et $\sin\theta$ les amplitudes de mélange et θ l'angle de mélange.

De même, les états 2^+ expérimentaux peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} |2_1\rangle &= \cos\phi|2_{pr}\rangle + \sin\phi|2_{ob}\rangle \\ |2_2\rangle &= -\sin\phi|2_{pr}\rangle + \cos\phi|2_{ob}\rangle \ , \end{aligned} \tag{8.2}$$

avec $\cos\phi$ et $\sin\phi$ les amplitudes de mélange.

Celles-ci sont directement reliées aux grandeurs expérimentales B(E2,$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$), B(E2,$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$) et ρ(E0,$0_2^+ \rightarrow 0_1^+$) par les relations [75, 76] :

$$B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = (\frac{3ZR^2}{4\pi})^2(\beta_{pr}\cos\theta\cos\phi + \beta_{ob}\sin\theta\sin\phi)^2 \ , \tag{8.3}$$

$$B(E2, 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = (\frac{3ZR^2}{4\pi})^2(\beta_{ob}\cos\theta\sin\phi - \beta_{pr}\sin\theta\cos\phi)^2 \ , \tag{8.4}$$

$$\rho^2(E0) = (\frac{3Z}{4\pi})^2\cos^2\theta\sin^2\theta[\beta_{pr}^2 - \beta_{ob}^2 + \frac{5\sqrt{5}}{21\sqrt{\pi}}(\beta_{pr}^3\cos\gamma_{pr} - \beta_{ob}^3\cos\gamma_{ob})]^2 \ . \tag{8.5}$$

De même, on peut définir de telles relations pour les second et troisième états 2^+.

E. Bouchez *et al.* [27] ont déterminé les amplitudes de mélange $\cos\theta$ et $\sin\theta$ à partir de la position en énergie des états 0_1^+ et 0_2^+ selon un modèle de mélange de configurations pour un système à deux niveaux. Dans le cas du ^{74}Kr, il a été déduit que $\cos^2\theta = 0.48(1)$, indiquant un mélange maximal alors que pour le ^{76}Kr, $\cos^2\theta = 0.74(1)$.

Les B(E2), extraits de ce travail, permettent une mesure des amplitudes de mélange de façon précise. En supposant que l'état 2_1^+ est un état pur, c'est à dire que $\phi = 0$, les relations 8.3 et 8.4 s'écrivent :

$$B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = (\frac{3ZR^2}{4\pi})^2(\beta_{pr}\cos\theta)^2 \ , \tag{8.6}$$

$$B(E2, 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = (\frac{3ZR^2}{4\pi})^2(\beta_{pr}\sin\theta)^2 \ . \tag{8.7}$$

Les relations 8.6 et 8.7 permettent d'écrire :

$$\tan\theta = \left(\frac{B(E2, 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)}\right)^{1/2} = \frac{\langle 2_1^+ \mid E2 \mid 0_2^+\rangle}{\langle 2_1^+ \mid E2 \mid 0_1^+\rangle} = 0.87(5) \ , \tag{8.8}$$

soit $\cos^2\theta = 0.56(2)$ pour le noyau de ^{74}Kr. Cette valeur est en bon accord avec celle extraite de la référence [27] et qui vaut 0.48(1). De même, une valeur $\cos^2\theta = 0.750(6)$ est déduite pour le ^{76}Kr et qui est à comparer à $\cos^2\theta = 0.74(1)$. Dans les deux cas, les B(E2) obtenus sont donc compatibles avec un mélange maximal entre les deux états 0^+ pour le ^{74}Kr et des états purs à 75% dans le ^{76}Kr. Enfin, ils sont compatibles avec l'hypothèse d'un mélange de configurations avec un système à deux niveaux pour ces états. Ce résultat montre aussi que l'état 2_1^+ peut être pur, ou du moins très peu mélangé. L'accord entre les amplitudes de mélange calculées à partir des B(E2) ou des énergies des états 0^+ est compatible avec le modèle à deux niveaux.

Les relations 8.3 et 8.4 peuvent s'écrire pour l'état de déformation oblate $2^+_{2,3(^{74}Kr,^{76}Kr)}$ tel que:

$$B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_{2,3}^+) = (\frac{3ZR^2}{4\pi})^2(\beta_{pr}\cos\theta\sin\phi - \beta_{ob}\sin\theta\cos\phi)^2 \ , \tag{8.9}$$

$$B(E2, 0_2^+ \rightarrow 2_{2,3}^+) = (\frac{3ZR^2}{4\pi})^2(\beta_{pr}\sin\theta\sin\phi + \beta_{ob}\cos\theta\cos\phi)^2 \ . \tag{8.10}$$

Le paramètre $\tan\theta$ s'écrit alors en supposant l'état $2^+_{2,3}$ comme pur :

$$\tan\theta = \frac{\langle 2_{2,3}^+ \mid E2 \mid 0_1^+\rangle}{\langle 2_{2,3}^+ \mid E2 \mid 0_2^+\rangle} \ . \tag{8.11}$$

Pour le ^{74}Kr, et dans cette hypothèse d'état pur, $\cos^2\theta = 0.84(2)$ ce qui est très différent de la valeur de mélange maximal 0.48. De même pour le ^{76}Kr, une valeur $\cos^2\theta = 0.98(1)$ a été déduite qu'il faut comparer à la valeur de 0.74. Cette divergence montre que l'hypothèse d'un état $2^+_{2,3}$ pur n'est pas correcte. Cette conclusion est à mettre en parallèle avec le couplage fort de la déformation oblate avec la bande

γ K=2 déjà discutée précédement. De même, l'hypothèse d'états 2^+ parfaitement purs (ϕ=0) entrainerait un B(E2,$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$) nul puisque :

$$B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.57Z^2(\cos\theta \sin\phi)^2(\beta_{pr} - \beta_{ob})^2 \ . \tag{8.12}$$

Or, l'élément de matrice correspondant est non nul dans les deux noyaux, ce qui entraine $\phi \neq 0$.

En conclusion, les états 0^+ peuvent être compatibles avec un système à deux niveaux déjà supposé en [27]. Nous avons également montré que l'état 2_1^+ (prolate) peut avoir une fonction d'onde presque pure. La situation est néanmoins plus complexe car toutes les conséquences d'un angle de mélange nul ($\phi = 0$) ne sont pas reproduites. Ce calcul montre une nouvelle fois que le mélange des déformations n'est pas limité à un mélange prolate-oblate, mais qu'un couplage vers d'autres états 2^+ ayant une structure différente est visible.

8.3 Comparaison avec la théorie

Vu la complexité du système, sa compréhension nécessite de faire une comparaison avec un modéle plus complexe que le systéme à deux niveaux. L'analyse de l'excitation Coulombienne par GOSIA fournit un grand nombre d'éléments de matrice avec plus ou moins de précision qui permettent une comparaison approfondie avec des calculs théoriques. Ces calculs donnent la position des états excités mais aussi tous les éléments de matrice diagonaux et transitionnels.

Une première comparaison peut être faite sur la bande rotationnelle fondamentale à partir des B(E2) déduits des temps de vie pour les deux isotopes. La figure 8.5 représente les B(E2) extraits de la mesure par plunger, comparés à des valeurs théoriques. Ces valeurs sont extraites d'une part de calculs récents Skyrme Hartree-Fock en champ moyen utilisant la force SLy6 [11] et d'autre part de l'approche complexe du code Excited Vampir [12] déjà évoqués au chapitre 1. La première remarque concerne la tendance en fonction du spin qui est reproduite pour les deux isotopes dans les deux calculs. Elle indique que le mélange entre les états rotationnels de bas spins est bien reproduit par les deux approches. Comme le montre la figure, la collectivité calculée par Vampir est sous-estimée pour le ^{74}Kr alors qu'elle est surestimée dans l'approche Hartree-Fock. Cette dernière estime néanmoins une

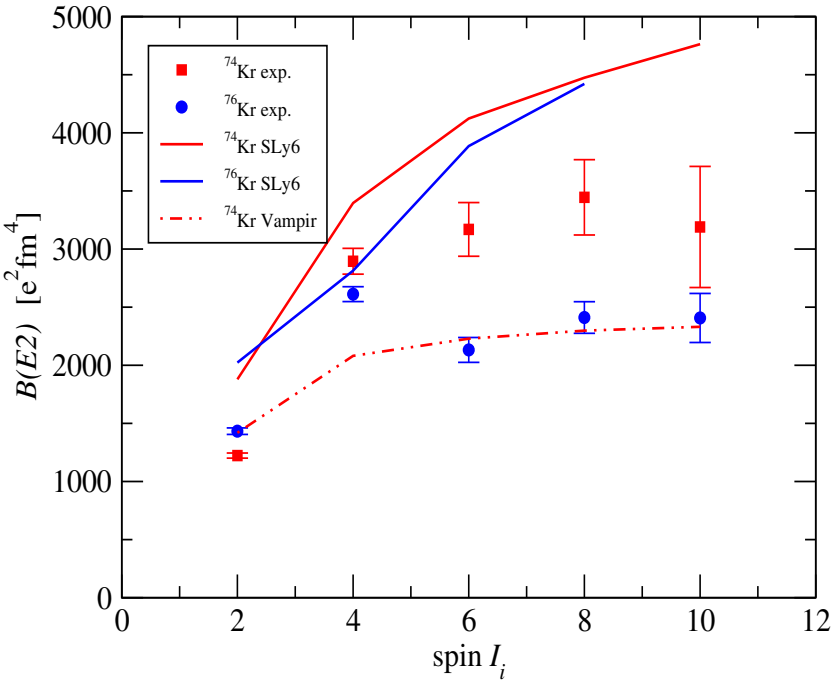

Figure 8.5 Comparaison des probabilités de transition réduites expérimentales et théoriques dans la bande rotationnelle fondamentale du ^{76}Kr et du ^{74}Kr avec différents modèles.

collectivité plus élevée pour le ^{74}Kr vis-à-vis du ^{76}Kr ce qui est en accord avec la mesure expérimentale.

Les figures 8.6 et 8.7 présentent la comparaison entre les schémas de niveaux expérimentaux et théoriques obtenus avec l'interaction effective Sly6. La largeur des flèches est proportionnelle au B(E2) indiqué en e^2fm^4 sur les figures.

La déformation oblate est calculée comme le fondamental pour les deux noyaux dans le modèle théorique ce qui est contraire à l'expérience. Il faut cependant indiquer que cette inversion n'est pas systématique pour tous les états. Dans le ^{74}Kr, la déformation prolate est yrast à partir du spin 2 aussi bien dans la théorie que dans l'expérience. De même dans le ^{76}Kr, la déformation prolate est yrast à partir du spin 4 dans les deux cas. Concernant l'inversion de déformation pour le fondamental, il faut noter que le choix entre les deux états 0^+ dans la théorie fait intervenir des énergies de quelques centaines de keV alors que l'énergie totale du système est de l'ordre du GeV si bien qu'une légère variation des paramètres modifie la position

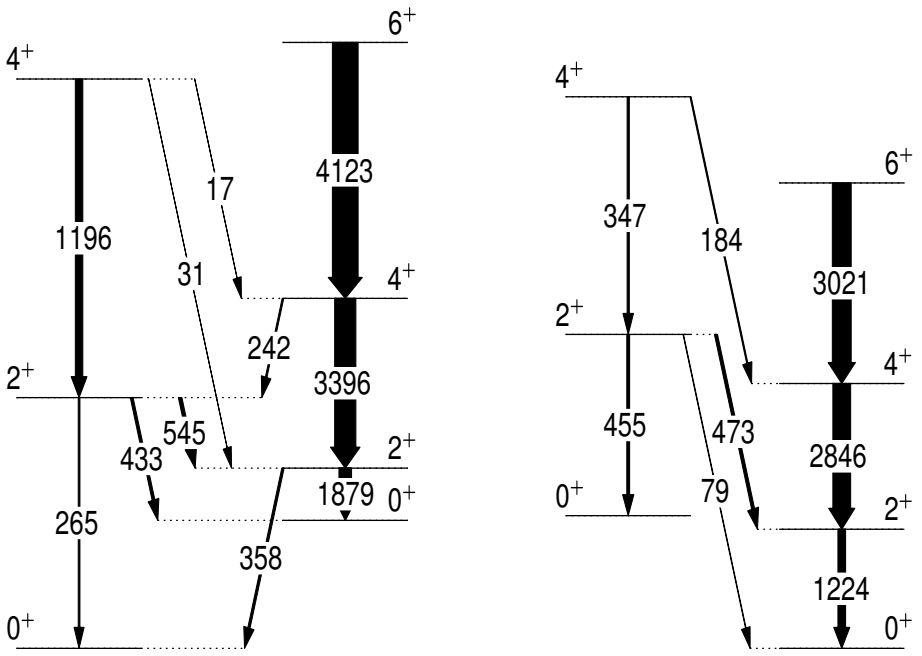

Figure 8.6 Comparaison des B(E2↓) expérimentaux et théoriques (Sly6) dans le ^{74}Kr. Schéma de niveaux de gauche: théorique [11], droite: expérimental.

du fondamental. La nature intrinsèque des états est également comparée puisque le calcul théorique donne accès aux moments intrinsèques. Les tableaux 6.11 et 6.9 montrent la comparaison des moments quadripolaires statiques et spectroscopiques avec les calculs Hartree-Fock SLy6. Les valeurs obtenues expérimentalement sont globalement en bon accord vis-à-vis de la théorie Sly6, mais sont généralement sous-évaluées pour le ^{76}Kr aussi bien pour la déformation prolate que oblate. A l'inverse, les valeurs sont sur-évaluées dans le cas du ^{74}Kr pour les deux déformations.

Après la bande rotationnelle fondamentale, nous nous concentrons sur la bande excitée et les B(E2) entre les bandes. Dans la bande rotationnelle excitée, la valeur théorique sous estime la collectivité en comparaison avec la valeur expérimentale dans les deux noyaux: ^{74}Kr, théorique (expérimentale) 265 (455) e^{2}fm^4 et ^{76}Kr, théorique (expérimentale) 404 (1533) e^{2}fm^4.

Les calculs Hartree Fock fournissent également l'ensemble des éléments de matrice *inter-band* décrivant leur couplage respectif. Comme le montrent les figures 8.6 et 8.7, les calculs ne décrivent pas parfaitement les B(E2) connectant les états de bas spin. Le couplage entre les états $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ est parfaitement reproduit dans le

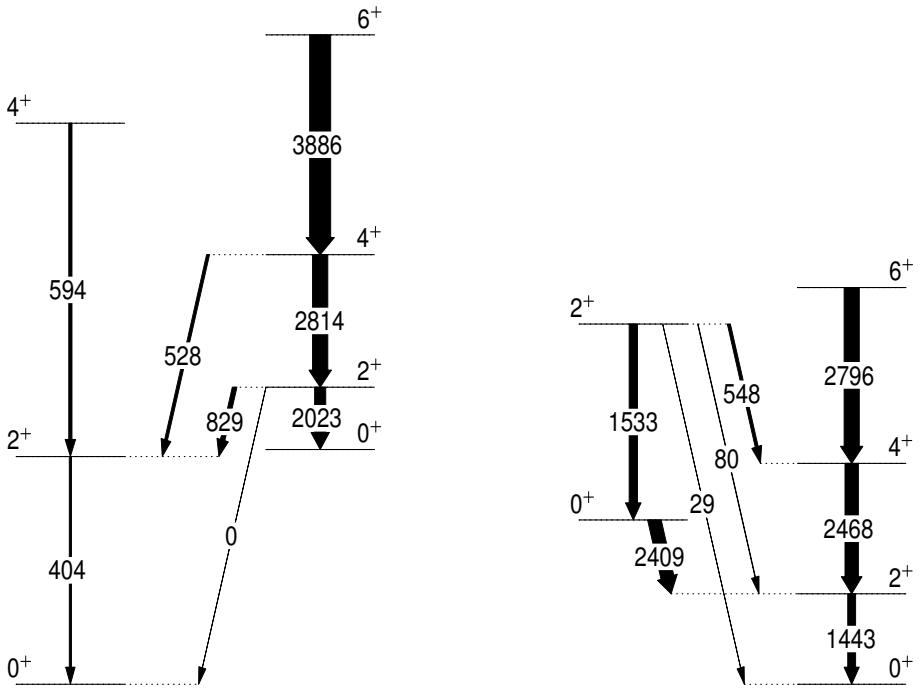

Figure 8.7 Comparaison des B(E2↓) expérimentaux et théoriques (Sly6) dans le ^{76}Kr. Schéma de niveaux de gauche: théorique [11], droite: expérimental.

^{74}Kr, alors que la plupart des autres valeurs ont un écart d'au moins un ordre de grandeur. Cette mauvaise reproduction des couplages se répercute probablement sur le mélange à bas spins et les B(E2) au sein des bandes peuvent être mal évalués. Dans le calcul théorique, la valeur des B(E2) *inter-band* est essentiellement influencée par la position relative des états. Comme le schéma de niveaux calculé n'est pas comparable avec l'expérience à bas spins (oblate fondamental dans le calcul), les B(E2) *inter-band* ne sont pas directement comparables. Les B(E2) mesurés au sein des bandes sont donc seuls en bon accord avec les valeurs théoriques. Les calculs reproduisent l'affaissement de collectivité à bas spins, mais les couplages entres les bandes ne sont pas comparables. Néanmoins, il faut remarquer que les valeurs obtenues entre les états 2^+ et les états 0^+ sont larges dans le calcul théorique ce qui traduit le fort mélange des états à bas spins.

Le tableau 8.1 est une synthèse des valeurs expérimentales et des calculs théoriques cités dans le chapitre 1. En regardant l'ensemble des valeurs pour chaque modèle, aucun d'entre eux ne reproduit mieux les valeurs expérimentales dans leur ensemble.

Table 8.1 Comparaison expérience - théorie des probabilités de transitions réduites et des moments spectroscopiques pour le ^{74}Kr et le ^{76}Kr selon le modèle.

	Expérience	Woods-Saxon [3]	Sly6 [11]	Vampir [12]
B(E2) [e^{2}fm^4] ^{74}Kr				
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1224(23)	1802	1879	1419
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	2846(101)	2574	3396	2081
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	3021(300)	2835	4123	2229
$2_2^+ \rightarrow 0_2^+$	455(71)	928	265	1385
B(E2) [e^{2}fm^4] ^{76}Kr				
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1443(22)	1802	2023	
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	2468(58)	2574	2814	
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	2796(338)	2835	3886	
$2_3^+ \rightarrow 0_2^+$	1533(145)	902	404	
Q [eb] ^{74}Kr				
2_1^+	-0.53(24)	-0.86	-0.91	-0.46
4_1^+	-0.76(44)	-1.09	-1.31	-0.59
6_1^+	-1.25(50)	-1.20	-1.46	-0.83
2_2^+	+0.24(21)	+0.61	+0.43	+0.43
Q [eb] ^{76}Kr				
2_1^+	-0.71(22)	-0.86	-0.78	
4_1^+	-1.7(3)	-1.09	-1.25	
6_1^+	-2.0(3)	-1.20	-1.44	
2_3^+	+0.98(37)	+0.60	+0.25	

8.4 Comparaison avec les noyaux de ^{70,72,74}Ge, ^{72,74,76}Se et ^{76,78,80}Sr

Les isotopes légers du germanium et du sélénium présentent aussi un possible scénario de coexistence de formes. Les derniers isotopes stables, coté riche en protons, sont respectivement le ^{70}Ge et le ^{74}Se. Les propriétés collectives de ces noyaux ont été étudiées par excitation Coulombienne et un certain nombre d'éléments de matrice ont été mesurés. Pour les noyaux radioactifs comme le ^{72}Se ou les ^{78,80}Sr, le temps de

vie des premiers états excités a été mesuré. L'ensemble de ces données expérimentales permet une comparaison globale des schémas de niveaux et des éléments de matrice. La figure 8.8 synthétise les données expérimentales publiées depuis le ^{74}Ge jusqu'au ^{76}Sr. Les expériences d'excitation Coulombienne des ^{70}Ge, ^{72}Ge et ^{74}Ge ont été publiées dans les références [77], [78] et [79]. Les éléments de matrice des ^{72}Se et ^{74}Se ont été extrait respectivement des références [80] et [81]. Le ^{76}Se a été étudié par excitation Coulombienne par Kavka *et al.* [49]. Les données des ^{74,76}Kr sont extraites de ce travail de thèse et pour le ^{78}Kr, de l'excitation Coulombienne réalisée par Becker *et al.* [33]. Les données expérimentales des isotopes du strontium sont extraites du temps de vie [82]. La figure 8.8 synthétise tous les résultats obtenus.

Dans la chaîne des germanium, les auteurs des références cités précédement ont conclu à une coexistence de formes entre un état K=0 déformé prolate et un état excité sphérique. Alors que le fondamental est déformé prolate pour le ^{74}Ge et l'état 0_2^+ sphérique, la déformation s'inverse pour le ^{70}Ge où le fondamental est presque sphérique alors que l'état excité est largement déformé. Pour le ^{72}Ge, le mélange entre les deux déformations est maximal comme indiqué par l'élément de matrice $2_1^+ \rightarrow 0_2^+$. L'état le plus à droite dans les schémas de niveaux a été interprété comme la tête de bande γ K=2.

Dans le cas des sélénium, deux séries d'expériences d'excitation Coulombienne ont été réalisées. Le ^{76}Se a été étudié par Kavka *et al.* et les éléments de matrice obtenus sont indiqués dans la figure. Dans leur analyse, 3 éléments de matrice diagonaux ont pu être mesurés: 2_1^+, 4_1^+ et 2_2^+. Aucune conclusion sur le signe de la déformation n'a pu être obtenue pour l'état 2_3^+. Les auteurs ont comparé les propriétés électromagnétiques des noyaux obtenues avec un modèle simple de vibration. Les données expérimentales s'ajustent correctement avec le modèle vibrationnel à 2 ou 3 phonons selon les états excités. Les grandes valeurs des moments quadripolaires statiques illustrent l'importance des anharmonicités des propriétés collectives quadripolaires dans ces noyaux. Les auteurs concluent que la structure des sélénium semble être à mi-chemin entre un caractère vibrationnel et rotationnel comme attendu dans le cadre du scénario de coexistence de formes. Il faut noter que les éléments de matrice obtenus pour les krypton n'ont pas du tout le même comportement que les éléments de matrice obtenus dans les sélénium et qui sont comparés à un modèle vibrationnel (voir la référence [49]). On peut donc supposer que la nature intrinsèque des états est différente dans les krypton. Les éléments de matrice déduits de notre expérience semblent plutôt indiquer la présence de deux bandes

rotationnelles K=0 fortement couplées entre elles et avec un bande γ K=2. Un tel couplage aussi intense est, selon la figure, unique dans cette région de masse.

Lorsque l'on compare la structure collective des noyaux de germanium, de sélénium et de krypton dans cette région de masse, on remarque que celle-ci évolue rapidement et de façon radicale avec le nombre de protons. Un tel comportement est un test fort dans l'étude et la modélisation de l'interaction nucléaire. Une étude des noyaux plus lourds, comme les isotopes de strontium (Z=38) et de zirconium (Z=40), est nécessaire pour avoir une vision d'ensemble de l'évolution de la déformation dans cette région de masse. L'apparition de la fermeture de couche pour un nombre de nucléons égal à 40 devrait contribuée à la réapparition d'un minimum sphérique à l'instart des isotopes du germanium.

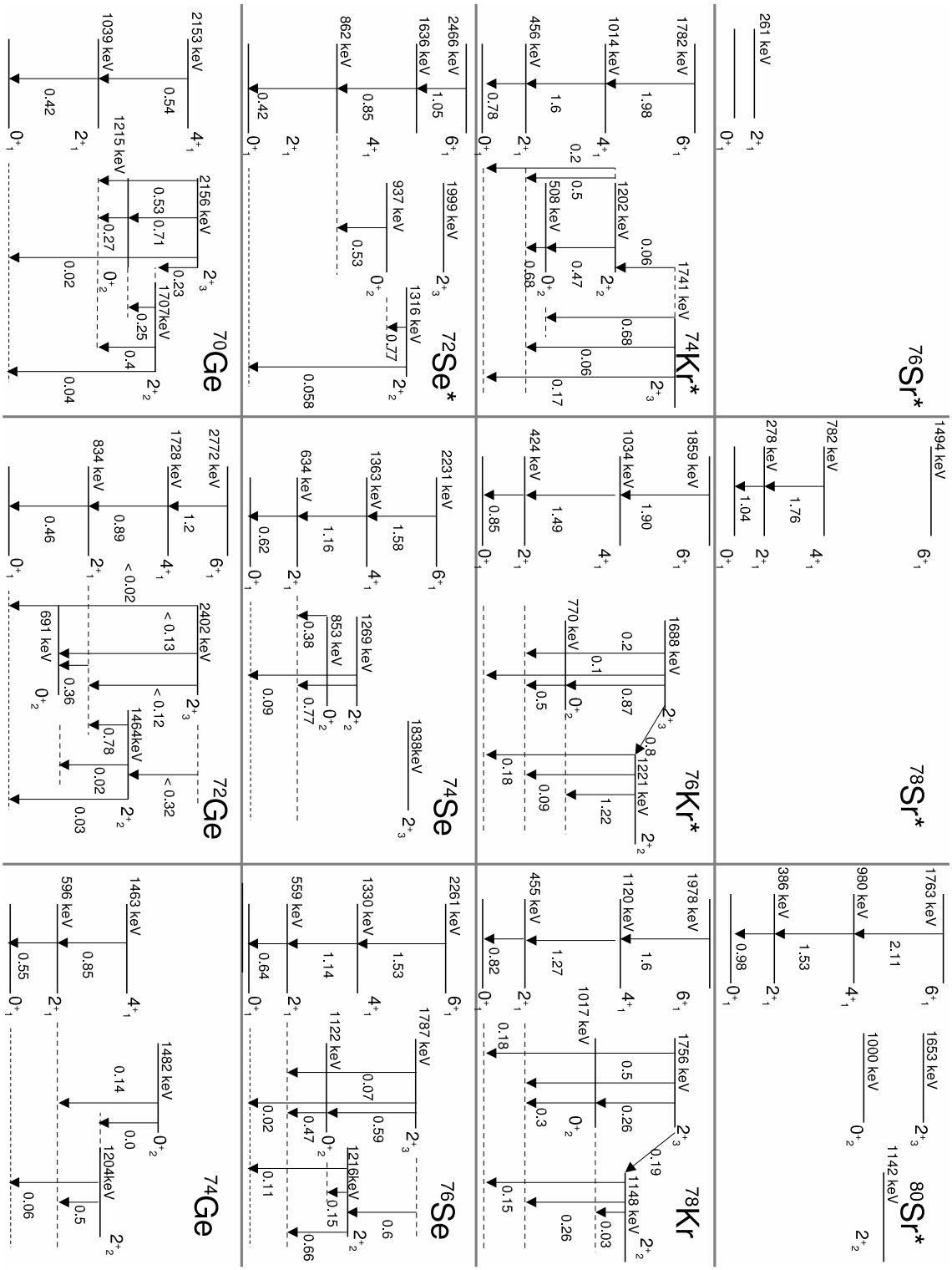

Figure 8.8 Comparaison des éléments de matrice expérimentaux dans la région de masses A=70-80 autour des krypton légers. Les noyaux marqués par une astérisque sont radioactifs et les noyaux sur une même colonne sont des isotones.La bande K=0 fondamentale est placée à l'extrême gauche, alors que les bandes supposées bâties sur l'état 0_2^+ sont au centre. Enfin, les états 2^+ supposés K=2 sont placés à droite.

Partie V

Excitation Coulombienne à énergie intermédiaire du ^{68}Se

Chapitre 9

Dispositif expérimental à énergie intermédiaire au GANIL

Afin de poursuivre la systématique des isotopes légers du krypton et prouver l'inversion de forme du fondamental pour le ^{72}Kr, une expérience d'excitation Coulombienne avec un faisceau SPIRAL serait la suite logique des expériences décrites dans la partie précédente. Néanmoins, un tel faisceau n'est pas encore disponible actuellement au GANIL car l'intensité estimée à la sortie du cyclotron CIME est de 40 pps. Compte tenu de la collectivité estimée du noyau, une telle expérience n'est pas réalisable dans un temps raisonnable auprès de SPIRAL. Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 2, une bonne alternative à l'excitation Coulombienne sous la barrière pour les faisceaux de faible intensité est l'excitation Coulombienne à énergie intermédiaire. Dans ce type d'expérience, une première estimation de la collectivité du noyau peut être obtenue par la mesure de la probabilité de transition réduite entre l'état fondamental et le premier état excité. Le mode de production du faisceau radioactif et le dispositif expérimental diffèrent des expériences portant sur les ^{76,74}Kr et sont décrits dans ce chapitre. Le but de l'expérience était de mesurer le B(E2,$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$) du ^{72}Kr et du ^{68}Se après excitation sur une cible épaisse de ^{208}Pb. Le deuxième objectif était d'identifier l'isomère de forme inconnu du ^{68}Se par l'observation de la décroissance de l'état excité 0_2^+. Le ^{72}Kr n'a pas pu être produit avec suffisament d'intensité et les résultats de l'expérience portent sur le ^{68}Se et quelques noyaux voisins. Le ^{72}Kr a été depuis mesuré à MSU par la même technique. Une valeur de B(E2;$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$) = 4997(647) e^{2}fm^4 [83] a été déduite et sera discutée par la suite.

9.1 Production du faisceau radioactif

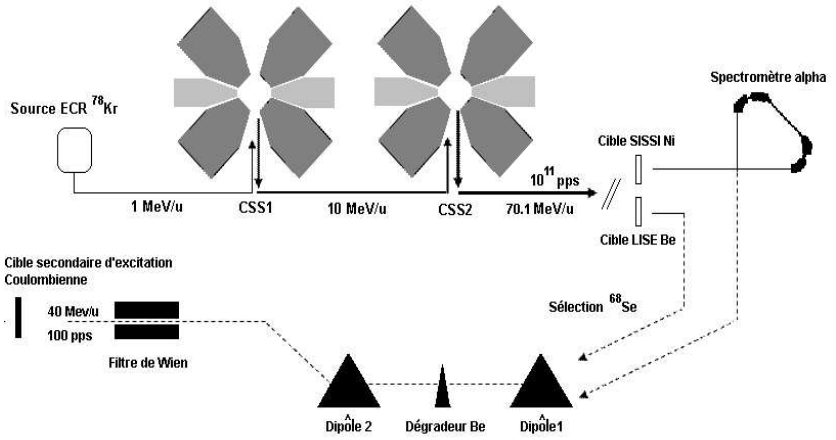

Figure 9.1 Production du faisceau radioactif et sélection des noyaux d'intérêts dans LISE. L'intensité obtenue sur la cible secondaire correspond au ^{68}Se en configuration SISSI.

La production du faisceau radioactif est basée sur le même principe de fragmentation d'un faisceau de ^{78}Kr délivré par l'ensemble CSS1 et CSS2 au GANIL (figure 9.1). En raison de travaux sur les sources ECR lors de notre expérience, le maximum de l'intensité primaire n'a pas pu être atteint et le faisceau avait les caractéristiques suivantes : faisceau de $^{78}Kr^{33+}$, 3.7 10^{11} pps à 70.1 MeV/u soit une intensité de 2μAe sur cible, c'est-à-dire un facteur 2 de moins par rapport à l'intensité maximale. Deux cibles de fragmentation ont été utilisées lors de cette expérience : la cible LISE standard [84] pour les faisceaux de calibration et la cible à solénoïdes supraconducteurs SISSI [85] pour les faisceaux radioactifs et le faisceau de calibration complémentaire.

La cible standard LISE utilisée est en bérilium alors que la cible SISSI est composée de nickel naturel suivi d'un *stripper* de carbone. L'épaisseur de chaque cible a été optimisée pour la production du noyau d'intérêt et est mentionnée dans le chapitre 10. Les produits de fragmentation issus de la cible SISSI sont purifiés une première fois dans le spectromètre Alpha, avant de pénêtrer dans le spectromètre LISE3. A partir du premier dipôle de LISE, la méthode de séparation en vol est commune pour les deux cibles de production. Les noyaux d'intérêts sont séparés des contaminants en vol par une sélection en rigidité magnétique grâce aux dipôles D1 et D2 dont le champ magnétique est fixé par :

Table 9.1 Taux de production des différents noyaux lors de l'expérience à énergie intermédiaire.

Noyau d'intérêt	Cible	$I_{secondaire}$
^{72}Kr	Bérilium sur LISE	5 pps
^{72}Kr	Nickel sur SISSI	54 pps
^{68}Se	Carbone sur SISSI, intensité réduite	15 pps
^{68}Se	Nickel sur SISSI, intensité réduite	34 pps
^{68}Se	Nickel sur SISSI	100 pps

$$B\rho = 3.107\frac{A}{Q}\beta\gamma\ [Tm]\ ,$$

où A est la masse, Q la charge, β la vitesse et γ le facteur de Lorentz du noyau. Le dipôle effectue une sélection en $A.v/Z$ les ions étant complétement épluchés. Le dégradeur achromatique en bérilium, placé entre les deux dipôles et combiné au second, fournit une sélection en $\frac{A^3}{Z^2}$. Enfin un filtre de vitesse, dit filtre de Wien, termine le spectromètre en associant un champ électrique $\vec{E}$ et un champ magnétique $\vec{B}$ orthogonaux appliquant une déviation aux particules ayant une vitesse différente de $v = E/B$. Le dispositif d'excitation Coulombienne se place à la sortie du filtre de Wien. Les taux de production après sélection dans le spectromètre pour les noyaux de ^{72}Kr et de ^{68}Se sont mentionnés dans le tableau 9.1. On peut noter le gain important de production entre la cible LISE et SISSI. Cette large différence est due à la meilleure acceptance dans la configuration SISSI car les solénoïdes supraconducteurs permettent une meilleure focalisation des fragments après la cible et donc de diminuer les pertes. On peut également noter le gain de production entre la cible de nickel et la cible de carbone dont l'origine serait un gain de productivité par des réactions de transfert entre la cible et le projectile.

Le dispositif expérimental de ce type d'expérience comprend plusieurs détecteurs. Des détecteurs de particules avant la cible d'excitation estiment le profil du faisceau et l'angle d'incidence. Une cible épaisse induisant l'excitation Coulombienne est placée au centre des détecteurs γ. Des détecteurs silicium annulaires sont utilisés pour la détection et l'identification des particules diffusées. Enfin, un détecteur dans l'axe du faisceau mesure le nombre de particules non diffusées. Des dispositifs comparables sont installés dans différents accélerateurs au GSI [86], au RIKEN [87], à MSU [40] et dans une autre forme au GANIL [88]. Notre dispositif est schématisé

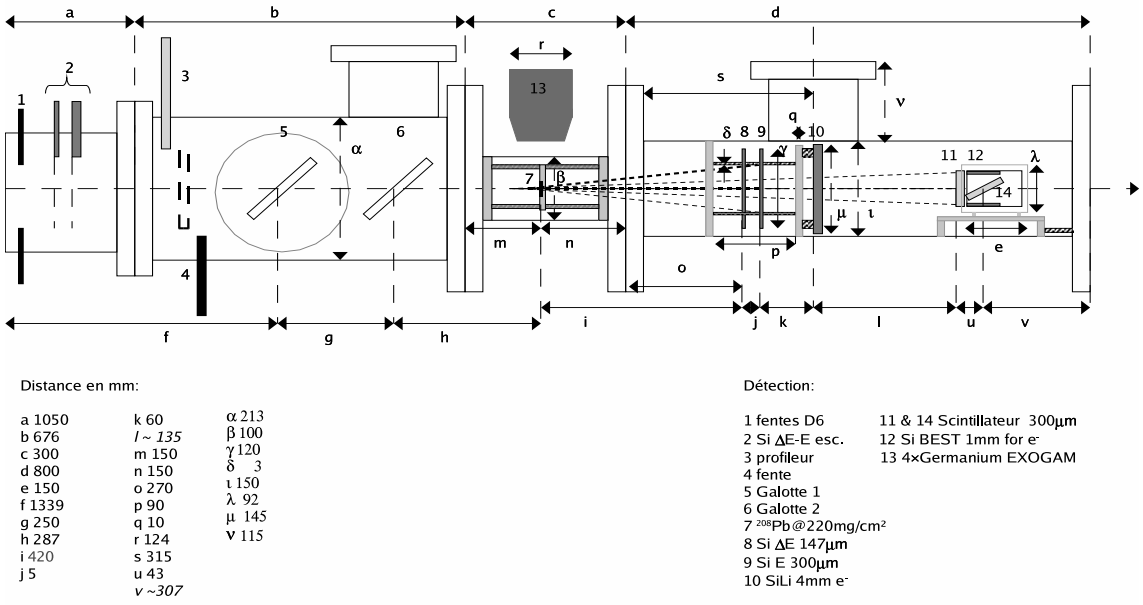

Figure 9.2 Schéma du dispositif expérimental installé dans le salle D6 au GANIL lors de l'expérience.

sur la figure 9.2 et détaillé dans les paragraphes suivants.

9.2 Détection des noyaux incidents

Précédent les deux détecteurs de faisceau, un ensemble de deux silicium escamotables est monté afin de déterminer puis de vérifier périodiquement la composition du faisceau sous intensité réduite. Ce système de détection est utilisé pour la mesure des taux de production indiquée dans le tableau 9.1. Le détecteur le plus mince (E1D6) permet une mesure par perte d'énergie (détecteur 2 dans la figure 9.2). Les particules incidentes traversent 2 détecteurs de faisceau à microcanaux dénommés galotte [58] (détecteurs 5 et 6). Les deux galottes sont sensibles à la position avec une résolution de l'ordre du millimètre et sont espacées l'une par rapport à l'autre de 25 cm. La seconde galotte est placée à 28.7 cm de la cible ce qui nous permet d'estimer l'angle d'incidence de la particule ainsi que la tache du faisceau sur la

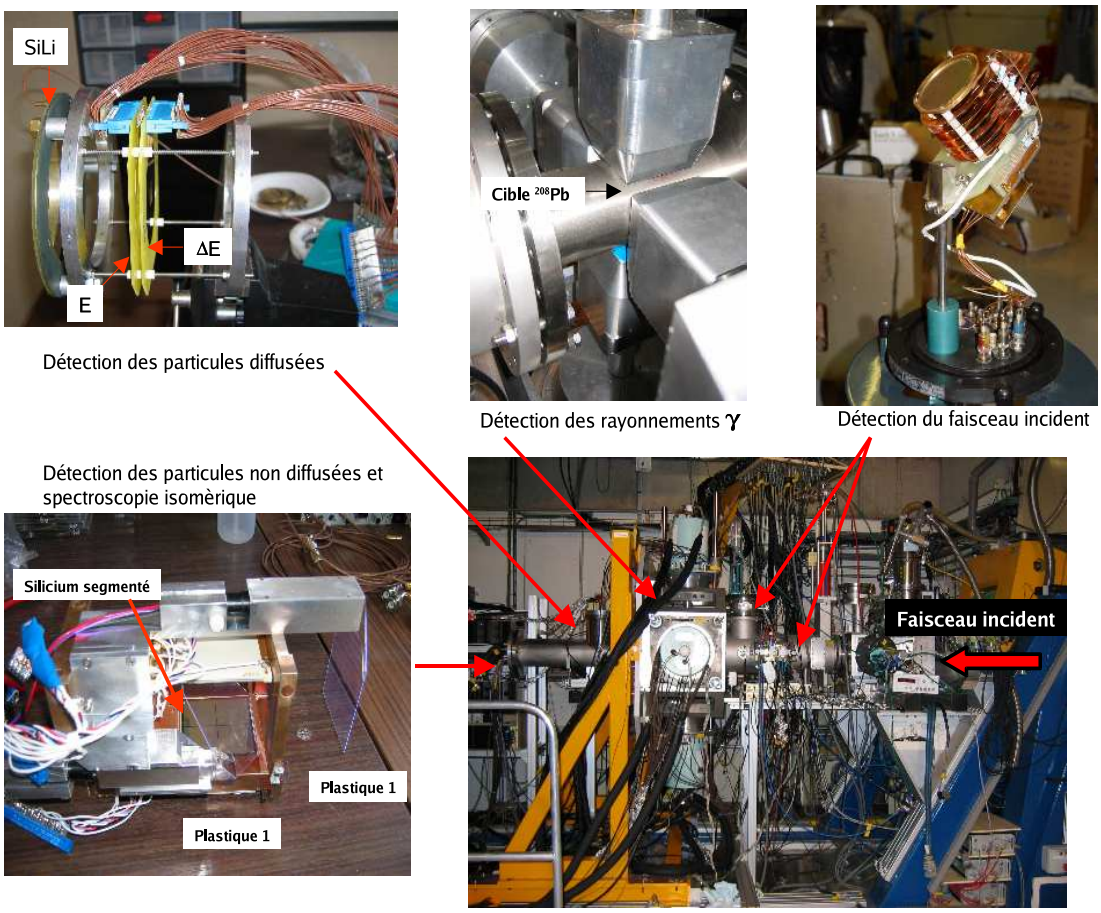

Figure 9.3 Dispositif expérimental en D6 au GANIL.

cible. La première galotte est combinée via un module TAC avec la haute fréquence de CSS1 pour faire une mesure du temps de vol. Comme tous les noyaux passent nécessairement par ce détecteur quelque soit l'événement étudié, cette mesure de temps de vol peut etre utilisée pour tous.

9.3 Détection des noyaux diffusés

Les particules diffusées par interaction Coulombienne sont détectées et identifiées dans un télescope de 2 silicium annulaires segmentés en 16 anneaux concentriques et 16 secteurs (détecteurs 8 et 9) identiques aux expériences à basse énergie. L'importance du détecteur de particules dans ce type d'expérience est de sélectionner des paramètres d'impact, donc des angles de diffusion, où la contribution de la force

nucléaire à l'excitation doit être minimisée. Les angles de diffusion sélectionnés doivent donc être petits et compte tenu de l'énergie du faisceau incident ($\simeq$ 40 MeV/u), le recul de la cible après diffusion ne sera pas détecté comme lors d'une collision à basse énergie. Le premier détecteur d'une épaisseur de 147 μm est placé à 42 cm de la cible ce qui lui permet de couvrir une gamme en angle de diffusion entre 1.5 et 4.76 degrés dans le laboratoire. Cette gamme permet de sélectionner des paramètres d'impacts *safe* (voir chapitre 4) où la contribution de l'interaction nucléaire est minimisée. Dans cette géométrie le paramètre d'impact minimal, b_{min} est supérieur à 17 fm pour tous les noyaux. Le premier détecteur permet une mesure en perte d'énergie ΔE alors que le second, d'une épaisseur de 300 μm où sont implantés les ions, permet une mesure de l'énergie totale E. Ainsi les trois informations : temps de vol, ΔE et E permettent une identification sans ambiguïté des fragments diffusés. La pixélisation du détecteur n'est pas utilisée ici pour la correction Doppler car l'erreur dominante provient de l'incertitude sur l'angle d'émission des rayonnements γ. La cible d'excitation est une cible de ^{208}Pb épaisse de 220 mg.cm^{-2} (1 mg.cm^{-2} pour les expériences à basse énergie). Compte-tenu de l'importante épaisseur, le dépôt d'énergie des noyaux incidents est très important puisque plus de 50% de leur énergie est perdue dans la cible. Par exemple le noyau de ^{68}Se arrive sur la cible à 48 MeV/u et ressort avec une énergie de 21.8 MeV/u selon le code LISE. La dispersion angulaire après le passage dans la cible vaut à 0.56 degrés. L'épaisseur de cette cible pose certains problèmes lors de l'estimation de grandeurs cinématiques ou toutes autres variables qui en dépendent, car la variation de l'énergie de la particule est forte.

9.4 Détection des rayonnements γ avec les clover de EXOGAM

Les rayonnements γ issus de la désexcitation du noyau sont une nouvelle fois mesurés en coïncidence avec une particule diffusée dans les détecteurs silicium. Les photons sont mesurés dans 4 clover empruntés à EXOGAM et placés le plus proche possible de la cible (50 mm) à 90 degrés (détecteur 13). Ces détecteurs ont été largement décrits dans le chapitre consacré au faisceau SPIRAL et seules quelques petites différences sont apportées. Le blindage BGO n'est pas monté car les contraintes mécaniques ne le permettaient pas. Pour la correction Doppler, l'incertitude principale vient de l'émission des γ. En raison de la géométrie très compacte des clover afin de maximiser l'efficacité, la segmentation électrique des clover est indispensable

pour obtenir une correction Doppler appréciable. La vitesse utilisée pour la correction est unique pour tous les angles de diffusion et estimée selon le temps de vie du niveau excité. Si le temps de vol à travers la cible est plus court que le temps de vie du niveau, la vitesse en sortie de cible est utilisée. Dans le cas contraire, la vitesse en milieu de cible est appliquée.

9.5 Détection isomérique

Les particules non diffusées sont détectées et implantées dans un télescope de 2 scintillateurs plastiques de 300 μm (détecteurs 11 et 14). Le télescope de plastique ne permet qu'une identification limitée des fragments puisque la résolution en énergie ne permet pas de les séparer en Z. On peut seulement séparer les ions lourds des particules légères présentes dans le faisceau (très grande différence en Z). Le deuxième plastique est incliné à 45 degrés par rapport à l'axe du faisceau pour pouvoir être placé au centre du détecteur BEST [89, 90] modifié, BEST 2 (détecteur 12). Celui-ci a été développé pour la spectroscopie des transfermium au GANIL, combinant la détection de particules α et électrons. Le scintillateur incliné est alors entouré de deux détecteurs silicum segmentés en 4, d'une épaisseur de 1 mm et refroidis par circulation d'alcool (voir figure 9.3).

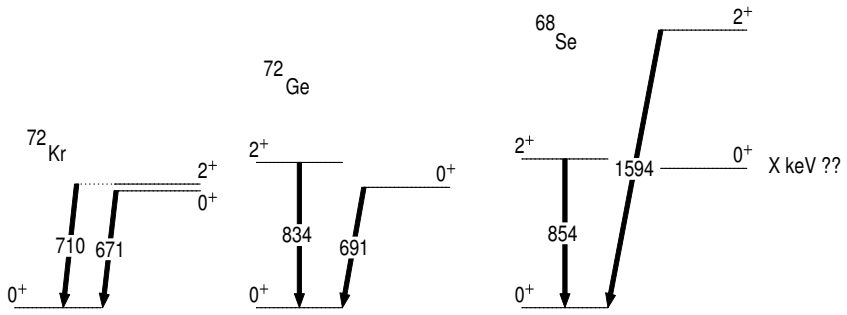

Figure 9.4 Noyaux isomériques étudiés lors de l'expérience. Pour chaque noyau, les états 0^+ isomériques et 2^+ de basse énergie sont indiqués.

Cette installation a pour but de faire une spectroscopie isomérique par électrons de conversion afin de détecter la décroissance du premier état excité du ^{72}Kr qui est un état 0^+ [27]. Une telle configuration est attendue pour le ^{68}Se. La décroissance E0, ($0^+ \rightarrow 0^+$), n'étant pas radiative, elle ne peut se réaliser que par électrons de conversion. Comme les noyaux sont totalement épluchés à travers le spectromètre, le noyau

Table 9.2 Nature des triggers électroniques utilisés lors de l'expérience avec leurs temps mort moyen.

Noyaux	Trigger	Temps mort
^{78}Kr	ΔE	29%
^{72}Ge	ΔE ou Plast/100	10.1%
$^{68}Se, ...$	ΔE /100 ou Plast/100 ou (ΔE et gamma)	2.1%
^{64}Zn	ΔE /100 ou Plast/100 ou (ΔE et gamma)	2.2%
^{72}Kr	ΔE ou Plast/100	$\ll$1%

peut subsister dans cet état sur la cible d'excitation. La probabilité d'excitation que nous mesurons est alors une combinaison linéaire des deux probabilités telles que : $\sigma(E2)^{Tot.} = x\sigma(E2; 0_2^+ \rightarrow 2^+) + (1-x)\sigma(E2; 0_1^+ \rightarrow 2^+)$ où x est le taux isomérique définit par $x = N^{iso}N_{inc}^{-1}$. Il est donc nécessaire de déterminer d'une part, la valeur de x pour tous les noyaux présentant cette configuration et d'identifier d'autre part, l'état 0_2^+ du ^{68}Se qui n'est pas connu. La mesure du taux isomérique pour les particules non diffusées est réalisée par les détecteurs silicium de BEST. Pour les particules diffusées, un détecteur SiLi de 4 mm d'épaisseur (détecteur 10), non refroidi, devait assurer cette tâche après implantation dans le second silicium segmenté. La figure 9.3 montre le dispositif expérimental tel qu'il était installé dans la salle D6 au GANIL.

9.6 Electronique d'acquisition

Une électronique standard, basée sur des modules VXI et VME, a été utilisée. Les ADC et TDC pour le codage des informations énergie et temps respectivement, proviennent du standard XDC du GANIL. La chaîne électronique des clover et des détecteurs silicium est basée sur des amplificateurs NIM 16 voies CAEN, controlables à distance, et les discriminateurs CAMAC FCC8 et FCC16. L'étage de pré-amplification des silicium est assuré par les pré-amplificateurs du détecteur TIARA comme lors des expériences précédentes. La voie temps de chaque détecteur est codée par un TDC où la galotte 1 est le stop commun.

Différents triggers électroniques ont été utilisés selon les noyaux d'intérêt comme décrit dans le tableau 9.2, où le temps mort moyen est également indiqué. En raison de l'intensité du faisceau non diffusé détecté dans les plastiques, un diviseur par 100 a été utilisé.

Chapitre 10

Analyse de l'excitation Coulombienne du ^{68}Se

Dans ce chapitre, nous allons décrire l'analyse de l'expérience en détaillant chacun des noyaux étudiés. Afin de réaliser la mesure du B(E2,$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$) du noyau de ^{68}Se, plusieurs mesures de calibration ont été utilisés pour obtenir une valeur de référence du B(E2). Les faisceaux de calibration utilisés sont les noyaux stables de ^{78}Kr, ^{72}Ge et ^{64}Zn. Comme nous le verrons, le ^{72}Ge en raison de son premier état excité 0_2^+, est un faisceau test essentiel pour la détection des transitions E0 et pour la problématique des faisceaux isomériques. Le faisceau de ^{68}Se produit lors de cette expérience contient des contaminants tels que les noyaux de ^{66}Ge et ^{62}Zn, dont le B(E2) est connu, apportant de nouvelles valeurs de référence.

10.1 Etalonnage des détecteurs : clover, silicium, BEST

L'étalonnage de chacun des 16 cristaux de germanium est réalisé grâce à une source de ^{152}Eu placée au centre du cube formé par les quatre clover. La chaîne électronique utilisée donne une réponse en énergie moins linéaire en comparaison de celle dédiée à EXOGAM. Cette non-linéarité est particulièrement importante à basse énergie ($E_\gamma \leq 250$ keV) et nous avons choisi d'optimiser la calibration dans la gamme en énergie comprise entre 300 keV et 1.5 MeV. Cette gamme correspond aux transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ des noyaux que nous avons mesurés. L'efficacité relative des quatre clover est estimée grâce aux fonctions de la suite RADWARE et la figure 10.1 présente l'efficacité absolue en fonction de l'énergie mesurée. Une efficacité absolue de 9% à

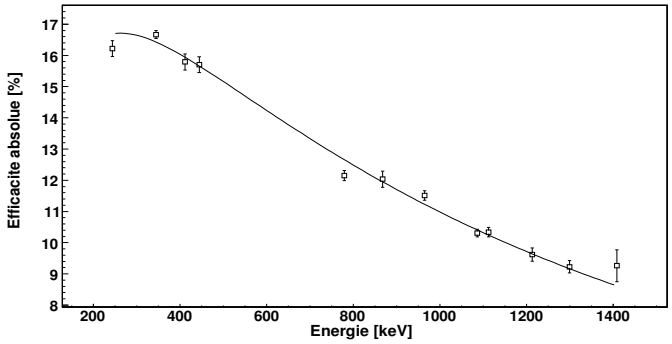

Figure 10.1 Efficacité absolue des quatre clover en fonction de l'énergie.

1.33 MeV a été estimée grâce à une source de ^{60}Co. La courbe est ajustée selon la relation 5.1 et les paramètres de l'ajustement sont A= 2.39, B= -0.62 et C= -0.23. On peut remarquer qu'avec seulement quatre clover, nous obtenons une efficacité de 15% à 500 keV alors qu'elle était de 25% dans la configuration à 11 clover de EXOGAM. Cette efficacité est due à la géométrie très compacte du dispositif qui accroît l'angle solide de chaque segment et cristal du clover. Celui-ci introduit une large incertitude sur l'angle de détection des γ, affectant la correction Doppler. De plus, cette configuration n'autorise pas d'événements de haute multiplicité sans un empilement du signal. Néanmoins, les événements d'excitation Coulombienne que nous attendons sont de multiplicité égale à 1, ce qui nous autorise à maximiser l'efficacité au détriment de la correction Doppler et de l'empilement.

Les détecteurs électrons de BEST sont calibrés grâce à une source de ^{207}Bi placée au centre de la structure. Les deux silicium ne sont pas de la même efficacité et un seul des deux détecteurs a pu être utilisé. En effet, le détecteur supérieur a très mal fonctionné et une résolution anormalement élevée de plus de 25 keV est obtenue à 481 keV. Il faut également ajouter que les gains variaient de manière importante au cours du temps. Le détecteur inférieur, quant à lui, présente une résolution comprise entre 11.3 et 17.7 keV à cette même énergie. Ces valeurs sont à comparer aux 8.3 keV à 320 keV obtenus lors des expériences portant sur l'étude des transfermium [90]. La différence de résolution est d'une part due à l'energie de l'électron et d'autre part, à la température du liquide de refroidissement. En effet, la température de fonctionnement est de -10°C. Dans notre cas, une telle température entraînait une condensation sur les parois extérieures de la chambre court-circuitant

les connecteurs. La température a donc été maintenue à 2.5 degrés ce qui entraîne la dégradation de la résolution. Le détecteur SiLi chargé de la spectroscopie isomérique des noyaux diffusés n'a pas pu être utilisé pour la mesure d'électrons. Les gains des détecteurs silicium annulaires, ainsi que les TDC, ont été ajustés sous faisceau. La variation de l'énergie avec l'angle de diffusion est négligeable et tous les noyaux sont mesurés avec la même valeur quelque soit l'angle. La différence de perte d'énergie entre un noyau traversant la cible à l'angle minimal de détection dans le silicium et à l'angle maximal est inférieure à 1%. La multiplicité par secteur et anneau des deux détecteurs silicum est 1 pour plus de 98% des événements et aucun traitement d'add-back sur le silicium n'est effectué. La distibution selon les anneaux suit la loi Rutherford mais de nombreuses voies dans les deux détecteurs se sont révélées défaillantes et n'étaient pas codées.

10.2 Angle d'incidence sur la cible: traitement des détecteurs galottes

Les deux détecteurs à micro-canaux galottes, placés en amont de la cible, sont sensibles à la position [58] et nous permettent d'estimer le profil du faisceau arrivant sur celle-ci. La résolution spatiale intrinsèque, de l'ordre de 1 mm, permet d'estimer l'angle d'incidence avec un précision inférieure à 2 degrés. Cette information peut être nécessaire afin de déduire la collectivité du noyau recherché par rapport à une valeur connue, car il faut s'assurer que les noyaux sont excités dans les mêmes conditions expérimentales. La calibration des galottes n'a pas été possible avec des masques placés en amont des feuilles émissives car la diffraction est trop importante. Le centre de chaque galotte a alors été déterminé sous faisceau, lorsque les fentes à la sortie du dipôle de la salle D6 sont presque totalement fermées. L'étalonnage en position est réalisé sachant que la surface active du détecteur a pour dimension 65×65 mm^2. La gamme totale du signal enregistré, corrigée de l'aberration géométrique due à l'inclinaison de la feuille émissive, est ajustée sur la dimension de la surface active.

La position de la particule incidente ainsi déterminée sur chacune des galottes, nous permet de reconstruire la tache du faisceau et l'angle d'incidence sur la cible d'excitation. La figure 10.2 présente un tel traitement. Les deux matrices du haut représentent la position de chaque ion de ^{78}Kr sur la première et la seconde galotte. On peut remarquer que la première galotte présente 3 taches réparties sur sa surface. Nous savons, par les différents détecteurs silicium d'identification, que

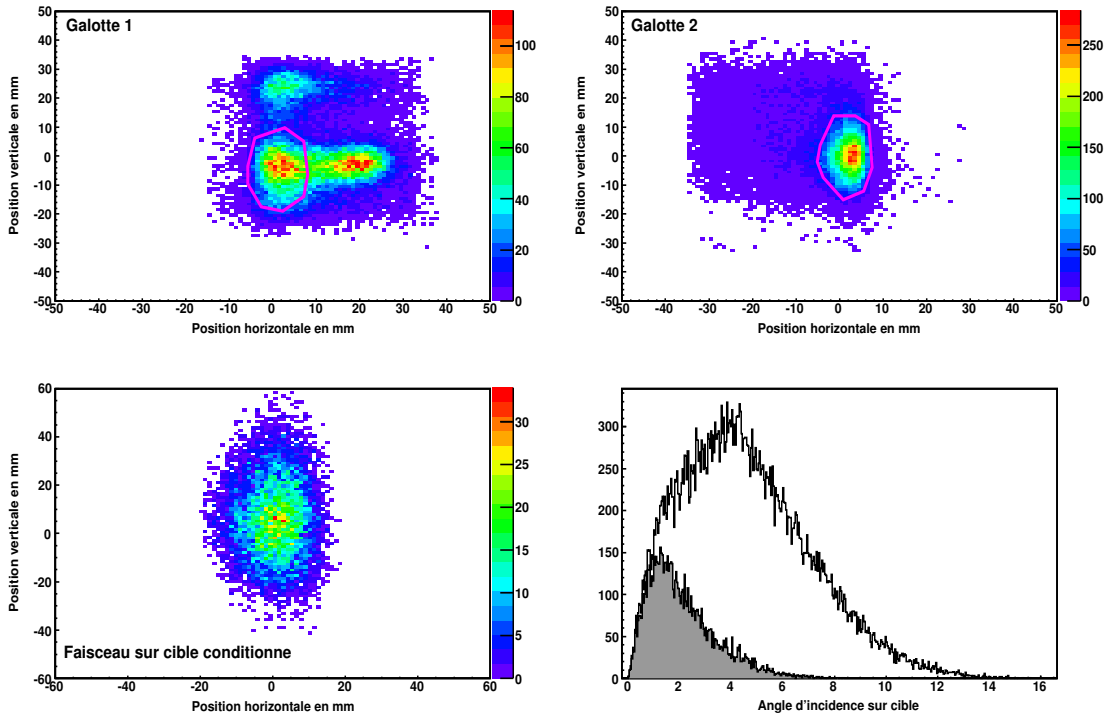

Figure 10.2 Détection du faisceau incident de ^{78}Kr : les deux surfaces du haut représentent respectivement la tache du faisceau incident sur la première et seconde galotte. La figure en bas à gauche correspond à la reconstruction du faisceau sur la cible et l'histogramme au calcul de l'angle incident conditionné (spectre grisé) ou non.

le faisceau primaire de ^{78}Kr, transmis par le spectromètre après passage dans la cible de production et le dégradeur, est pur. La déviation verticale est réalisée par le filtre de Wien, dans lequel les noyaux ayant une vitesse supérieure à la vitesse sélectionnée sont déviés vers le haut. La déviation horizontale est assurée par les différents dipôles du spectromètre. Par exemple, la tache située autour de 20 mm dans le plan horizontal correspond à des noyaux ayant la bonne vitesse mais une mauvaise rigidité magnétique Bρ. Ces deux taches non centrées correspondent à des noyaux de ^{78}Kr ayant un autre état de charge que celui sélectionné. Ces trois taches se regroupent sur la galotte 2 puisque le point de focalisation est la cible de plomb. La figure en bas à gauche montre la tache du faisceau incident sur la cible de plomb, lorsque les ions sont sélectionnés sur les deux galottes selon le contour indiqué (faisceau centré et parallèle). La tache est très large et couvre la totalité

de la cible de plomb de dimension approximative de 45×45 mm^2. La dernière figure représente l'angle d'incidence calculé avec (spectre plein) ou sans condition sur les galottes. L'angle le plus probable avec condition est de l'ordre de 1.2 degrés, ordre de grandeur de la résolution attendue. Sans condition, l'angle le plus probable augmente fortement ($\simeq 3-4$ degrés) en raison des noyaux décentrés comme le montre le spectre non grisé. L'angle maximal de détection dans le silicium annulaire, correspondant à la somme de l'angle d'incidence et de l'angle de diffusion maximal détectable, s'en trouve augmenté. L'ajout de cet angle d'incidence avec l'angle maximum de détection des silicium permet tout de même d'avoir des paramètres d'impact suffisament grands pour minimiser la contribution de l'interaction nucléaire. Il faut noter que dans une grande majorité des événements, au moins une des quatres positions (x_1, y_1, x_2 ou y_2) est mal codée (zéro, overflow ou pas de coïncidence), ce qui rend impossible le calcul de l'angle d'incidence événement par événement. Pour cette raison, aucune condition sur la position des particules incidentes n'est imposée lors du traitement de l'excitation Coulombienne. Nous avons vérifié que le profil du faisceau sur les galottes 1 et 2 est comparable quelque soit la particule identifiée sur les silicium segmentés placés après la cible de plomb. Cette étude montre que l'optique du faisceau transmis est très mauvaise mais que le centre de chaque tache associée à un noyau suit bien le fonctionnement du spectromètre, en particulier du filtre de Wien. Nous avons supposé dans l'analyse que les particules incidentes se présentent avec le même profil spatial sur la cible de plomb permettant ainsi de les comparer entre eux. Connaissant le centre de la tache de faisceau pour chaque noyau, nous avons essayé d'appliquer un traitement pour la correction Doppler comparable à l'expérience à basse énergie, en tenant compte d'un angle relatif entre la particule diffusée et l'angle d'émission du rayonnement γ. Nous avons utilisé la position moyenne sur cible comme centre de la distribution des particules diffusées et décalé le silicium segmenté afin d'affiner la correction Doppler. Aucun gain en statistique ou en résolution n'a été obtenu ce qui prouve que la limitation vient de l'angle solide des détecteurs germanium.

10.3 Faisceau de calibration LISE : ^{78}Kr

L'ensemble du dispositif d'excitation Coulombienne a été testé grâce au faisceau primaire de ^{78}Kr sélectionné dans le spectromètre après passage dans une cible LISE de Be de 500 μm et un dégradeur de Be à 200 μm. Comme le montre la matrice d'identification ΔE-T.O.F de la figure 10.3, le faisceau est pur. Cependant cette matrice montre également les problèmes rencontrés pour l'identification dans les deux

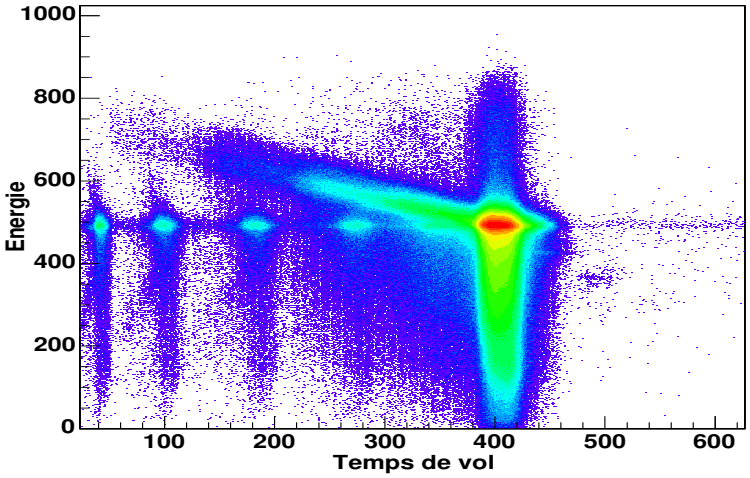

Figure 10.3 Matrice d'identification du faisceau de ^{78}Kr en temps de vol - perte d'énergie dans le premier silicium annulaire. La tache principale correspond au noyau de ^{78}Kr, les états de charge autres que 36^+ sont visibles avec le même dépôt d'énergie et des temps de vol différents. La traîne à basse énergie correspond à de la *canalisation* dans le détecteur silicium ΔE.

détecteurs silicium. En effet, on ne peut pas omettre la large traîne à basse énergie sous la tache principale du ^{78}Kr. Cette traîne, toujours présente et pour tous les noyaux, a été clairement identifiée comme de la *canalisation* dans le détecteur ΔE. Si on conditionne le spectre du deuxième silicium sur la traîne dans la matrice ΔE - temps de vol, on observe un centroïde plus élevé dans le détecteur E. La traîne correspond donc à un dépôt d'énergie inférieur à la normale qui se retrouve en excédent dans le deuxième détecteur. Cet effet de *canalisation* est lié au passage à travers les axes du cristal de silicium des ions lourds intéragissant ainsi avec moins d'atomes.

Le problème principal de cette traîne en énergie est que sa dispersion est très importante. Dans le cas du ^{78}Kr, le faisceau est pur donc l'identifiaction n'est pas ambigue. Mais dans le cas des faisceaux radioactifs, le risque d'avoir un recouvrement en énergie va conduire à une mauvaise identification des fragments. Des conditions très strictes en ΔE, E et temps de vol devront être appliquées pour éviter toute contamination qui influencerait le B(E2). La tache principale du ^{78}Kr dans la matrice ΔE - temps de vol projetée sur l'axe du temps de vol présente un caractère non gaussien. Le temps de vol de chaque noyau contient une traîne qui est due au

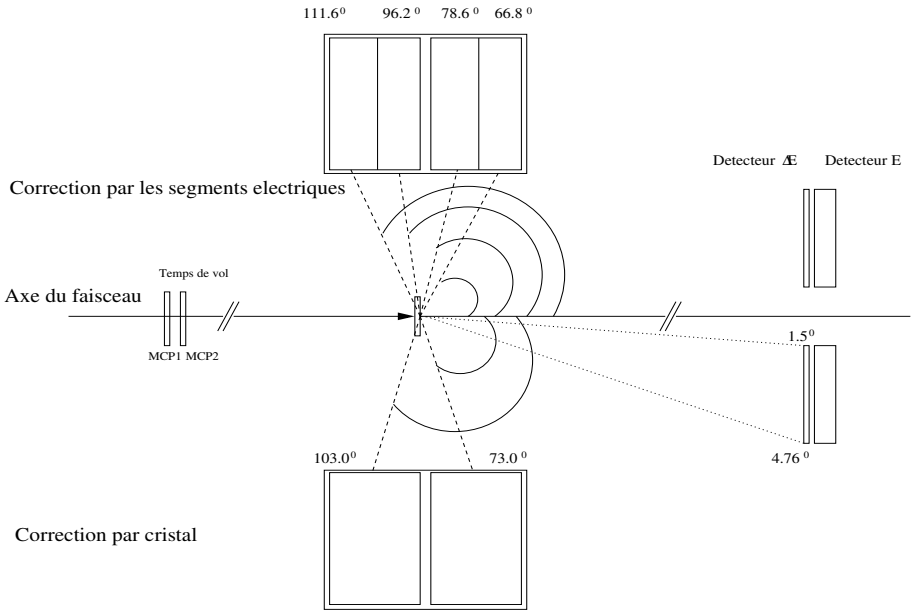

Figure 10.4 Angles germanium utilisés pour la correction Doppler, soit avec la position des cristaux, soit en utilisant la segmentation électrique des clover. Les détecteurs de particules sont également indiqués.

déclenchement de la galotte par les rayons X de la feuille émissive lors du passage de l'ion. Les électrons ayant un temps de vol plus long vers la grille à micro canaux, la distribution n'est pas gaussienne. La traîne en diagonale sur la matrice n'a pas pu être identifiée et est exclue de l'analyse (réaction secondaire dans le détecteur ?).

Grâce à une collectivité élevée, le premier état 2^+ du ^{78}Kr est facilement peuplé. Utilisant le code LISE pour déterminer la vitesse du noyau après passage dans la cible de plomb, l'angle effectif de chacune des 4 couronnes de segment électrique des clovers a été déterminé (Fig. 10.4). Le β choisi est celui en sortie de cible car le temps de traversée de l'ion est inférieur au temps de vie du niveau excité. Après correction Doppler, le spectre de la figure 10.5 est obtenu en coïncidence avec le ^{78}Kr. La décroissance de l'état 2^+ est clairement visible avec une résolution de 30 keV. Une indication pour un processus en deux étapes est également indiquée par la présence de la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$. L'état 2_2^+ est également peuplé de manière directe. Ces deux faibles transitions sont mieux visibles sur le spectre encadré en échelle logarithmique.

Grâce à la grande statistique, le spectre γ du ^{78}Kr peut être étudié précisément

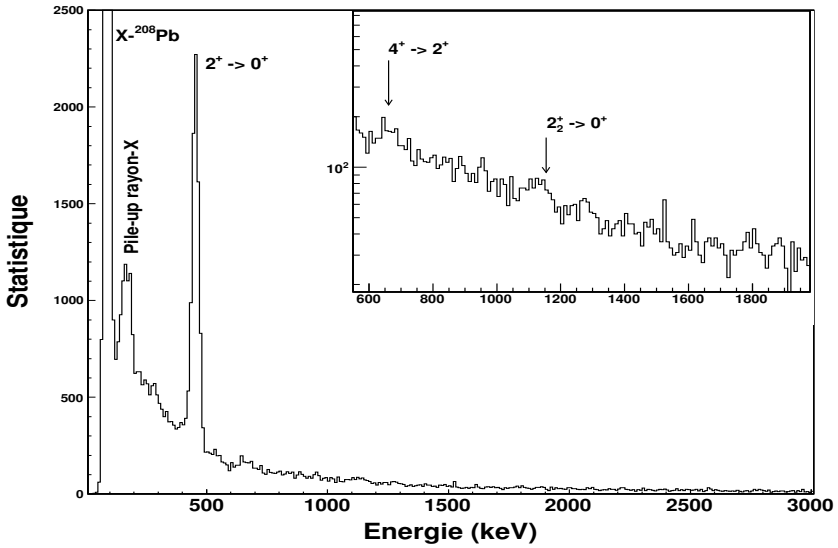

Figure 10.5 Spectre γ corrigé de l'effet Doppler en coïncidence avec le ^{78}Kr. L'encart est un zoom sur la gamme 500-2000 keV en échelle logarithmique pour visualiser les transitions de faible statistique.

pour optimiser ensuite les spectres de faible statistique. Le spectre donnant la différence de temps entre la détection d'un rayonnement γ et le passage de la particule dans la galotte fait apparaître une structure avec un pic fin, dit pic *prompt*, et un pic plus large, dit pic *retardé*. Comme le montre la matrice de la figure 10.6, représentant la corrélation entre l'énergie et le temps d'interaction avec le germanium, le pic retardé $T_\gamma \leq 2500$ correspond à des photons de basses énergies (principalement des rayons X du plomb). Le pic prompt, symbolisé par des pointillés sur la figure, comprend d'éventuelles réactions secondaires dans la cible qui émettent des γ de haute énergie, les événements d'excitation Coulombienne et principalement du bruit de fond (Bremsstrahlung et diffusion Compton). La décroissance de l'état 2^+ appartient au pic prompt mais y est très minoritaire. La fenêtre en temps utilisée pour sélectionner les événements d'excitation Coulombienne est choisie grâce à cette matrice où la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ à 455 keV est bien visible.

Les bons événements sont également sélectionnés par des conditions sur la multiplicité γ. Celle-ci doit être strictement égale à 1 car, à priori, un seul état est peuplé. Les multiplicités cristal 1 et 2 par clover sont comptabilisées pour le traitement

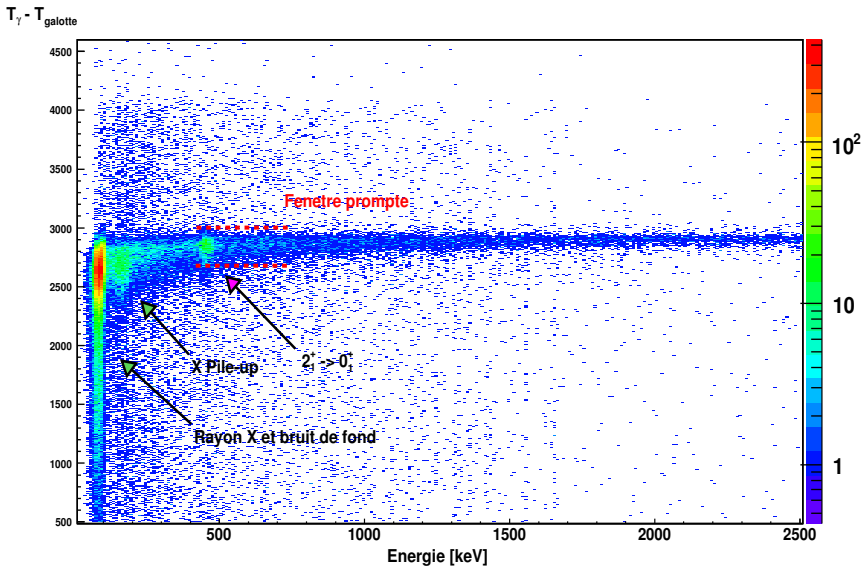

Figure 10.6 Matrice de corrélation $T_\gamma - E_\gamma$ du ^{78}Kr. La matrice permet de définir une fenêtre en temps prompt pour éliminer le bruit de fond sans influencer le signal correspondant à l'excitation Coulombienne.

de l'add-back et les multiplicités 3 et 4 n'apportant aucune statistique ne sont pas utilisées. Les multiplicités clover supérieures à 2 apportent un très large bruit de fond qu'il faut exclure. La figure 10.7 représente le spectre γ associé aux événements de multiplicité supérieure ou égale à 1. Le spectre de multiplicité supérieure à 1 ne correspond à aucun signal d'excitation Coulombienne et contribue au bruit de fond (principalement Bremsstrahlung). Le spectre de multiplicité 1 est caractérisé par les événements d'excitation Coulombienne du ^{78}Kr à 455 keV, le fond à basse énergie alimenté par les rayons X de la cible et le Compton du pic principal. Ce spectre montre aussi les 4 pics correspondant à la décroissance de l'état 3^- du ^{208}Pb à 2.614 MeV émis à l'arrêt et mesuré dans le référentiel du krypton. Cet état est peuplé par l'excitation Coulombienne du plomb par le noyau incident de ^{78}Kr.

10.4 Faisceau de calibration LISE : ^{72}Ge

Le faisceau de ^{72}Ge est produit par fragmentation du ^{78}Kr sur une cible de Be à 688 μm inclinée à 18.4 degrés et sélectionné dans le spectromètre avec un dégradeur de Be de 220.5 μm. La matrice d'identification obtenue est présentée dans la figure

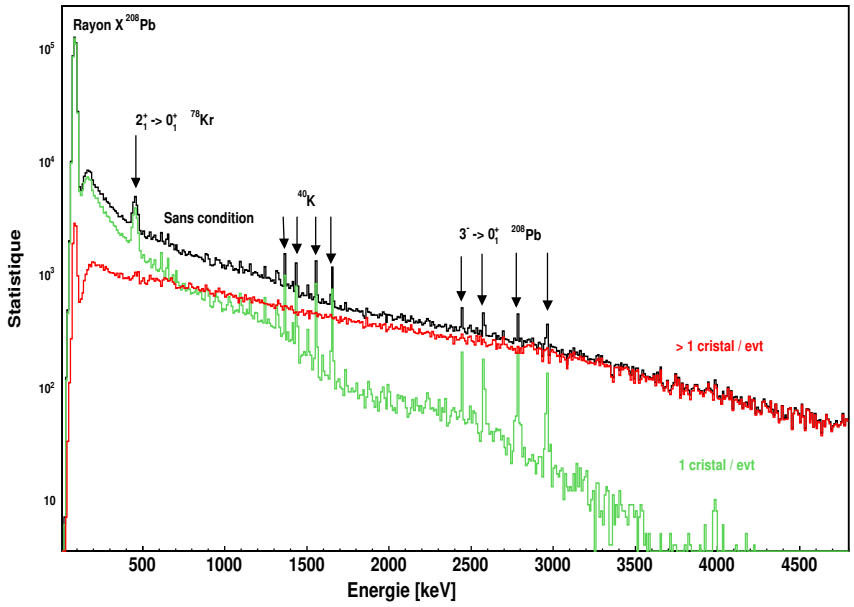

Figure 10.7 Spectre γ corrigé de l'effet Doppler en coïncidence avec le ^{78}Kr en fonction de la multiplicité. L'excitation Coulombienne du krypton et de la cible de plomb correspondent à des événements de multiplicité 1.

10.8. Cette matrice présente les même défauts que celle pour le ^{78}Kr, c'est-à-dire un effet de *canalisation* et de double déclenchement de la galotte. Le faisceau est composé d'un cocktail de noyaux dont les principaux contaminants sont les ^{73,74}As et ^{70}Ga comme le montre la matrice d'identification sur la figure 10.8.

10.4.1 Spectre d'excitation Coulombienne

La figure 10.9 présente le spectre γ prompt obtenu après correction Doppler où une transition correspondant à la décroissance du premier état 2^+ du ^{72}Ge ayant une résolution de 53 keV est clairement visible. Le calcul du B(E2) depuis ce spectre est réalisée dans le chapitre 11.

10.4.2 Analyse de la partie isomère

L'étude du ^{72}Ge est particulièrement intéressante car ce noyau a pour premier état excité un état 0^+ isomérique (τ = 444 ns). Il permet de tester la détection des

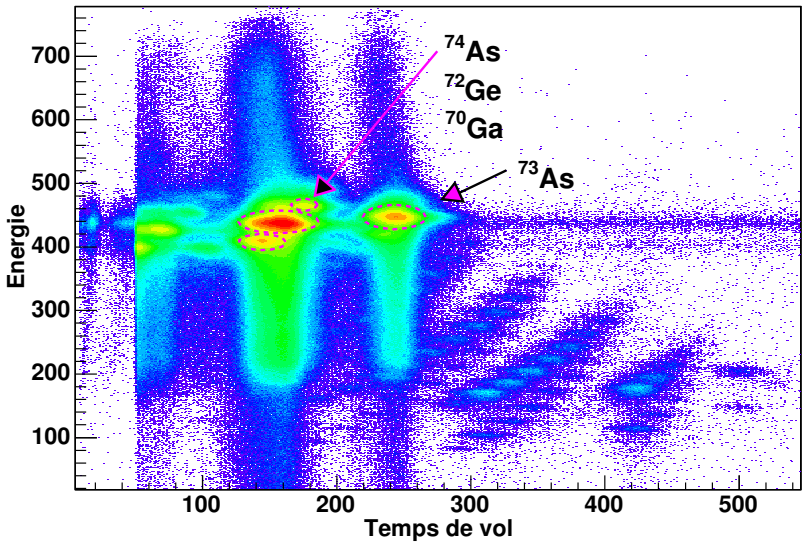

Figure 10.8 Matrice d'identification du faisceau de ^{72}Ge en temps de vol - perte d'énergie dans le premier silicium annulaire. Les principaux contaminants du ^{72}Ge sont également indiqués.

isomères avec BEST ainsi que notre traitement de l'excitation Coulombienne de faisceau isomérique. Une telle configuration est connue pour le ^{72}Kr [27] et attendue pour le ^{68}Se. La seule possibilité de décroissance s'effectue par émission d'un électron de conversion (transition E0) comme l'indique le schéma de niveau figure 10.10. Cependant les ions étant complétement épluchés à la sortie du spectromètre, les noyaux produits dans l'état isomérique sont bloqués dans cet état 0^+ excité jusqu'à ce qu'ils traversent suffisament de matière pour regagner des électrons atomiques. Après passage dans la cible épaisse de plomb et implantation dans le deuxième scintillateur plastique, des électrons de 691 keV devraient être émis et détectés dans les silicium BEST. De plus, la matrice d'identification (fig.10.8) indique la présence de noyaux de ^{73}As qui possède un isomère γ à 360 keV avec un temps de vie de 5.7 μs, largement supérieur au temps de vol dans le spectromètre. Compte tenu de la faible énergie de cette transition, elle est détectable dans les 1 mm des silicium BEST.

Du fait de l'inclinaison du deuxième plastique, le détecteur silicium inférieur (tunnel 2) est protégé des électrons δ émis lors de l'implantation du noyau. Ce n'est pas le cas du détecteur supérieur (tunnel 1) dont le spectre est saturé par

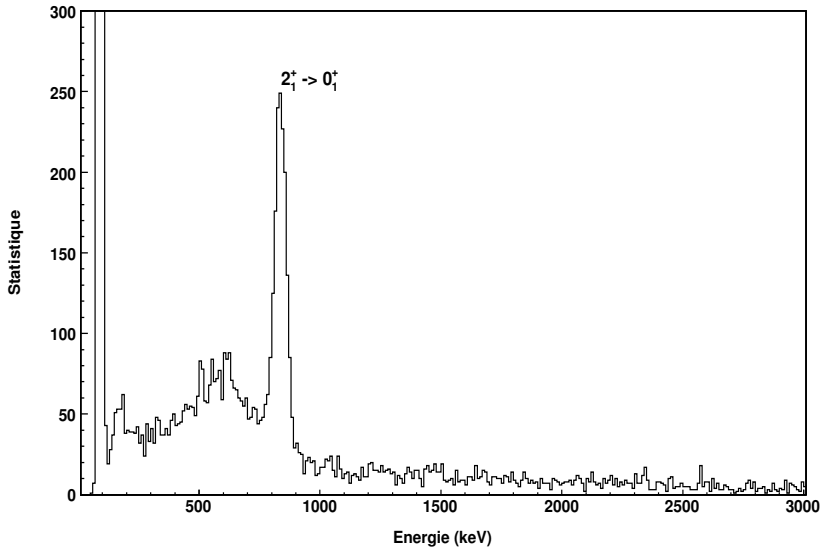

Figure 10.9 Spectre γ corrigé de l'effet Doppler en coïncidence prompte avec le ^{72}Ge.

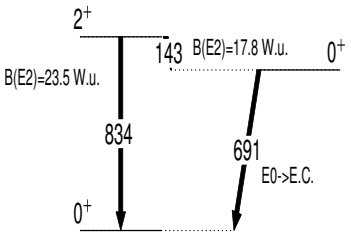

Figure 10.10 Schéma de niveaux du ^{72}Ge. La décroissance de l'état 0_2^+ ne peut se faire que par électrons de conversion après implantation.

ces électrons de basse énergie. Le détecteur inférieur, conditionné par le temps de vol et par l'énergie mesurée dans les plastiques scintillants correspondant au ^{72}Ge, présente sans ambiguïté une transition correspondant à un électron de conversion de 691 keV (Fig.10.11). Le spectre en coïncidence avec le ^{73}As présente une transition à 360 keV détectée en faible proportion dans les silicium BEST comme le montre la figure 10.12. Cette transition γ est détectable dans les 1 mm de silicium en raison de sa faible énergie et du temps de vie de l'isomère supérieur au temps de vol dans le spectromètre.

Les deux faisceaux de calibration de ^{78}Kr et de ^{72}Ge ont prouvé que notre disposi-

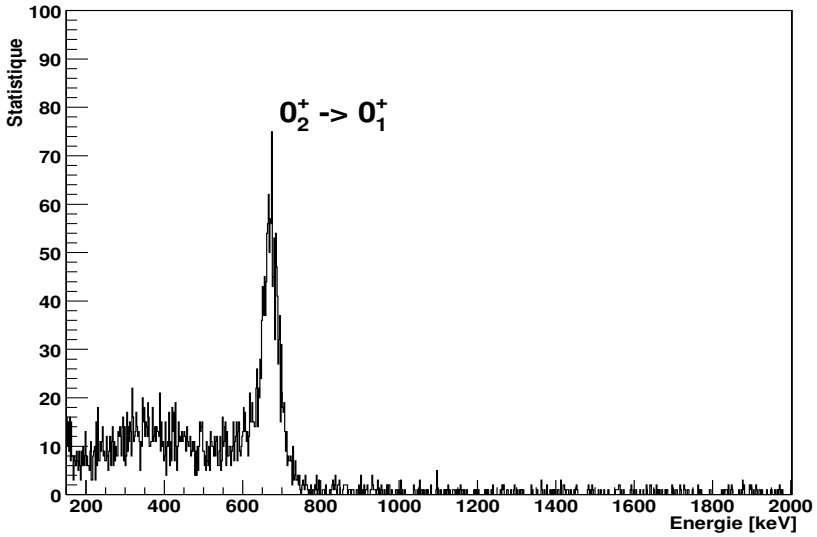

Figure 10.11 Spectre électrons en coïncidence avec le ^{72}Ge détecté dans les scintillateurs plastiques à 0 degré représentant la transition E0 par électrons de conversion.

tif expérimental permettait d'associer de bonnes mesures d'excitation Coulombienne et de spectroscopies isomériques. Une mesure des faisceaux radioactifs est donc envisageable dans de bonnes conditions. L'extraction des B(E2) à partir des spectres de décroissance des états 2^+ est réalisée dans le chapitre 11.

10.5 Faisceau radioactif SISSI : ^{68}Se

Les faisceaux radioactifs sont produits par fragmentation du ^{78}Kr sur l'ensemble cible SISSI. La cible utilisée est du nickel naturel de 125 μm inclinée à 25 degrés suivie d'un stripper de carbone d'épaisseur 10 mg cm^{-2}. Les noyaux produits sont sélectionnés une première fois dans le spectromètre Alpha puis dirigés dans le spectromètre LISE. Le dégradeur utilisé est une feuille de Be de 215 μm. L'intensité sur cible secondaire est de 100 ^{68}Se par seconde pour une intensité du faisceau primaire égale à 2.4 μAe. La matrice d'identification (fig. 10.13) présente 4 isospins depuis les noyaux T_z=0 jusqu'à T_z=1.5.

L'identification est confirmée par l'observation de la décroissance γ connue de l'état isomérique $9/2^+$ du ^{69}Se (853 ns). L'effet de la canalisation devient ici problématique

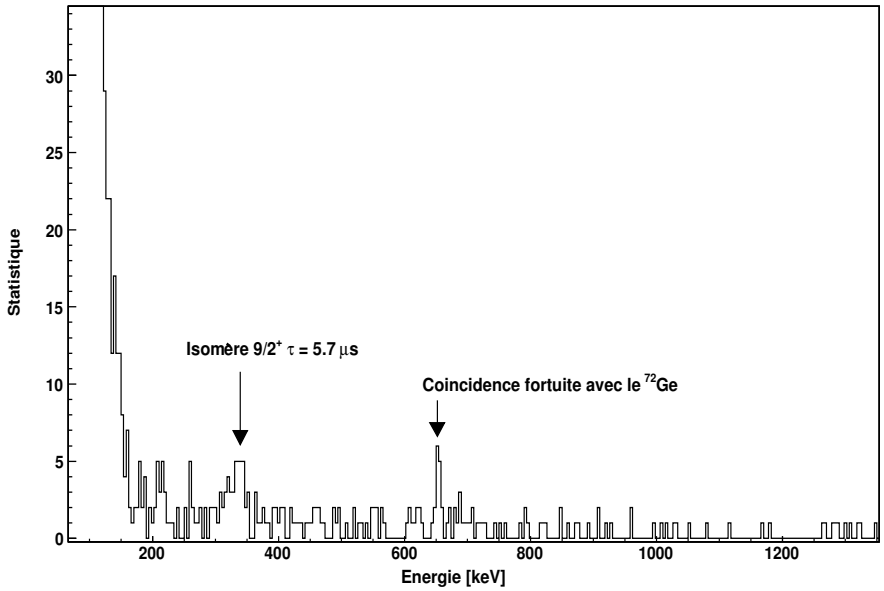

Figure 10.12 Spectre BEST en coïncidence avec le ^{73}As détecté dans les scintillateurs plastiques à 0 degrés, représentant la décroissance γ de l'état l'isomérique.

puisque les noyaux N≃Z sont alignés sur le même temps de vol. Des contaminations peuvent être limitées par l'application de coupures très strictes sur les matrices ΔE-temps de vol et ΔE-E. A basse énergie se trouvent de nombreux noyaux interprétés comme des noyaux légers transmis par le spectromètre.

10.5.1 Spectre d'excitation Coulombienne

Un problème électronique vient se rajouter au problème de canalisation puisque les segments électriques des germanium n'ont pas été codés et une faible fraction (3% environ) du signal provenant des cristaux de germanium a été enregistrée. Un problème de point de validation serait à l'origine du dysfonctionnement. On peut également soupçonner le diviseur de signal silicium qui aurait contribué à ce problème. Ce défaut d'enregistrement des signaux germanium modifie l'efficacité de détection. La normalisation du B(E2) ne peut se faire alors qu'avec des noyaux étant étudiés dans les mêmes conditions tel que le ^{66}Ge,^{62}Zn et le ^{64}Zn produit séparément. De plus, l'absence des segments dans les clover limite fortement la résolution après la correction Doppler ($\simeq$ 70 keV). Néanmoins, les spectres de la figure 10.14 ont pu être obtenus. Les transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ des ^{66}Ge et ^{62}Zn sont visibles et une très faible

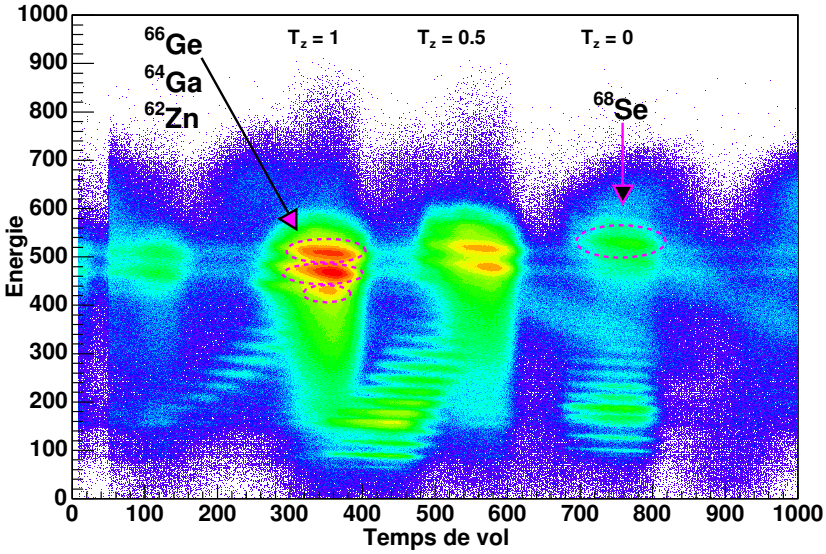

Figure 10.13 Matrice d'identification du faisceau ^{68}Se en fonction du temps de vol et de la perte d'énergie dans le premier silicium annulaire. Les états 2^+ des noyaux de ^{66}Ge et ^{62}Zn sont susceptibles d'être excités durant l'expérience.

transition correspondant à la décroissance du 2^+ du ^{68}Se est observée.

10.5.2 Analyse de la partie isomère

Détection électron

Comme pour le ^{72}Ge, le détecteur supérieur est saturé par les électrons δ produits lors du passage des ions dans les détecteurs plastiques. En raison de l'accumulation des noyaux radioactifs dans le second détecteur plastique, au centre des détecteurs silicium, le signal obtenu est principalement lié à leur décroissance β. Une matrice de corrélation E_{e^-} - T_{e^-} est utilisée pour séparer le signal du bruit de fond (figure 10.15). La matrice de gauche représente le cas du ^{72}Ge où aucune radioactivité n'a été déposée et où la transition E0 à 691 keV est visible. Il faut néanmoins noter que la plupart des événements de bruit de fond et de décroissance de l'isomère se trouvent dans la saturation du TDC, c'est-à-dire que le signal stop (galotte retardée) est arrivé au-delà de la gamme du TDC. Ce problème se retrouve dans la matrice de droite en coïncidence avec le ^{68}Se, largement dominée par la décroissance β des

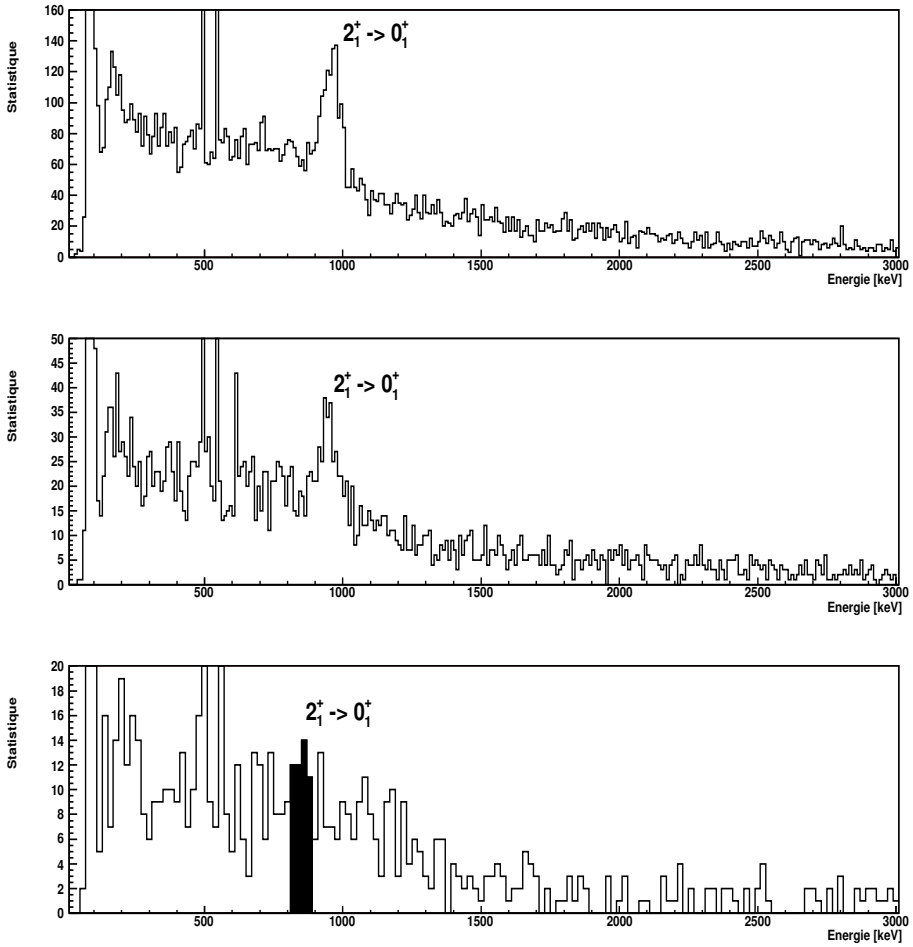

Figure 10.14 Spectres γ corrigés de l'effet Doppler en coïncidence avec le ^{66}Ge (haut), ^{62}Zn (milieu) et ^{68}Se (bas). Les deux transitions autour de 500 keV correspondent à la même raie à 511 keV décalée par la correction de l'effet Doppler.

noyaux implantés dans le second détecteur plastique. Aucun signal comparable avec la transition du ^{72}Ge n'est visible. Une telle matrice ne permet pas d'extraire à coup sûr le signal d'une éventuelle décroissance E0 pour le ^{68}Se pouvant se situer au niveau la saturation. Le spectre mesuré avec BEST correspondant aux noyaux T_z=1 a donc été utilisé comme bruit de fond à soustraire au spectre obtenu en coïncidence avec le ^{68}Se. Avec cette seconde méthode aucune transition n'a été observée.

L'utilisation du faisceau de calibration de ^{72}Ge et de son isomère 0_2^+ permet de

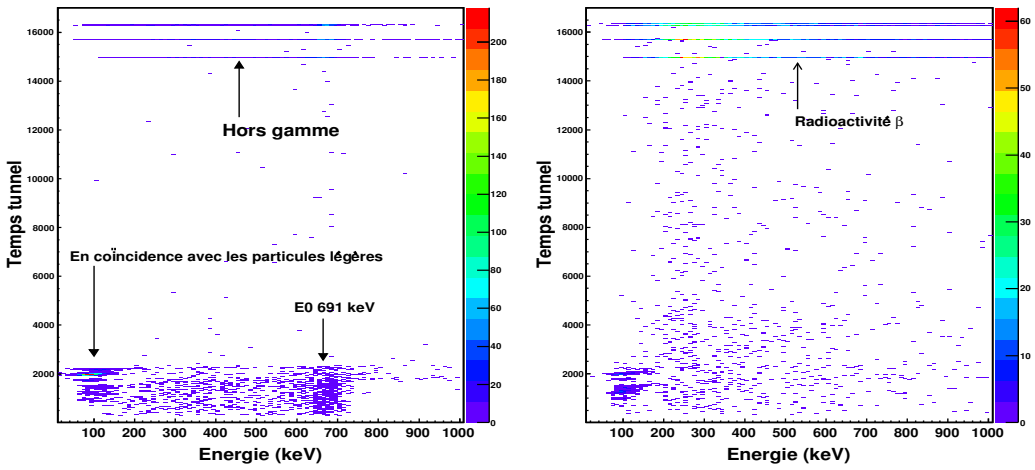

Figure 10.15 Matrice de corrélation énergie tunnel - différence en temps entre le passage du noyau dans la galotte1 et le signal dans le tunnel. La matrice de gauche est en coïncidence avec le ^{72}Ge, et celle de droite avec le ^{68}Se. Aucune transition correspondant à une transition E0 pour le ^{68}Se n'est visible.

faire une normalisation de l'efficacité de détection des électrons. En supposant un taux isomérique égal entre les noyaux de ^{68}Se et ^{72}Ge et un électron de même énergie, on peut écrire que le nombre d'électrons de conversion attendu en coïncidence avec le ^{68}Se est de l'ordre de :

$$N_{e^-}(^{68}Se) \simeq \frac{N(^{68}Se)N_{e^-}(^{72}Ge)}{N(^{72}Ge)} .$$

Table 10.1 Nombre d'événements correspondants à la détection d'électrons de conversion.

Noyau	Particules détectées dans plastique 1	Statistique électrons
^{72}Ge	474952 (689)	1271 (40)
^{68}Se	163814 (404)	Total attendu: $\simeq 440$
	Expérience isomère ^{72}Kr [28]	
^{72}Kr	260000 (510)	791 (68)

La statistique obtenue pour le ^{72}Ge ainsi que celle estimée pour le ^{68}Se sont présentées dans le tableau 10.1. Les résultats de l'expérience portant sur le ^{72}Kr [28]

sont également rappelés car le dispositif expérimental était comparable et les taux isomériques équivalents. Il est clair qu'environ 400 électrons de conversion, dans un spectre en énergie de 30 keV de résolution, auraient du être vus en coïncidence avec le ^{68}Se. Par conséquent, si un état 0_2^+, correspondant à un isomère de formes, existe à basse énergie, il se trouve probablement au dessus de l'état 2^+ et décroît par transition γ E2 vers cet état.

Le faisceau contient une faible proportion de ^{69}Se ayant un isomère γ à une énergie de 534 keV. Cette énergie est beaucoup trop élevée pour pouvoir être détectée dans les 1 mm des silicium BEST. Une simulation MCNP montre clairement qu'aucune absorption photopic ne peut être observée et seul des γ du fond provenant de la diffusion Compton sont mesurés.

Détection γ

Dans cette configuration, les données sont prises avec une intensité réduite et l'introduction du silicium E1D6 pour une identification en perte d'énergie - Temps de vol. L'énergie des fragments à la sortie du détecteur ne permet plus de traverser la cible de plomb. Les noyaux sont alors implantés dans la cible entourée par les détecteurs germanium (figure 10.16). Pour des isomères ayant un temps de vie supérieur au temps de vol dans le spectromètre ($\simeq 1.2$ μs), les transitions γ peuvent être observées comme le montre la figure 10.17. Le spectre du haut montre les γ émis en coïncidence avec le ^{69}Se où la décroissance de l'isomère est visible à 534 keV. Le spectre du milieu montre les rayonnements γ obtenus en coïncidence avec le ^{68}As ayant un isomère de 853 keV dont la durée de vie (37 ns) est inférieure au temps de vol dans le spectromètre et donc non observé. Le dernier spectre est obtenu en coïncidence avec le ^{68}Se où aucune transition n'est observée. Cette figure exclut donc un isomère dans le ^{68}Se décroissant par γ, dont le temps de vie est supérieur au temps de vol.

Une dernière possibilité a été envisagée à partir de l'observation d'une décroissance retardée de l'état 2_1^+ après excitation Coulombienne. Un spectre sans correction de l'effet Doppler, après identification dans les silicium annulaires, a été tracé ne montrant aucune transition correspondant à un rayonnement γ émis à l'arrêt. Le but était d'exclure un peuplement de l'isomère par excitation Coulombienne puis décroissance après implantation depuis les silicium segmentés.

Cette étude exclue donc un état 0_2^+ isomérique, premier état excité ou très proche de l'état 2_1^+. Dans l'hypothèse où cet état existe, il semblerait donc se situer à haute

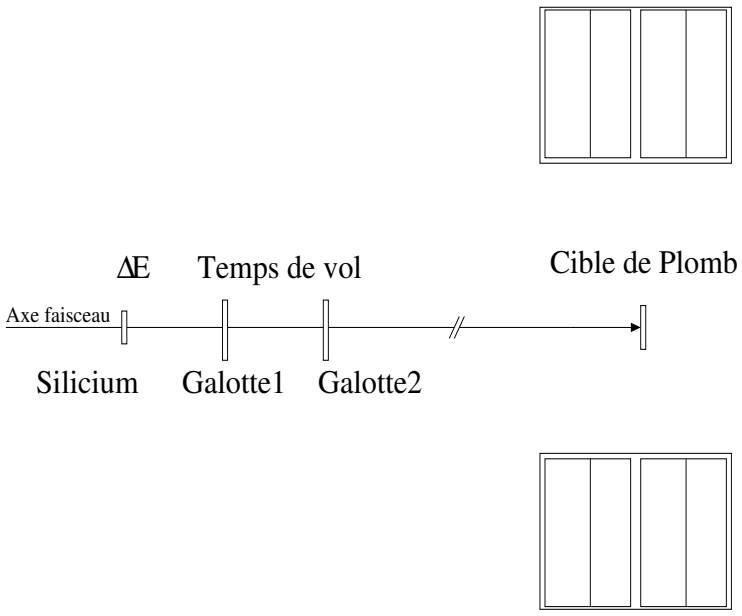

Figure 10.16 Spectroscopie isomérique γ. Un détecteur silicium est inséré avant les galottes et fournit une information sur la perte d'énergie. Les noyaux n'ont plus suffisament d'énergie pour traverser la cible et s'implantent au centre des détecteurs germanium.

énergie et décroîtrait par une transition de type E2. Ce résultat est compatible avec les études menées par des réactions de fusion-évaporation auprès de GAMMASPHERE [91, 92]. Cette conclusion est discutée dans le cadre de la coexistence de formes dans les sélénium au chapitre 11.

10.6 Faisceau stable de calibration SISSI : ^{64}Zn

Un faisceau de ^{64}Zn a été également produit avec le dispositif SISSI, avec la même cible et dégradeur après les faisceaux radioactifs pour avoir un autre B(E2) de normalisation. La matrice d'identification est présentée dans la figure 10.18. Il faut noter que ce noyau a été étudié à la fin de l'expérience et que le fonctionnement des détecteurs silicium s'est fortement dégradé. Avec le même problème de point de validation, le spectre d'excitation Coulombienne (fig. 10.19) a pu être obtenu et une transition correspondant à la décroissance du premier état excité est visible.

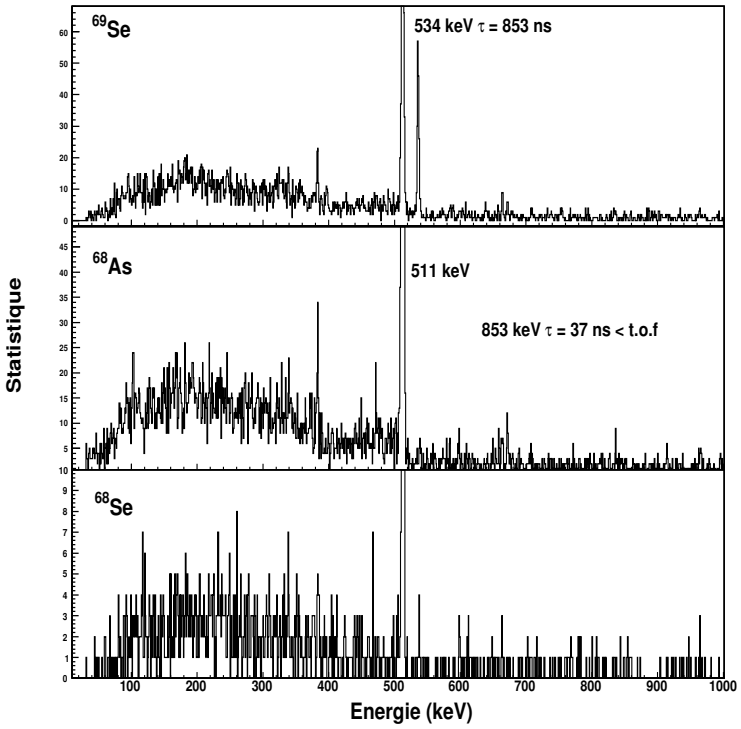

Figure 10.17 Spectre γ mesuré dans les clover après identification dans le détecteur silicium E1D6 et implantation dans la cible de plomb pour les noyaux de ^{69,68}Se et ^{68}As. L'isomère du ^{69}Se est visible alors qu'aucune transition n'est identifiée dans le ^{68}Se.

10.7 Faisceau radioactif SISSI : ^{72}Kr

Différentes combinaisons de cibles SISSI ont été utilisées pour optimiser la production des noyaux de ^{72}Kr. Une cible de carbone a été une première fois utilisée mais n'a pas permis d'atteindre des intensités suffisament élevées pour les noyaux de ^{68}Se et ^{72}Kr. Une cible de nickel a donc été utilisée permettant un gain d'un facteur 2 (voir tableau 9.1) dans la production ainsi que l'excitation du ^{68}Se. Néanmoins aucune mesure d'excitation Coulombienne n'a été possible pour le ^{72}Kr malgré le gain de statistique. Seules des mesures de production ont été réalisées avec un taux maximal inférieur à 54 pps pour quelques heures d'essais d'excitation Coulombienne. Dans cette mesure, aucune galotte n'a été utilisée, ce qui nous prive de la mesure de temps de vol et de TDC.

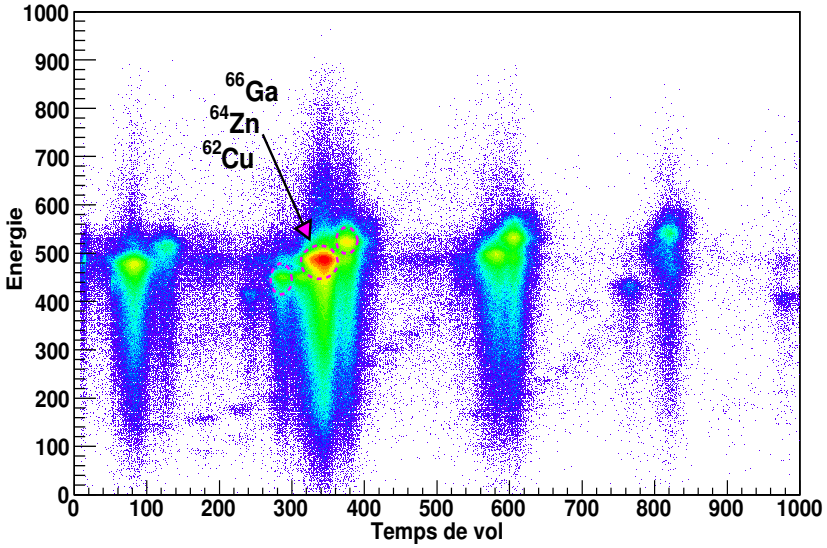

Figure 10.18 Matrice d'identification du ^{64}Zn en temps de vol - perte d'énergie dans le premier silicium annulaire. Les noyaux non labellés correspondent à des contaminants présents dans le faisceau.

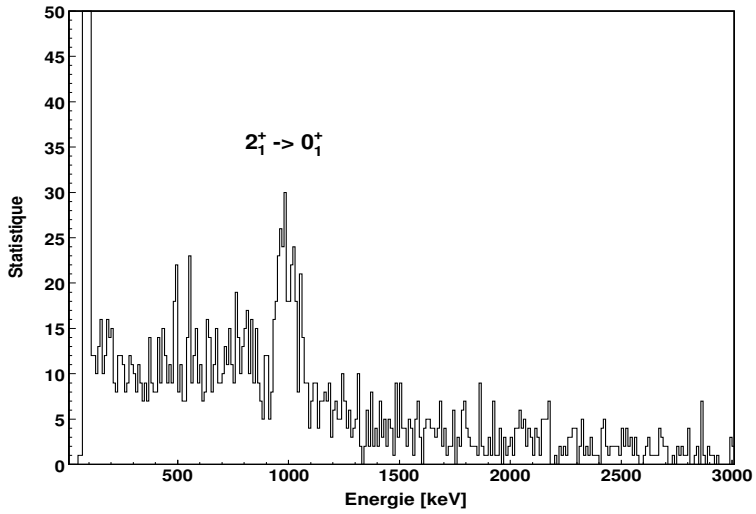

Figure 10.19 Spectre γ prompt corrigé de l'effet Doppler en coïncidence avec le ^{64}Zn.

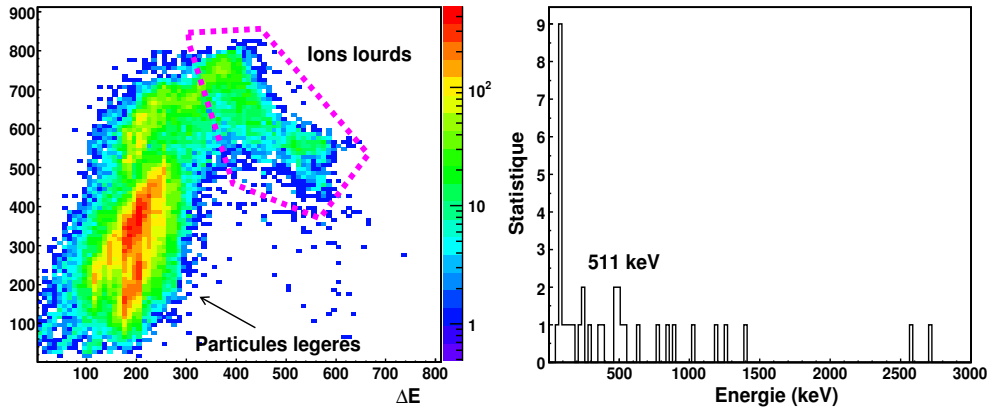

Figure 10.20 La figure de gauche correspond à la matrice d'identification ΔE-E dans les silicium annulaires lors de la prise de données du ^{72}Kr. Le spectre γ prompt corrigé de l'effet Doppler en coïncidence avec les ions lourds est présenté sur la figure de droite.

Une matrice ΔE-E permet de séparer les ions lourds des ions légers. La correction Doppler est appliquée avec le β du ^{72}Kr. La matrice d'identification ainsi que le spectre γ obtenus sont présentés dans la figure 10.20. Aucune transition n'a été observée.

Chapitre 11

Collectivité des noyaux excités

Dans ce chapitre, nous allons déduire la probabilité de transition réduite des noyaux étudiés à partir des spectres γ de désexcitation présentés au chapitre précédent. Comme nous l'avons évoqué précédement, les données provenant des faisceaux de calibration de ^{78}Kr et ^{72}Ge ne peuvent pas être utilisées directement pour la normalisation du B(E2). Les problèmes électroniques d'une part, et de la nature des déclenchements électroniques de l'expérience d'autre part, rendent complètement incompatibles les efficacités absolues de détection des rayonnements γ. Néanmoins, grâce à la statistique obtenue pour ces deux noyaux, une étude de la section efficace différentielle peut être réalisée. Pour les autres noyaux, l'extraction des B(E2) se réalise conformément à la relation 3.13.

11.1 Collectivité du ^{78}Kr

La statistique dans le pic correspondant à la décroissance de l'état 2_1^+ et la segmentation du détecteur silicium ΔE permettent de mesurer l'intensité de transition en fonction de l'angle de diffusion. Celle-ci est comparée avec une courbe théorique utilisant le B(E2) connu du ^{78}Kr [33]. La statistique est divisée en 6 gammes en angle de diffusion et normalisée au nombre de particules diffusées. A partir de ces intensités, le rapport $N_\gamma/N_{partDiff}$ expérimental est calculé pour la gamme en angle mesurée et indiquée par la barre d'erreur en X sur la figure 11.1. La courbe théorique a été tracée en utilisant le B(E2) du ^{78}Kr et avec une énergie incidente correspondant à une interaction en fin de cible de plomb après ralentissement. La courbe est en accord avec nos points expérimentaux ce qui prouve notre bonne mesure du B(E2). Le petit désaccord aux faibles angles de diffusion provient d'un surnombre de particules du à la dispersion angulaire du faisceau, et surtout à la large tâche du faisceau sur

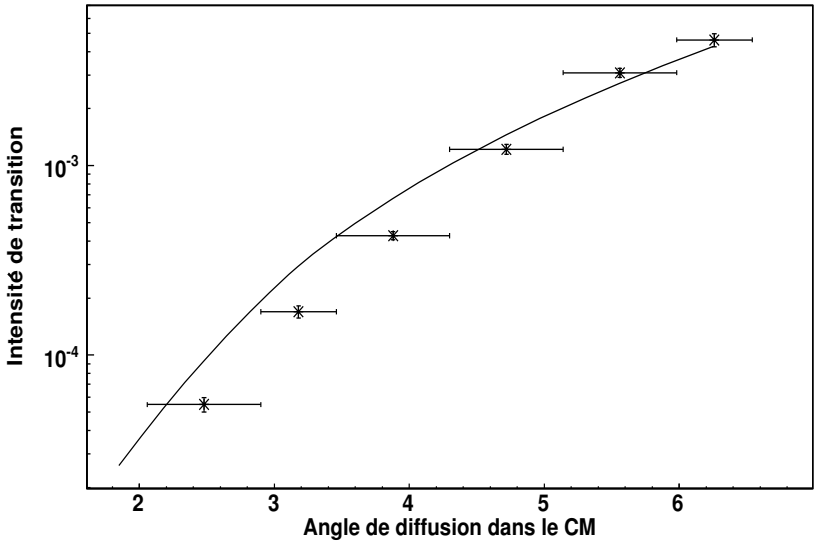

Figure 11.1 Intensité de transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du ^{78}Kr en fonction de l'angle de diffusion. La courbe continue est basée sur le B(E2) connu du ^{78}Kr.

la cible comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent.

11.2 Collectivité du ^{72}Ge

La déterminantion de la collectivité du ^{72}Ge nécessite beaucoup de précautions. En effet, du fait de la présence de l'état 0_2^+ dans lequel le noyau peut se présenter sur la cible d'excitation, la population de l'état 2^+ peut provenir soit du fondamental, soit de cet état isomérique tel que : $\sigma(E2)^{Tot.} = x\sigma(E2; 0_2^+ \rightarrow 2^+) + (1-x)\sigma(E2; 0_1^+ \rightarrow 2^+)$ où x est le taux isomérique définit par $x = N^{iso}N_{inc}^{-1}$. La relation entre $\sigma(E2)^{Tot.}$ et les $B(E2, 0_2^+ \rightarrow 2^+)$ et $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2^+)$ est non triviale car il faut alors développer $f_{E2}(\xi)$, la relation 3.13 n'étant plus valable. Une méthode consiste à tracer les probabilités d'excitation $P(0_1^+ \rightarrow 2^+)$ et $P(0_2^+ \rightarrow 2^+)$ en fonction de l'angle de diffusion et à déterminer le meilleur taux isomérique compatible avec nos données tel que : $P(2^+) = P(0_1^+ \rightarrow 2^+)(1-x) + xP(0_2^+ \rightarrow 2^+)$.

La figure 11.2 présente un tel calcul. Les points expérimentaux sont déduits de la même façon que le ^{78}Kr. La courbe du bas tracée en pointillés correspond à l'excitation depuis l'état isomérique, et la courbe du haut tracée en pointillés à l'excitation depuis l'état fondamental. Les éléments de matrice utilisés pour ce calcul

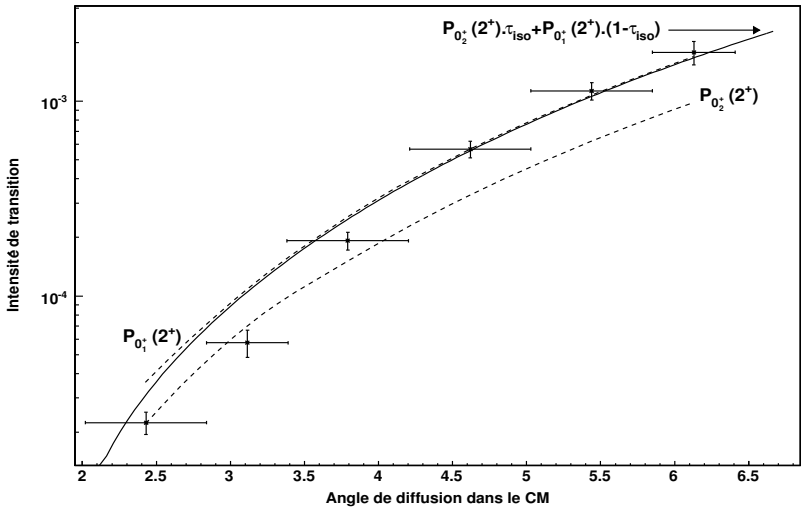

Figure 11.2 Intensité de transition du ^{72}Ge. La courbe pointillée inférieure correspond à l'excitation depuis l'état isomérique, et la courbe pointillée supérieure à l'excitation depuis l'état fondamental. La courbe continue est la somme des deux contributions ajustée du taux isomérique.

proviennent des mesures d'excitation Coulombienne du ^{72}Ge à basse énergie [78]. La normalisation de l'efficacité de détection γ est donnée par la courbe du ^{78}Kr corrigée de l'efficacité relative en énergie. La courbe continue est obtenue en ajustant le taux isomérique afin de reproduire au mieux les données expérimentales. La valeur déduite est égale à 3%, ce qui est de l'ordre de grandeur attendu par comparaison avec les expériences précédentes réalisées au GANIL [28]. Néanmoins, l'incertitude sur cette valeur est très importante, ce qui nous permet juste de conclure que l'état isomérique contribue peu à l'excitation. On peut remarquer que le désaccord à petits angles de diffusion du à la tache du faisceau est également visible.

11.3 Collectivité du ^{68}Se

11.3.1 Cinématique en cible épaisse

La relation 3.13 fait intervenir des quantités cinématiques difficiles à estimer : b_0, a, γ. En effet, après passage dans la cible de plomb, le noyau incident perd la moitié de son énergie (40 MeV/A $\rightarrow$ 20 MeV/A). Dans ces conditions, quelle énergie

prendre pour le calcul de ces quantités ? Une première approximation serait de prendre l'énergie en milieu de cible. Cependant, la perte d'énergie n'est pas linéaire dans la cible, il faut donc trouver une valeur moyenne plus physique. La valeur de l'énergie en fonction de la pénétration dans la cible de plomb est calculée par le code LISE(Fig. 11.3(a)).

On suppose que la diffusion Rutherford est le processus principal entre 1.5 et 4.76 degrés, gamme en angles où la section efficace d'excitation dans le laboratoire est mesurée. La section efficace Rutherford ne décroît pas linéairement avec l'énergie. On peut alors tracer la section efficace Rutherford intégrée dans le centre de masse pour des particules détectées entre 1.5 et 4.76 degrés dans le laboratoire en fonction de la profondeur d'interaction (Fig. 11.3(b)).

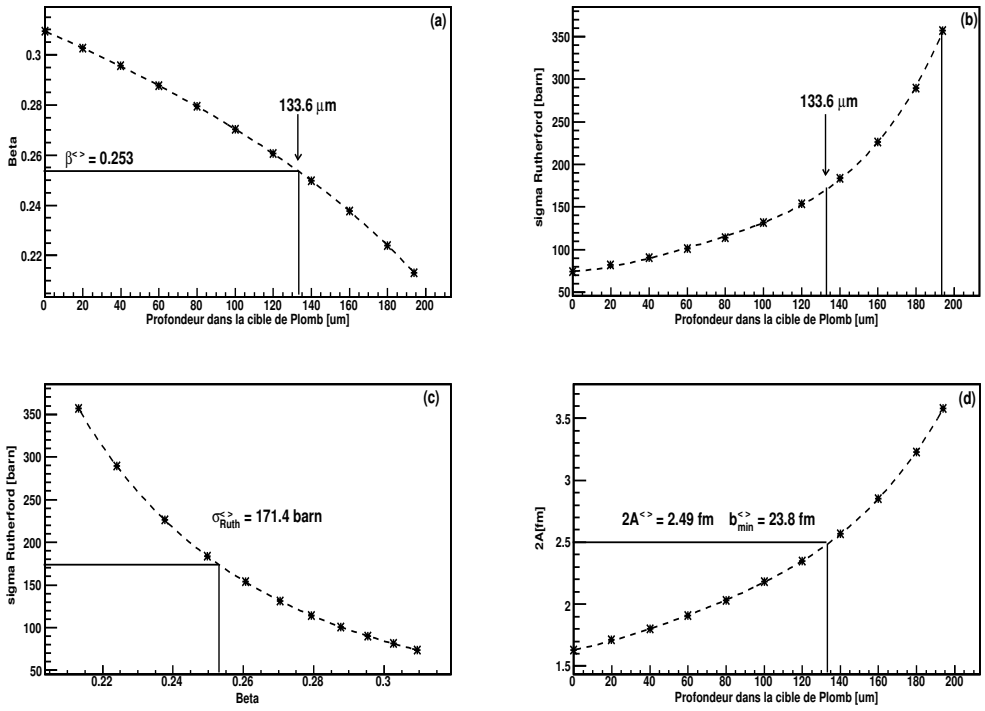

Figure 11.3 Cinématique du ^{68}Se en cible épaisse. (a) vitesse du noyau en fonction de la profondeur dans la cible. (b) section efficace Rutherford intégrée en fonction de la profondeur d'interaction. (c) section efficace Rutherford intégrée en fonction de l'énergie. (d) distance d'approche minimale en fonction de la profondeur d'interaction.

Une valeur moyenne de l'énergie peut être une vitesse moyenne, notée $\beta^{<>}$, correspondant à une distance dans la cible $d^{<>}$ tel que :

$$\int_{d_{Pb}=0}^{d_{Pb}^{<>}} \int_{\theta_{min}^{CM}}^{\theta_{max}^{CM}} \sigma_{Ruth}(\theta) d\theta = \int_{d_{Pb}^{<>}}^{d_{Pb}=220 mg.cm^{-2}} \int_{\theta_{min}^{CM}}^{\theta_{max}^{CM}} \sigma_{Ruth}(\theta) d\theta \ .$$

Le résultat obtenu pour le ^{68}Se correspond à une profondeur d'interaction de 133.6 μm et est présenté dans la figure 11.3(b). Cette distance ne correspond pas au mi-parcours dans la cible. Les variables cinématiques sont ainsi déduites comme illustré dans les figures 11.3(c) et 11.3(d) et pour tous les noyaux dans le tableau 11.1. Les Bρ donnés sont calculés avant la cible de plomb après passage dans les galottes afin de définir l'énergie incidente sur cible.

Table 11.1 Cinématique entre 1.5 degrés et 4.76 degrés.

Noyau	Bρ_2	E [MeV]	$\sigma_{Ruth}^{<>}$ [barn]	$\beta_{inc} \rightarrow \beta_{sortie}$	$\beta^{<>}$	a$^{<>}$ [fm]	b$^{<>}$ [fm]
^{78}Kr	2.2804	4055	99.996	0.32 $\rightarrow$ 0.25	0.277	1.966	18.199
^{72}Ge	2.2544	3401	114.509	0.30 $\rightarrow$ 0.229	0.264	2.059	19.458
^{66}Ge	2.0216	2985	186.836	0.30 $\rightarrow$ 0.203	0.244	2.584	24.905
^{62}Zn	2.0216	2794	134.684	0.30 $\rightarrow$ 0.2109	0.252	2.159	21.116
^{68}Se	2.0216	3266	171.4	0.31 $\rightarrow$ 0.212	0.253	2.490	23.851
^{64}Zn	2.0162	2696	213.581	0.29 $\rightarrow$ 0.19	0.232	2.744	26.662
^{72}Kr	1.9941	3371					

11.3.2 Statistique obtenue

Pour les noyaux de ^{66}Ge, ^{62}Zn et ^{64}Zn, les intensités γ sont ajustées par une gaussienne de centroïde fixé et une largeur de 70 keV. La statistique dans la transition du ^{68}Se est extrêmement faible. On peut considérer que ce pic est un effet de statistique, compter comme nul le nombre de coups correspondants au ^{68}Se et tenter de déterminer une valeur maximale du B(E2). Deux méthodes ont été utilisées. Dans un premier temps, on peut ajouter aléatoirement un certain nombre d'événements dans le spectre du ^{68}Se selon une gaussienne centrée à 854 keV et de largeur correspondant à une résolution de 70 keV. Une gaussienne significative se dégage dès que le nombre d'événements dépasse 40 coups. On peut donc déterminer une valeur supérieure de non observation de 40 γ pour le ^{68}Se et calculer une limite supérieure du B(E2). Une autre méthode, moins subjective pour déterminer une valeur limite,

est de construire le spectre du ^{66}Ge jusqu'à ce que la statistique totale soit égale à la statistique obtenue pour le ^{68}Se. L'intensité de la transition du 2^+ donne une valeur limite : 30(12) γ.

Dans la relation 3.13, la valeur la plus difficile à estimer, ainsi que son erreur, est le nombre total de particules incidentes. Avec une ouverture circulaire de diamètre intérieur de 22 mm pour les silicium annulaires, toutes les particules non détectées dans les silicium sont détectées dans les scintillateurs plastiques. En fonction de la nature du trigger électronique, le comptage est différent (table 9.2). On a donc pour le noyau de ^{68}Se: $N_{part}^{detec} = N_{Si}^{avec\,\gamma} + 100N_{Si}^{sans\,\gamma} + 100N_{plast}^{avec/sans\,\gamma}$. Le nombre de particules dans les détecteurs silicium peut être déterminé grâce aux matrices ΔE-temps de vol et ΔE- E.

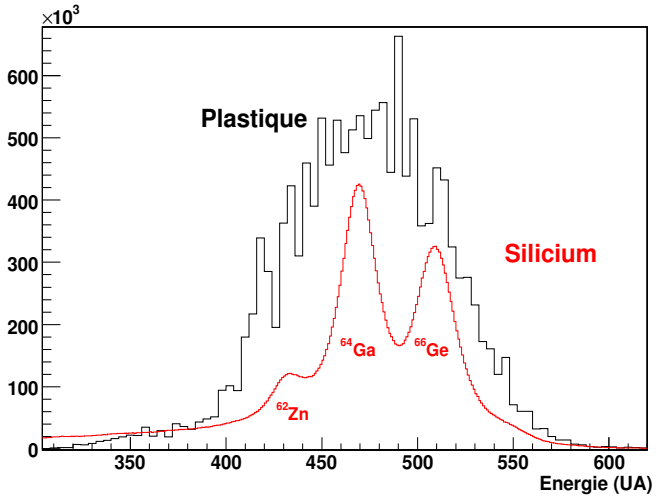

Figure 11.4 Comparaison de la résolution du détecteur plastique (noire) et silicium annulaire (rouge) pour les noyaux T_z=1.

L'estimation des particules détectées dans les scintillateurs plastiques est plus difficile, car la séparation en Z n'est pas possible à cause de leurs résolutions en énergie (Fig.11.4). La meilleure solution est de totaliser le nombre de noyaux dans les détecteurs plastiques et d'attribuer un taux de présence dans le faisceau pour chacun d'entre eux. Trois méthodes indépendantes sont possibles pour déterminer cette valeur.

Une première mesure peut être faite en utilisant les détecteurs silicium escamotables présents avant les galottes, par une mesure en perte d'énergie-temps de vol.

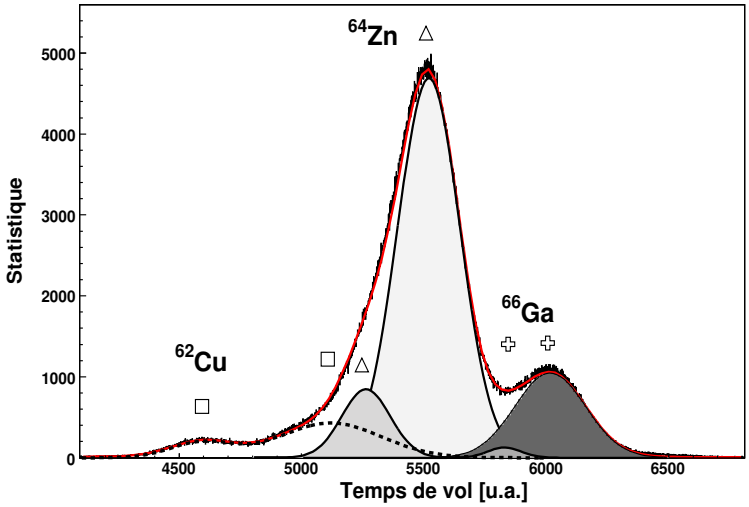

Figure 11.5 Ajustement par plusieurs gaussiennes du temps de vol en coïncidence avec les noyaux proches du ^{64}Zn dans le premier détecteur plastique. Chaque contribution est estimée par deux gaussiennes correspondant aux déclenchements par électrons et rayons X.

Utilisés en intensité réduite, ils offrent une très bonne résolution en énergie et une estimation précise du taux de présence peut être faite. Plusieurs mesures ont été enregistrées périodiquement et les taux de présence se sont révélés constants. Une seconde mesure peut être faite en utilisant les matrices d'identification des silicium annulaires segmentés. Cependant, ces mesures vont être biaisées par les problèmes de channelling du détecteur contaminant ainsi les différentes identifications. La troisième possibilité consiste à tracer le temps de vol des particules détectées dans le télescope de scintillateurs plastiques, et d'ajuster par plusieurs gaussiennes le spectre obtenu. Le centroïde du temps de vol de chaque noyau est déterminé par la projection du contour correspondant dans la matrice ΔE-temps de vol, sur la base du temps de vol (HF-galotte1). Celui-ci est identique entre les noyaux détectés dans les silicium annulaires et dans les scintillateurs plastiques : galotte1-HF. L'exemple du ^{64}Zn est présenté sur la figure 11.5. Cette technique ne peut être utilisée que pour des noyaux à fort isospin. En effet, pour les noyaux radioactifs étudiés (T_z=0 $\rightarrow$ T_z=1.5), les temps de vols sont identiques pour un isospin donné comme le montre la figure 10.13. Cette dernière méthode n'a donc pas pu être utilisée pour les noyaux radioactifs. Le temps de vol de chaque noyau est ajusté avec deux gaussiennes correspondants au

déclenchement de la galotte1 par les rayons X et les électrons respectivement.

Table 11.2 Composition ζ du cocktail de noyaux dans les faisceaux successifs.

Noyau	ζ [TOF_Gal1-E1D6]	ζ [TOF_Gal1-ΔE]	Spectre TOF_Gal1
^{78}Kr	$\simeq$ 100%	$\simeq$ 100%	*pas de plastique*
^{72}Ge	60 (2)%	56 (2)%	62%
^{66}Ge	30.3 (1)%	17 (1)%	
^{62}Zn	2.4 (1)%	6 (1)%	
^{68}Se	0.74 (3)%	1 (0.1)%	
^{64}Ga	18 (1)%	22%	
^{64}Zn	42.6 (1)%	37 (1)%	46%
^{72}Kr	1.11 (1)%		

Le résultat de chaque méthode est présenté dans le tableau 11.2. Les valeurs obtenues sont relativement consistantes. La différence entre silicium escamotable et silicium annulaire peut être facilement interprétée avec l'effet du channelling. Le ^{72}Ge est très largement majoritaire dans le faisceau et facilement séparable, ce qui explique une proportion presque égale avec la mesure utilisant le silicium E1D6. La différence peut être attribuée à la perte de noyaux dans la traîne à basse énergie, non séparables du ^{70}Ga (fig. 10.8). Pour le ^{66}Ge, la perte de noyaux est importante dans la traîne par channelling comme le montre la figure 10.13, ce qui explique le taux plus faible des noyaux identifiés sans ambiguïté par une mesure en ΔE-temps de vol. Une partie du signal correspondant au ^{64}Ga est perdue dans la traîne et la tache principale est contaminée par la traîne du ^{66}Ge. Ce recouvrement entraîne un taux de présence déduit de la mesure avec E1D6 relativement proche de la mesure avec le silicium annulaire ΔE. Le ^{62}Zn est contaminé par le ^{66}Ge et le ^{64}Ga ce qui explique une mesure sur-évaluée dans le silicium annulaire ΔE par rapport à E1D6. Le ^{68}Se étant le noyau N=Z le plus lourd produit avec un intensité relativement faible, la fluctuation est modérée. La méthode choisie pour déterminer le taux de présence dans le faisceau est celle utilisant les matrices d'identification par E1D6-Temps de vol, car jugée plus précise et plus fiable.

Les statistiques nécessaires aux calculs des B(E2) sont présentées dans les tableaux 11.3 et 11.4. Le calcul de l'erreur se réalise en sommant quadratiquement les erreurs des spectres γ, particules et l'erreur sur le B(E2) de normalisation :

Table 11.3 Nombre total d'événements dans les scintillateurs plastiques, divisé par 100, pour les différents réglages du spectromètre.

Noyau(x)	Particules non-diffusées détectées * 100
^{78}Kr	*pas de plastique*
^{72}Ge	$7.91{\cdot}10^5$
^{66}Ge,^{62}Zn,^{68}Se,...	$2.21{\cdot}10^7$
^{64}Zn	$3.49{\cdot}10^6$

Table 11.4 Nombre de noyaux diffusés et intensités γ obtenues en coïncidence avec les silicium annulaires.

Noyau	Particules diffusées	Nombre de γ	E_γ	Efficacité ϵ_γ
^{78}Kr	$1.23{\cdot}10^7$	3983 (40)	455.04 keV	15.5%
^{72}Ge	$9.21{\cdot}10^6$	1058 (30)	834 keV	12.2%
^{66}Ge	$3.12{\cdot}10^8$	505 (49)	957 keV	11.3%
^{62}Zn	$1.01{\cdot}10^8$	98 (24)	954 keV	11.3%
^{68}Se	$2.21{\cdot}10^7$	$\leq$30 (12)	854 keV	12.0%
^{64}Zn	$5.82{\cdot}10^7$	147 (16)	991.5 keV	11.0%

$$\left(\frac{\Delta B(E2,X)}{B(E2,X)}\right)^2 = \left(\frac{\Delta N_\gamma(X)}{N_\gamma(X)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_\gamma(Ref)}{N_\gamma(Ref)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_f(X)}{N_f(X)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_f(Ref)}{N_f(Ref)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B(E2,Ref)}{B(E2,Ref)}\right)^2 .$$

Le noyau dont le B(E2) est déduit est indiqué par X et le noyau de référence Ref. N_γ et N_f désignent respectivement la statistique γ et le nombre d'ions incidents pour un noyau donné. Le nombre d'ions incidents est comptabilisé sur deux détecteurs différents (silicium et plastique) avec deux méthodes indépendantes. On peut estimer l'erreur sur le nombre d'ions par :

$$\left(\frac{\Delta N_f}{N_f}\right)^2 = \left(\frac{\Delta N_f^{Plas} + \Delta N_f^{Si}}{N_f^{Plas} + N_f^{Si}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\zeta}{\zeta}\right)^2 ,$$

où ζ est le taux de présence dans le faisceau.

11.3.3 Distribution angulaire des transitions E2

Les rayonnements γ émis lors de la désexcitation sont caractérisés par une distribution angulaire caractéristique de leur multipolarité. Compte tenu du fait que nous observons uniquement des décroissances de type E2, la répartition de l'intensité est identique pour tous les noyaux dans le centre de masse. Néanmoins, nous observons des rayonnements émis en vol et la distribution angulaire est affectée par le boost de Lorentz. La figure 11.6 montre la distribution spatiale de l'intensité γ provenant de la désexcitation de l'état 2^+ du ^{66}Ge.

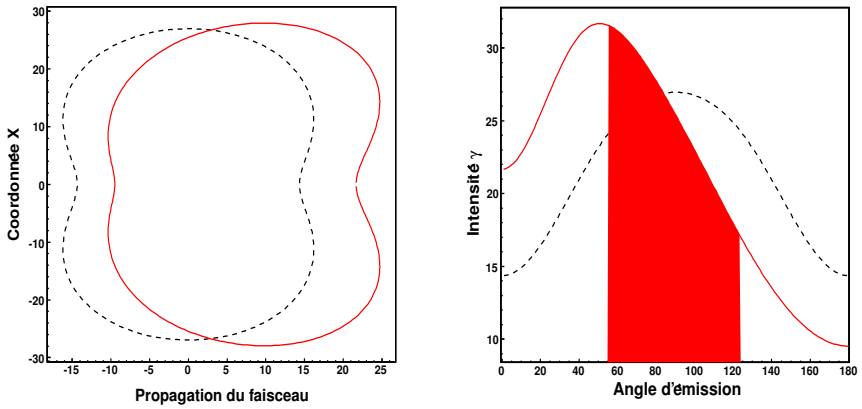

Figure 11.6 Distribution angulaire de la désexcitation par transition E2 du premier état excité du ^{66}Ge. La courbe en pointillés correspond à la distribution dans le centre de masse, alors que la courbe continue est tracée dans le laboratoire. La surface de la figure de droite indique la couverture angulaire du système de détection.

Les lignes pointillées représentent la distribution dans le centre de masse alors que les lignes continues celles dans le laboratoire. La figure de gauche montre la répartition spatiale typique d'une transition E2 dans le centre de masse puis celle *boostée* dans le laboratoire, l'axe horizontal représentant l'axe de propagation du faisceau. La figure de droite montre la distribution de l'intensité γ en fonction de l'angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau. La surface schématise la couverture angulaire des quatres clover utilisés en position rapprochée, couvrant des angles de diffusion entre 55 et 123.6 degrés.

Le tableau 11.5 montre pour chaque isotope, le rapport entre l'intensité γ susceptible d'être détectée dans le laboratoire et l'émission totale. La vitesse utilisée est

la même que celle utilisée lors de la correction Doppler et tient compte du temps de vie du niveau excité ainsi que du temps de parcours dans la cible. Les couvertures angulaires sont très semblables car la collectivité, donc le temps de vie, et les vitesses des noyaux sont très comparables d'un isotope à l'autre. Cette correction due à la distribution angulaire est négligeable devant l'erreur statistique.

Table 11.5 Distribution angulaire γ couverte par les 4 clover pour chaque noyau.

Noyau	Couverture angulaire
^{66}Ge	42.8%
^{62}Zn	45.4%
^{68}Se	44.3%
^{64}Zn	40.0%

11.3.4 Extraction des probabilités de transitions réduites B(E2↓)

Les probabilités de transition réduites B(E2) sont déduites grâce à la relation 3.13 et sont présentées dans le tableau 11.6. Comme précisé précédement, l'enregistrement des événements clover a été très largement amputé après la mesure des faisceaux stables. Cette différence d'efficacité, impossible à estimer, est visible lorsque l'on normalise les B(E2) par les données du ^{78}Kr ou du ^{72}Ge. Les valeurs obtenues pour les autres noyaux sont extrêmement différentes avec des écarts d'un ordre de grandeur.

Table 11.6 B(E2 ↓) déduits [W.u.]

Noyau	B(E2) Référence	B(E2) déduit
^{66}Ge	12.0 (2.3) [93]	11.7 (1.5)
^{62}Zn	11.7 (9) [94]	10.2 (2.1)
^{68}Se		$\leq$19
^{64}Zn	19.5 (6) [95]	21.7 (2.8)

Lorsque la normalisation est obtenue avec les noyaux cités dans le tableau 11.6, des valeurs consistantes sont extraites. Il faut noter que les valeurs dites de référence dans notre cas, sont entachées d'erreurs. La valeur calculée pour chaque noyau

avec tous les autres noyaux connus aboutit à une relative consistance des résultats. L'erreur obtenue sur les valeurs calculées est largement dominée par l'erreur statistique sur les intensités γ observées. Cette erreur est néanmoins faible malgré les intensités mesurées. La possibilité d'avoir plusieur noyaux pour réaliser la normalisation apporte autant de mesures indépendantes réduisant l'incertitude. Une valeur limite du B(E2) du ^{68}Se a été déduite à 19 W.u.

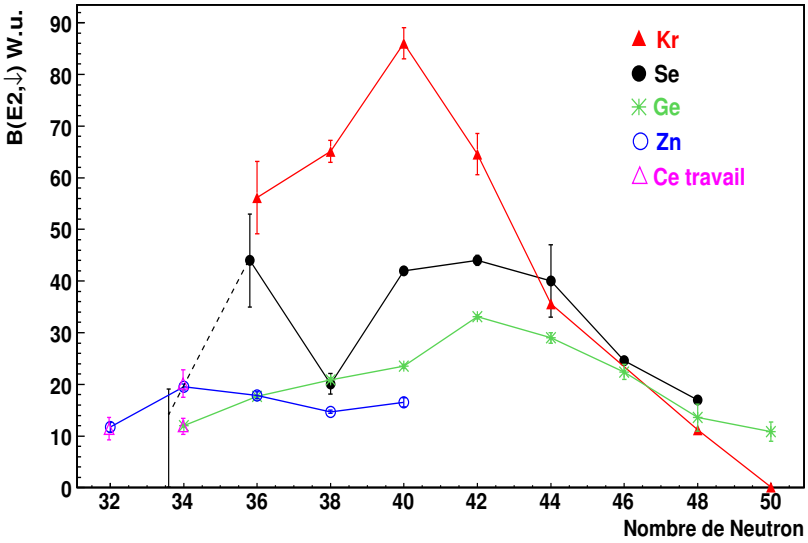

Figure 11.7 Systématique des B(E2↓) du premier état 2^+ excité pour les isotopes légers du krypton, sélénium, germanium et zinc.

La figure 11.7 présente la systématique des B(E2,↓) dans la région N≃Z et A≃70 pour le premier état excité en unité Weisskopf (1 W.u.= 0.0594 $A^{4/3}$ e^2fm^4). La collectivité des noyaux de ^{74,76}Kr est tirée de la mesure de temps de vie que nous avons réalisée [68]. La mesure du ^{72}Kr est également indiquée [83]. Il y a cependant quelques précautions à prendre avec cette valeur. D'une part, la collectivité mesurée correspond à la transition $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ à 710 keV qui, d'après l'interprétation de E. Bouchez *et al.* [27] et les présentes expériences à basse énergie, correspondrait à la transition $0^+_{Oblate} \rightarrow 2^+_{Prolate}$. Elle ne correspondrait donc pas à la transition au sein de la bande rotationnelle fondamentale. D'autre part, aucune étude sur l'état isomérique du ^{72}Kr n'a été réalisée dans cette expérience et cette valeur du B(E2) pourrait être en réalité une combinaison linéaire de deux B(E2) à l'instar du ^{72}Ge

dans notre expérience.

Pour les isotopes légers du germanium et zinc, les valeurs extraites de ce travail sont en accord avec les valeurs déjà connues. Notre valeur limite pour le ^{68}Se est indiquée par une ligne verticale dans la figure et reliée à la chaîne des sélénium par une ligne pointillée. Lorsqu'elle est comparée à la systématique, les B(E2) traduisent un comportement complexe de la collectivité, donc de la déformation, pour ces noyaux légers. La valeur du B(E2) du ^{70}Se provient d'une mesure de temps de vie [96] et une nouvelle mesure devrait être prochainement publiée grâce à une mesure par excitation Coulombienne à basse énergie réalisée à ISOLDE [97]. Des résultats préliminaires sont discutés dans le paragraphe suivant.

La probabilité de transition dans un noyau pair-pair est directement liée au paramètre de déformation β_2 par la relation déjà évoquée : $Q_0 = 0.757ZR^2\beta_2(1 + 0.36\beta_2)$. Cette relation permet d'extraire une valeur indicative de la déformation pour le ^{68}Se : $\beta_2 \leq 0.17$ pour une déformation prolate ou $\beta_2 \leq 0.2$ pour une déformation oblate.

11.3.5 Interprétation et comparaison avec les calculs théoriques

Probabilité de transition réduite

Quatre probabilités de transition réduite ont été mesurées dans cette expérience. La valeur du B(E2) déduite du ^{68}Se est extrêmement basse, ce qui peut correspondre soit à une déformation axiale faible ($\beta \simeq 0.18$), soit à une déformation plus complexe comme une déformation triaxiale. On peut se risquer à faire une comparaison avec la valeur mesurée pour le ^{72}Kr à MSU. Dans cette dernière expérience, il semble, d'après notre interprétation, que la mesure correspond à la transition $0^+_{Oblate} \rightarrow 2^+_{Prolate}$. Aucun signal correspondant à la transition $0^+_{Oblate} \rightarrow 2^+_{Oblate}$ inconnue n'a été observé ce qui peut indiquer que l'état se situerait à haute énergie ou que son B(E2) soit très faible comme pour le ^{68}Se. Dès lors que ces deux noyaux ont un nombre de protons et de neutrons égal, la structure à basse énergie serait-elle fortement modifiée par rapport aux isotopes proches ? Les B(E2) des noyaux N=Z voisins (^{76}Sr, ^{64}Ge et ^{60}Zn) ne sont pas connus, laissant cette question sans réponse. Plus généralement, la figure 11.7 montre une chute de la collectivité dans ces noyaux riches en protons proche de la ligne N=Z. Cette tendance forte peut être le résultat de la fermeture de

couche N=32 entre les orbitales $p_{3/2}$ et $f_{5/2}$ (fig. 1.2) ou l'influence de N=28. Enfin, le mélange des différentes déformations influence la collectivité de ces noyaux ce qui montre que l'origine de cette tendance n'est surement pas unique.

La valeur du B(E2) obtenue doit être comparée avec des valeurs théoriques. Des calculs Skyrme-HFB non contraints ont été réalisés par M. Yamagami *et al.* [98], et donnent un état fondamental oblate avec une déformation β=0.28 correspondant à un B(E2) de 36 W.u. . R. Palit *et al.* en [99] réalisent des calculs de type modèle en couches et obtiennent un état fondamental β=0.26 oblate correspondant à un B(E2) de 31.1 W.u. . A. Petrovici *et al.* [13] réalisent des calculs de type Vampir dans sa version *complexe* utilisant l'approche variationnelle et obtiennent un minimum oblate avec un $\beta \simeq$ 0.33 correspondant à un B(E2) de 58.6 W.u. . K. Kaneko *et al.* [100], utilisant un calcul HFB contraint, trouvent un minimum $\beta \simeq$ 0.21 correspondant à un B(E2) de 20 W.u. . P.Sarriguren [101] réalise un calcul HF+RPA+Skyrme avec deux paramétrisations de la force de Skyrme. Dans les deux paramétrisations, SG2 et SK3, un minimum oblate β=-0.22 est obtenu pour l'état fondamental. Les calculs utilisant la force de Gogny estiment que l'état fondamental est oblate avec un déformation β=-0.25. Enfin S. Skoda [102], utilisant un calcul TRS, prévoit un minimum dégénéré β=-0.26 - β=+0.23.

Les valeurs théoriques sont prédites un peu plus hautes que la valeur limite supérieure que nous donnons, favorisant une déformation oblate. Celle-ci apporte donc une contraite forte sur la théorie. Si cette valeur venait à être confirmée, elle marquerait un changement important de la structure collective dans les isotopes légers du sélénium.

Isomère de forme

La figure 11.8 présente la systématique des états de bas spins des isotopes légers du sélénium, où les états 0_2^+ connus sont indiqués. Comme dans le cas du krypton, l'énergie d'excitation de cet état présente une tendance parabolique. La différence en énergie avec l'état 2_1^+ est minimale pour le ^{72}Se, ce qui est à mettre en parallèle avec la valeur très basse du B(E2) (fig.11.7) interprétée comme une conséquence du fort mélange entre les deux déformations comme pour le ^{74}Kr. Il faut également souligner que la force de transition ρ^2(E0) est maximale pour le ^{72}Se. Bien qu'aucune mesure de moment quadripolaire statique pour les deux déformations n'ait été réalisée, il semble que le ^{72}Se présente un scénario de coexistence de formes où le couplage est

maximal. Pour le ^{70}Se, l'état 0_2^+ connu a une énergie d'excitation élevée. Si cet état correspond à la forme opposée, le mélange des fonctions d'onde devient très faible. Cette hypothèse est étayée par la mesure des moments quadripolaires du ^{70}Se par d'excitation Coulombienne à basse énergie à REX-ISOLDE. La valeur préliminaire [97] indique un B(E2) compatible avec la valeur issue de la mesure de temps de vie, et un état 2_1^+ prolate rigide, c'est-à-dire sans mélange des fonctions d'onde, tel que $Q_0^s \simeq Q_0^t$. L'état 0_2^+ du ^{68}Se n'a pas été identifié dans notre expérience. Si l'état existe vraiment, comme nous l'avons suggéré dans le paragraphe 10.5.2, il se situerait probablement à haute énergie au dessus de l'état 2_1^+. La non-observation d'un état 0_2^+ à basse énergie dans le ^{68}Se indique peut-être que, suivant la tendance parabolique de l'énergie d'excitation, il se situe à haute énergie et que conformément au ^{70}Se, le ^{68}Se est en dehors de la région de coexistence de formes, contrairement aux prédictions théoriques.

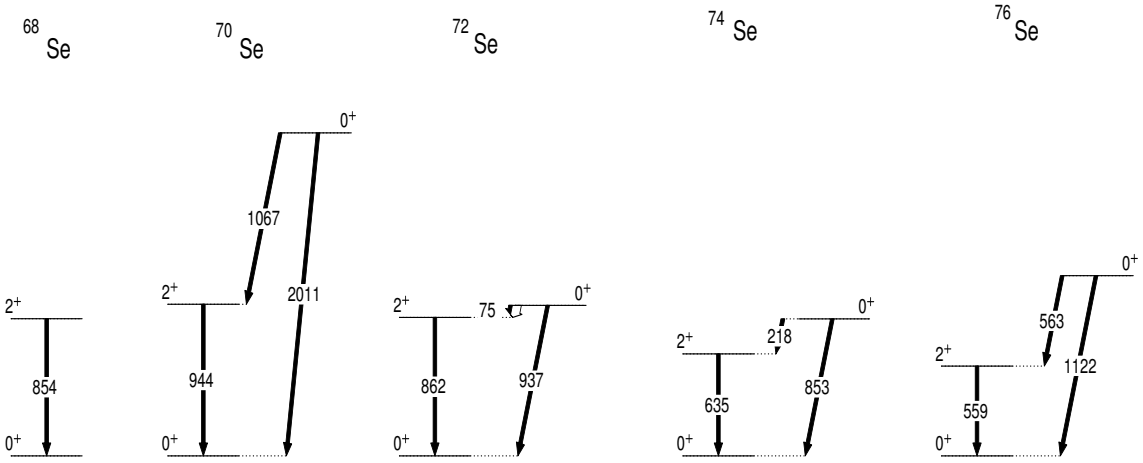

Figure 11.8 Systématique du schéma de niveaux à bas spin des isotopes légers du sélénium.

Conclusion

La structure à basse énergie des noyaux de ^{76}Kr et de ^{74}Kr d'une part, et du noyau de ^{68}Se d'autre part a été étudiée dans une série d'expériences d'excitation Coulombienne réalisée au GANIL. Les résultats expérimentaux obtenus apportent de nouvelles informations importantes sur le phénomène de coexistence de formes dans la région de masse A=70-80 pour des noyaux proches de la ligne N=Z.

Au cours de la première expérience réalisée durant ce travail de thèse, un faisceau radioactif de ^{74}Kr de basse énergie a été délivré par le dispositif SPIRAL du GANIL. Le noyau a été étudié par excitation Coulombienne auprès du multi-détecteur EXOGAM. Un grand nombre d'états excités ont été peuplés appartenant aussi bien à la bande rotationnelle fondamentale qu'aux structures non-yrast. L'analyse de cette expérience avec le code de minimisation GOSIA a permis de montrer que les mesures de temps de vie à bas spins publiées étaient erronées. Nous avons donc décidé de re-mesurer ces valeurs lors d'une expérience complémentaire réalisée à l'INFN de Legnaro auprès du multi-détecteur GASP. Les valeurs extraites de cette expérience sont en accord avec notre mesure par excitation Coulombienne et fournissent des paramètres importants dans l'analyse de cette dernière expérience.

L'analyse avec le code GOSIA a permis d'extraire un grand nombre d'éléments de matrice transitionnels E2, à partir desquels les probabilités de transition réduites connectant les états collectifs à bas spins du noyau ont pu être déduites. La sensibilité obtenue sur la section efficace différentielle de l'excitation Coulombienne lors de notre mesure expérimentale, a permis d'extraire le signe et l'amplitude des éléments de matrices diagonaux des premiers états excités. La bande fondamentale K=0 des noyaux de ^{76}Kr et de ^{74}Kr présente des éléments de matrice diagonaux négatifs leur conférant sans ambiguïté un caractère prolate. L'état 2^+ excité a un élément de matrice diagonal positif correspondant à une bande rotationnelle K=0 oblate bâtie sur l'état 0_2^+. Ces mesures des noyaux de ^{76}Kr et de ^{74}Kr constituent

la première détermination de moments quadripolaires spectroscopiques par effet de réorientation après excitation Coulombienne de noyaux radioactifs.

Les résultats expérimentaux confirment également que les fonctions d'onde des états de bas spins sont fortement mélangées. Une comparaison avec les noyaux voisins a été entreprise. Les isotopes légers stables du germanium présentent une coexistence de formes entre une déformation prolate et un état sphérique fortement mélangés. Le schéma de niveaux des sélénium légers stables semble quant à lui pouvoir être décrit en terme de multiplets de phonons. La déformation à bas spins des krypton fait intervenir plusieurs structures. La situation est différente de celle des sélénium puisqu'un spectre vibrationnel ne peut décrire les états du krypton. Le caractère rotationnel des états collectifs des krypton est indéniable, mais il existe un fort mélange entre les déformations prolate, oblate et les états supposés vibrationnels présents à basse énergie. La déformation à bas spins doit donc présenter un degré de liberté vers la vibration ou la triaxialité qui est le résultat d'un mélange maximal entre une déformation quadripolaire prolate et oblate. La comparaison avec les noyaux voisins montre que la structure varie peu pour un noyau donné mais que les configurations changent rapidement avec le nombre de protons fournissant un test fort à la modélisation de l'interaction nucléaire.

Ces résultats ont été comparés à des calculs HFB-Skyrme Sly6 au-delà du champ moyen. Les probabilités de transition réduites au sein de la bande fondamentale et excitée K=0 sont en bon accord avec l'expérience. Le fort mélange des fonctions d'onde des états de bas spins perturbant la collectivité est bien reproduit par le calcul théorique. Le mélange des configurations est donc correctement reproduit par l'interaction de Skyrme Sly6. Les éléments de matrice transitionnels connectant les bandes entre elles, ainsi que les moments spectroscopiques sont globalement en accord avec les prédictions théoriques. L'aspect le plus intéressant du calcul théorique est que l'énergie Hartree-Fock présente deux minima correspondant à des déformations opposées très distinctes et pratiquement purement quadripolaires; la projection sur les états de spins I= 0 et 2, puis le mélange des fonctions d'onde donnant des états avec des déformations beaucoup plus complexes conformes aux résultats expérimentaux.

Il faut néanmoins mettre quelques bémols sur les résultats obtenus pour les noyaux de krypton. La statistique est suffisante pour extraire des résultats fiables pour la bande rotationnelle fondamentale, mais un certain nombre d'éléments de matrice

connectant les états non-yrast n'ont pu être déterminés avec beaucoup de précision. Une mesure plus précise de ces éléments de matrice serait une étape importante pour comprendre de façon plus rigoureuse les différents couplages. De plus, très peu d'états excités non-yrast sont connus ce qui ne permet pas d'avoir une vision plus globale des structures collectives auxquelles ils appartiennent.

Dans une seconde expérience réalisée au GANIL auprès du spectromètre LISE, un dispositif expérimental a été construit dans le cadre de cette thèse pour réaliser l'étude du noyau de ^{68}Se. Une mesure du B(E2, $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$) du noyau de ^{68}Se a été effectuée par excitation Coulombienne à énergie intermédiaire. Le faisceau radioactif a été produit par fragmentation d'un faisceau de ^{78}Kr sur une cible de nickel du dispositif SISSI, puis purifié de ses contaminants dans le spectromètre LISE. Aucune transition correspondant à la décroissance $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ n'a été nettement observée et une valeur limite du B(E2 $\downarrow$) égale à 19 W.u. a été déduite. Placé dans la systématique des noyaux voisins, le ^{68}Se indique un changement brutal de structure par rapport aux isotopes voisins plus lourds. Le B(E2) du premier état excité des noyaux radioactifs de ^{62}Zn et ^{66}Ge a été également remesuré, confirmant les valeurs déja publiées. En comparant avec le seul noyau N=Z voisin du ^{68}Se dont le B(E2) est connu, il semblerait que les noyaux proches de la ligne N=Z dans cette région de masse présentent un brutal changement de comportement collectif correspondant soit à une diminution nette de la déformation, soit à des déformations moins bien définies qui entraîneraient une chute de la collectivité quadripolaire.

Avec le développement des faisceaux radioactifs ré-accélérés, la coexistence de formes dans cette région de masse commence à dévoiler ses mystères mais nécessite l'étude plus détaillée de noyaux clés comme les ^{68,70,72}Se, ^{72}Kr ainsi que les isotopes du strontium et du zirconium.

Quelle est la forme du noyau de krypton ? Comme avec le chat de Schrödinger, ... il faut ouvrir la boite !

Bibliographie

[1] D.L. Hill and J.A. Wheeler. *Phys. Rev.*, **89**:1102, 1953.

[2] K. Dan. S.G. Nilsson. *Vidensk. selsk. Math.-Fys. Medd 29*, **16**, 1955.

[3] W. Nazarewicz *et al. Nucl. Phys. A*, **435**:397–447, 1985.

[4] C.J. Gross *et al. Nucl. Phys. A*, **501**:367, 1989.

[5] P. Ring and P. Schuck. *The Nuclear Many-Body Problem.* Springer-Verlag Berlin, 1980.

[6] T.H.R Skyrme. *Nucl. Phys.*, **9**:615, 1959.

[7] J. Dechargé and D. Gogny. *Phys. Rev. C*, **21**:1568, 1980.

[8] M. Girod. Private communication.

[9] M. Girod *et al. Phys. Rev. Lett.*, **62**:2452, 1989.

[10] P. Bonche *et al. Nucl. Phys. A*, **443**:39–63, 1985.

[11] M. Bender P. Bonche and P. H Heenen. Shape coexistence in neutron-deficient kr isotopes. *to be published in Phys. Rev. C*, .

[12] A. Petrovici *et al. Nucl. Phys. A*, **665**:333, 2000.

[13] A. Faessler A. Petrovici, K.W. Schmid. *Nucl. Phys. A*, **710**, 2002.

[14] N.S. Kelsall *et al. Phys. Rev. C*, **64**:024309, 2001.

[15] A. Algora *et al. Phys. Rev. C*, **61**:031303(R), 2000.

[16] J. Döring *et al. Phys. Rev. C*, **52**:R2284, 1995.

[17] H. Sun *et al. Phys. Rev. C*, **59**:655, 1999.

[18] S. L. Tabor *et al. Phys. Rev. C*, **41**:2658, 1990.

[19] J. Roth *et al. J. Phys. G*, **10**:L25, 1984.

[20] E. Nolte *et al. Z. Physik*, **256**:243, 1972.

[21] A. Giannatiempo. *Phys. Rev. C*, **72**:044308, 2005.

[22] R.B. Piercy *et al. Phys. Rev. C*, **25**:1941, 1982.

[23] A. Giannatiempo *et al. Phys. Rev. C*, **72**:044308, 2005.

[24] C. Chandler *et al. Phys. Rev. C*, **56**:R2924, 1997.

[25] C. Chandler *et al. Phys. Rev. C*, **61**:044309, 2000.

[26] F. Becker *et al. Eur. Phys. J. A*, **4**:103–105, 1999.

[27] E. Bouchez *et al. Phys. Rev. Lett.*, **90**:082502, 2003.

[28] E. Bouchez. *Coexistence de formes dans les noyaux de krypton légers: spectroscopie isomérique des noyaux de $^{74,72}Kr$ et excitation Coulombienne du faisceau radioactif de ^{76}Kr.* PhD thesis, Université de Strasbourg, 2003.

[29] http://www-dapnia.cea.fr/Documentation/Theses/index.php.

[30] E. Poirier *et al. Phys. Rev. C*, **69**:034307, 2004.

[31] M. Keim *et al. Nucl. Phys. A*, **586**:219, 1995.

[32] I. Matea *et al. Phys. Rev. Lett.*, **93**:142503, 2004.

[33] F. Becker *et al. Nucl. Phys. A*, **770**:107–125, 2006.

[34] A. Winther K. Alder. *Electromagnetic Excitation,Theory of Coulomb Excitation with Heavy Ions.* North-Holland, 1975.

[35] D. Cline. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci*, **36**, 1986.

[36] T. Huss B. Mottelson K. Alder, A. Bohr and A. Winther. *Rev. Mod. Phys.*, **8**, 1956.

[37] A. Winther and K. Alder. *Nucl. Phys. A*, **319**, 1979.

[38] F.W.N de Boer *et al. Z. Phys. A*, **325**, 1986.

[39] C.A. Bertulani *et al. Phys. Rev. C*, **68**:044609, 2003.

[40] T. Glasmacher. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **48**:1–31, 1998.

[41] C.Y. Wu T. Czosnyka, D. Cline. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **28**:745, 1983.

[42] J. Kiener. *Excitation Coulombienne des noyaux*. Ecole Joliot Curie, 1999.

[43] J. de Boer and J. Eichler. *Advanced Nuclear Physics Vol. 1.* Plenum Press, New York, 1968.

[44] A. Bohr and B.R. Mottelson. *Nuclear structure Volume 1 et 2*. 1975.

[45] K. Kumar. *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 1972.

[46] E. Bouchez *et al. Acta Phys. Pol. B*, **34**:2443, 2003.

[47] A.C.C Villari and the SPIRAL group. First results at spiral-ganil. In *Contribution to EMIS-14*, 2002.

[48] R. Bass. *Nuclear Reactions with Heavy Ions*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New-York, 1980.

[49] A.E. Kavka *et al. Nucl. Phys. A*, **593**:177–211, 1995.

[50] M. Rhoades-Brown *et al. Phys. Rev. C*, **21**:2417, 1980.

[51] M. Lewitowicz O. Sorlin D. Bazin, O. Tarasov. *Nucl. Inst. and Meth. A*, **482**:307, 2002.

[52] D. Bazin O. Tarasov. *Nucl. Phys. A*, **746**:411, 2004.

[53] G. de France. In *AIP Conference Proceedings*, volume **455**, pages 977–980, 1998.

[54] S.L. Shepherd *et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, A**434**:373, 1999.

[55] http://www.ganil.fr/exogam/.

[56] Ch. Theisen *et al.* Proceedings of the second international workshop on nuclear fission and fission-product spectroscopy, seyssins. 1998.

[57] http://www.ph.surrey.ac.uk/∼phy1wc/tiara.

[58] O.H. Odland *et al. Nucl. Inst. and Meth. A*, **378**:149–154, 1996.

[59] M. Pantea. Private communication.

[60] A general monte carlo n-particule transport code. 2000.

[61] http://radware.phy.ornl.gov.

[62] D. Cline T. Czosnyka and C.Y. Wu. Gosia user's manual.

[63] H. Ferentz and N. Rosenzweig. *α, β and γ-ray Spectroscopy.* Amsterdam: North-Holland, 1965.

[64] H. Spehl F. Bosch. *Z. Phys.*, **A 280**:329, 1977.

[65] A. Weckherlin H. Doubt G. Van Middelkoop R. Brenn, H. Spehl. *Z. Phys.*, **A 281**:219, 1977.

[66] http://www.slcj.uw.edu.pl/index.php?id=81, 2005.

[67] A. Piechaczek *et al. Phys. Rev. C*, **67**:051305(R), 2003.

[68] A. Görgen *et al. Eur. Phys. J. A*, **26**:153–157, 2005.

[69] G. Kumbartzki *et al. Phys. Lett. B*, **591**:213, 2004.

[70] S. Harissopulos A. Dewald and P. von Brentano. *Z. Phys. A*, **334**:163, 1989.

[71] D. Bazzacco. In AECL Report 10613, editor, *International Conference on Nuclear Structure at High Angular Momentum*, volume **2**, page 376, 1992.

[72] A. Dewald. Ancillary detectors and devices for euroball. In H. Grawe, editor, *GSI and the Euroball Ancillary Group*, page 70, 1998.

[73] B. Wörmann *et al. Nucl. Phys. A*, **431**:170, 1984.

[74] J.J. Valiente-Dobón *et al. Phys. Rev. C*, **71**:034311, 2005.

[75] J.C. Hill *et al.* Shape coexistence and mixing of spherical and deformed shapes in the n=60 isotones. In *Proceeding International workshop. Nuclear Structure of Zirconium Region*, volume , pages 64–69, 1988.

[76] H. Mach *et al. Phys. Lett. B*, **230**:21–26, 1989.

[77] M. Sugawara *et al. Eur. Phys. J. A*, **16**:409–414, 2003.

[78] B. Kotliński *et al. Nucl. Phys. A*, **519**:646, 1990.

[79] Y. Toh *et al. Eur. Phys. J. A*, **9**:353–356, 2000.

[80] Nuclear Data Sheets. **73**, Issue 2:215, 1994.

[81] Nuclear Data Sheets. **74**, Issue 4:529, 1995.

[82] http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/.

[83] A. Gade *et al. Phys. Rev. Lett.*, **95**:022502, 2005.

[84] R. Anne *et al. Nucl. Inst. and Meth. A*, **257**:215, 1987.

[85] R. Anne *et al. Nucl. Inst. and Meth. In Phys. Res. B*, **126**:279, 1997.

[86] H.J. Wollersheim *et al. Nucl. Inst. and Meth. A*, **537**:637–657, 2005.

[87] T. Motobayashi *et al. Phys. Lett. B*, **346**:9, 1995.

[88] O. Sorlin *et al. Phys. Rev. Lett.*, **88**:092501, 2002.

[89] A.Chatillon *et al.* To be published in Eur. Phys. J. A.

[90] A. Chatillon. PhD thesis, Université Claude Bernard Lyon 1, 2005.

[91] C. J. Lister *et al. Phys. Rev. C.*, **42**:R1191, 1990.

[92] S. M. Fischer *et al. Phys. Rev. Lett.*, **84**:4064, 2000.

[93] Nuclear Data Sheets. **83**:4, 1998.

[94] Nuclear Data Sheets. **91**:3, 2000.

[95] J. Leske *et al. Phys. Rev. C.*, **71**:034303, 2005.

[96] J. Heese *et al. Z. Phys. A*, **325**:45–53, 1986.

[97] A. Hurst *et al.* Isolde workshop and users meeting 2005/2006.

[98] K. Matsuyanagi M. Yamagami and M. Matsuo. *Nucl. Phys. A*, **693**, 2001.

[99] Y. Sun H.C. Jain R. Palit, J.A. Sheikh. *Nucl. Phys. A*, **686**, 2001.

[100] T. Mizusaki K. Kaneko, M. Hasegawa. *Phys. Rev. C.*, **70**:051301(R), 2004.

[101] P.Sarriguren. *Nucl. Phys. A*, **658**:13–44, 1999.

[102] S. Skoda *et al. Phys. Rev. C.*, **58**:R5, 1998.

[103] R. Bengtsson. *Nuclear Structure of the Zirconium Region.* J.Eberth, R.M.Meyer, and K.Siestemich, Springer-Verlag, 1988.

[104] R.B. Piercy and et al. *Phys. Rev. Lett*, **47**:1514, 1981.

[105] J. Heese *et al. Phys. Rev. C*, **43**:R921, 1991.

[106] A. Görgen. Communication privée.

[107] M.G. Porquet. Couplage noyau-champ électromagnétique, de la mesure à son interprétation. Ecole Internationale Joliot-Curie, 1999.

[108] P. Sarriguren. *Eur. Phys. J. A*, **24**, 2005.

[109] D. G. Jenkins *et al.*

Table des figures

1.1 Déformations nucléaires dans le plan (β,γ). 9

1.2 Schéma de Nilsson pour un noyau contenant des nombres de protons et de neutrons compris entre 14 et 50. Les orbitales sont décrites par leurs nombres quantiques $\Omega^{\pi}[N\, n_z\, \Lambda]$ en fonction de la déformation ϵ. 11

1.3 Schéma du couplage du moment angulaire, $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$, d'une particule. Les projections de $\vec{j}$, $\vec{l}$ et $\vec{s}$ sur l'axe de symétrie sont respectivement Ω, Λ et Σ. 12

1.4 Energie potentielle des noyaux de ^{76}Kr et ^{78}Kr dans le plan (β,γ) utilisant un potentiel Woods-Saxon paramétrisé en [4]. 14

1.5 Energies potentielles des noyaux de ^{74}Kr et ^{72}Kr dans le plan (β,γ) calculées par méthode HFB et l'interaction effective de Gogny D1S. . 17

1.6 Energie potentielle des noyaux de sélénium légers calculée par la méthode HFB et l'interaction effective de Gogny D1S: trait continu ^{68}Se, tirets ^{70}Se, pointillés ^{72}Se et mixte ^{74}Se. 18

1.7 Energie potentielle des noyaux de ^{74,76}Kr calculée par la méthode HFB+BCS et l'interaction effective de Skyrme SIII. 19

1.8 Energie potentielle du noyau de ^{74}Kr calculée par la méthode HFB+BCS et l'interaction effective de Skyrme SLy6. Le paramètre β_2 est équivalent à β. 20

1.9 Energies potentielles du noyau de ^{72}Kr calculées par la méthode HFB+BCS et l'interaction effective de Skyrme SLy6. 21

1.10 Systématique des schémas de niveaux à hauts spins peuplés par fusion-évaporation dans les isotopes légers du krypton. De gauche à droite: ^{72}Kr, ^{74}Kr, ^{76}Kr et ^{78}Kr. 24

1.11 Systématique des moments d'inertie cinématique pour la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental des isotopes légers du krypton. 25

1.12 Systématique des schémas de niveaux des isotopes légers du krypton à bas spins. 26
1.13 Systématique des forces de transition (graduation de gauche et triangles) en milli-unité et énergies d'excitation (graduation de droite et ronds) en keV des états 0_2^+ dans les isotopes légers du krypton. 28

2.1 Exemple de schéma de niveaux illustrant les différentes excitations discutées dans le texte. 39
2.2 Probabilité d'excitation du premier état 2^+ dans le ^{74}Kr en fonction de l'angle de diffusion : la ligne en traits mixtes correspond à l'hypothèse bande fondamentale prolate et bande rotationnelle excitée oblate, la ligne continue correspond au cas où les deux bandes sont oblate, la ligne pointillée au cas prolate-prolate et la ligne en tirets au cas oblate-prolate. 41
2.3 Probabilité d'excitation du premier état 2^+ dans le ^{78}Kr en fonction de l'angle de diffusion : la ligne pointillée correspond à l'hypothèse d'un état prolate, la ligne continue le cas où l'état est oblate. 43
2.4 Correction de la section efficace d'excitation Coulombienne en fonction de l'énergie [39]. 45

3.1 Diffusion Rutherford et excitation du projectile. 47
3.2 Distribution des paramètres $\mathcal{Q}^2$ et $cos3\delta$ dans le plan prolate-oblate. . 52

4.1 Production du faisceau SPIRAL de ^{74}Kr au GANIL. 59
4.2 Cinématique de la collision (1). Les courbes donnent, les relations entre l'angle de diffusion dans le laboratoire et le centre de masse pour les deux noyaux. 60
4.3 Cinématique de la collision (2). Correspondance entre l'angle de diffusion dans le centre de masse pour le krypton et les angles dans le laboratoire pour chaque noyau. 61
4.4 Cinématique de la collision (3). Correspondance entre l'angle de diffusion dans le centre de masse pour le krypton et les angles dans le laboratoire pour notre dispositif expérimental. 63
4.5 Dispositif expérimental : détection des particules diffusées. 64
4.6 Segmentation des clover EXOGAM. La segmentation électrique permet d'augmenter la granularité du détecteur. 65

4.7 Dispositif expérimental: Exogam devant Vamos en salle G1 au GANIL. En bas à gauche, une vue de la position du détecteur silicium depuis VAMOS est montrée. 66
4.8 Câblage d'un clover EXOGAM. 68
4.9 Architecture de l'acquisition EXOGAM. 70

5.1 Spectre en énergie du premier anneau de silicium en coïncidence (spectre plein) ou non (spectre vide) avec un γ dans EXOGAM. 73
5.2 Matrice d'identification et de corrélation des noyaux de ^{208}Pb et de ^{74}Kr en fonction de leur énergie dans le secteur et l'anneau déclenchés. 74
5.3 Spectre de trois anneaux du silicium d'angle de diffusion croissant avec présence de faisceau direct. 75
5.4 Statistique par secteur lorsqu'un secteur et un anneau ont détecté une particule de krypton sous faisceau (haut) ou en source trois alpha centrée au point cible (bas). Les secteurs 9 et 10 sont les deux secteurs supérieurs autour de zéro degré. 77
5.5 Surface représentant la distribution des impacts des noyaux diffusés sur le détecteur silicium. 78
5.6 Photo du détecteur silicium où la coupure géométrique sur les secteurs supérieurs est visible. 79
5.7 Simulation géométrique du dispositif. La surface en haut à gauche représente le profil du faisceau utilisé comme condition initiale. La figure en haut à droite représente la distribution des impacts des noyaux diffusés sur le détecteur silicium. Les figures du bas illustrent la distribution angulaire des noyaux diffusés. 80
5.8 Statistique simulée selon l'angle azimutal utilisant la seconde simulation décrite dans le texte. La distribution est ajustée selon une gaussienne. 81
5.9 Section efficace Rutherford simulée normalisée en fonction de l'anneau touché pour différents profils du faisceau incident (voir texte). Les barres d'erreurs en x indiquent la gamme d'intégration utilisée. 81
5.10 Rapport secteurs supérieurs/secteurs inférieurs simulé par MCNP sur les 5 premier anneaux du détecteur en fonction du décentrage de la source. 82
5.11 Couverture angulaire du détecteur silicium pour un décalage vertical de 3 mm. 83

5.12 Le spectre plein correspond à la sommation de l'énergie de l'anneau avec celle de son voisin quand celui-ci est touché. Le spectre blanc correspond au signal du même anneau obtenu lorsque toute l'énergie est collectée dans une seule piste et montre que la reconstuction de l'énergie est correcte. 85
5.13 Empilement du signal sur un des anneaux extérieurs pour 2 secteurs opposés. 86
5.14 Traitement des multiplicités élevées. Les spectres en énergie γ correspondant à chaque traitement sont montrés. 87
5.15 Efficacité relative par anneau du détecteur silicium. 89
5.16 Efficacité absolue d'EXOGAM en fonction de l'énergie dans notre expérience. 90
5.17 Somme de tous les événements clover en source de ^{60}Co. 92
5.18 Spectre de radioactivité lorsque EXOGAM seul déclenchement de l'enregistrement des données. 93
5.19 Spectre temps des BGO : le spectre plein est contruit lorsque le bit anti-Compton est codé alors que le vide est construit sans condition: le bit Compton n'est pas codé pour le pic au canal 150. 94
5.20 Evénement Compton avec coïncidence entre un cristal et l'enceinte BGO. 95
5.21 Spectre énergie en source de ^{60}Co avec traitement par bit-pileup, bit-anti-Compton et énergie BGO. 96
5.22 Multiplicité γ par événement d'excitation Coulombienne dans les 11 clover de EXOGAM. La figure de gauche montre la multiplicité cristal par clover et par événement. La figure de droite montre la multiplicité totale clover (spectre plein) et cristal par événement. 97
5.23 Exemple de diffusions Compton et reconstruction de l'énergie initiale. 98
5.24 Spectre énergie en source de ^{60}Co avec traitement par bit empilement, veto sur l'énergie BGO et traitement add-back. 99
5.25 Sommation des énergies cristal en fonction de la multiplicité par clover lors d'événements d'excitation Coulombienne. La sommation des énergies individuelles permet de reconstruire l'énergie du photon incident. 100
5.26 Spectre de désexcitation du ^{74}Kr après excitation Coulombienne sur une cible de ^{208}Pb sans correction de l'effet Doppler. 101
5.27 Convention des angles de diffusion pour le calcul de l'angle relatif entre le krypton et le photon émis. 102

5.28 Spectre de désexcitation du ^{74}Kr après excitation Coulombienne sur une cible de ^{208}Pb avec correction de l'effet Doppler. 104
5.29 Résumé de l'analyse des spectres germanium. Les spectres représentent un zoom du spectre de la figure 5.28 entre 600 et 1500 keV. Le premier spectre est obtenu lorsque EXOGAM est le seul trigger de l'événement. Le second spectre est obtenu lors d'une coïncidence entre le silicium et EXOGAM. La correction Doppler est appliquée dans le troisième puis corrigée du décalage dans le dernier. 105

6.1 Spectre de désexcitation du ^{74}Kr après excitation Coulombienne sur une cible de ^{208}Pb avec correction de l'effet Doppler. 115
6.2 Schéma de niveaux du ^{74}Kr montrant les transitions observées lors de l'excitation Coulombienne à 4.7 MeV/u et les états inclus dans le calcul GOSIA. 116
6.3 Spectre γ obtenu en coïncidence avec la transition à 910±10 keV dans le ^{74}Kr. 2 transitions ont été identifiées dont le rapport d'intensité est compatible avec la mesure par décroissance β. 117
6.4 Spectres correspondant aux quatres gammes en angle de diffusion définis dans le tableau 6.1. Les intensités γ correspondantes sont utilisées dans GOSIA. 118
6.5 Intensités des transitions expérimentales normalisées par le nombre de particules en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse. Les courbes correspondent aux intensités calculées avec les temps de vie **de la littérature** du ^{74}Kr. En pointillés, la transition 2_1^+ et en continu 4_1^+. 123
6.6 Intensités des transitions expérimentales normalisées par le nombre de particules en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse. Les courbes correspondent aux intensités calculées avec les temps de vie **mesurés** du ^{74}Kr dans une expérience complémentaire décrite dans le chapitre 7. En pointillés, la transition 2_1^+ et en continu, 4_1^+. . 124
6.7 χ^2 normalisé en fonction de la valeur des éléments de matrice diagonaux : 2_1^+ (mixte), 4_1^+ (continue) et 2_2^+ (tirets) du ^{74}Kr. 129
6.8 Intensités γ du ^{74}Kr normalisées par la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. La figure du haut montre les transitions $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ et $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$. La figure du bas montre la transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$. Courbe continue : fondamental prolate, bande excité oblate (configuration obtenue aprés minimisation), courbe mixte : prolate-prolate, tiret oblate-prolate et pointillée oblate-oblate. 130

6.9 Schéma de niveau du ^{76}Kr montrant les transitions observées lors de l'excitation Coulombienne. La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité mesurée. 131
6.10 χ^2 normalisé en fonction de la valeur des éléments de matrice diagonaux : 2_1^+ (mixte), 4_1^+ (continue) et 2_3^+ (tirets) du ^{76}Kr. 133
6.11 Intensité $\gamma(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ normalisée par la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ pour les deux scénario. La courbe continue correspond au scénario où la transition à 910 keV est interprétée comme $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ et la courbe en tirets lorsqu'elle correspond à $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$. 136
6.12 Comparaison schématique des éléments de matrice transitionnels à bas spins entre le ^{76}Kr et ^{74}Kr (*italique*). Pour le ^{74}Kr, l'état 2_{ob}=2_2^+ et 2_γ=2_3^+ 137
6.13 Intensité de transition correspondant au doublet à 1200 keV dans le ^{74}Kr. 138
6.14 Quadrupole Sum Rules appliqué aux états 0^+ des isotopes légers du krypton. Les valeurs du ^{78}Kr sont extraites de [33]. 141

7.1 Principe de la mesure de temps de vie avec un plunger. 144
7.2 Dispositif expérimental GASP couplé au plunger de Cologne. 145
7.3 Spectres γ montrant la décroissance des états 2^+ (colonne de gauche), 4^+ (milieu) et 6^+ (droite) du ^{74}Kr en fonction de la distance. 148
7.4 Extraction du temps de vie de l'état 4^+ du ^{74}Kr. 150

8.1 B(E2) extraits de l'expérience d'excitation Coulombienne du ^{74}Kr. La largeur des flèches est proportionnelle à la valeur. 153
8.2 B(E2) extraits de l'expérience d'excitation Coulombienne du ^{76}Kr. La largeur des flèches est proportionnelle à la valeur. 154
8.3 Systématique du moment quadripolaire statique et transitionnel de la bande rotationnelle fondamentale des krypton légers. Les spins sont légèrements décalés pour plus de lisibilité. 155
8.4 Comparaison schématique des éléments de matrice transitionnels à bas spins entre le ^{76}Kr et le ^{74}Kr (*italique*) 156
8.5 Comparaison des probabilités de transition réduites expérimentales et théoriques dans la bande rotationnelle fondamentale du ^{76}Kr et du ^{74}Kr avec différents modèles. 161
8.6 Comparaison des B(E2↓) expérimentaux et théoriques (Sly6) dans le ^{74}Kr. Schéma de niveaux de gauche: théorique [11], droite: expérimental. 162

8.7 Comparaison des B(E2↓) expérimentaux et théoriques (Sly6) dans le ^{76}Kr. Schéma de niveaux de gauche: théorique [11], droite: expérimental. 163

8.8 Comparaison des éléments de matrice expérimentaux dans la région de masses A=70-80 autour des krypton légers. Les noyaux marqués par une astérisque sont radioactifs et les noyaux sur une même colonne sont des isotones.La bande K=0 fondamentale est placée à l'extrême gauche, alors que les bandes supposées bâties sur l'état 0_2^+ sont au centre. Enfin, les états 2^+ supposés K=2 sont placés à droite. 167

9.1 Production du faisceau radioactif et sélection des noyaux d'intérêts dans LISE. L'intensité obtenue sur la cible secondaire correspond au ^{68}Se en configuration SISSI. 172

9.2 Schéma du dispositif expérimental installé dans le salle D6 au GANIL lors de l'expérience. 174

9.3 Dispositif expérimental en D6 au GANIL. 175

9.4 Noyaux isomériques étudiés lors de l'expérience. Pour chaque noyau, les états 0^+ isomériques et 2^+ de basse énergie sont indiqués. 177

10.1 Efficacité absolue des quatre clover en fonction de l'énergie. 180

10.2 Détection du faisceau incident de ^{78}Kr : les deux surfaces du haut représentent respectivement la tache du faisceau incident sur la première et seconde galotte. La figure en bas à gauche correspond à la reconstruction du faisceau sur la cible et l'histogramme au calcul de l'angle incident conditionné (spectre grisé) ou non. 182

10.3 Matrice d'identification du faisceau de ^{78}Kr en temps de vol - perte d'énergie dans le premier silicium annulaire. La tache principale correspond au noyau de ^{78}Kr, les états de charge autres que 36^+ sont visibles avec le même dépôt d'énergie et des temps de vol différents. La traîne à basse énergie correspond à de la *canalisation* dans le détecteur silicium ΔE. 184

10.4 Angles germanium utilisés pour la correction Doppler, soit avec la position des cristaux, soit en utilisant la segmentation électrique des clover. Les détecteurs de particules sont également indiqués. 185

10.5 Spectre γ corrigé de l'effet Doppler en coïncidence avec le ^{78}Kr. L'encart est un zoom sur la gamme 500-2000 keV en échelle logarithmique pour visualiser les transitions de faible statistique. 186

10.6 Matrice de corrélation $T_\gamma - E_\gamma$ du ^{78}Kr. La matrice permet de définir une fenêtre en temps prompt pour éliminer le bruit de fond sans influencer le signal correspondant à l'excitation Coulombienne. 187

10.7 Spectre γ corrigé de l'effet Doppler en coïncidence avec le ^{78}Kr en fonction de la multiplicité. L'excitation Coulombienne du krypton et de la cible de plomb correspondent à des événements de multiplicité 1. 188

10.8 Matrice d'identification du faisceau de ^{72}Ge en temps de vol - perte d'énergie dans le premier silicium annulaire. Les principaux contaminants du ^{72}Ge sont également indiqués. 189

10.9 Spectre γ corrigé de l'effet Doppler en coïncidence prompte avec le ^{72}Ge. 190

10.10Schéma de niveaux du ^{72}Ge. La décroissance de l'état 0_2^+ ne peut se faire que par électrons de conversion après implantation. 190

10.11Spectre électrons en coïncidence avec le ^{72}Ge détecté dans les scintillateurs plastiques à 0 degré représentant la transition E0 par électrons de conversion. 191

10.12Spectre BEST en coïncidence avec le ^{73}As détecté dans les scintillateurs plastiques à 0 degrés, représentant la décroissance γ de l'état l'isomérique. 192

10.13Matrice d'identification du faisceau ^{68}Se en fonction du temps de vol et de la perte d'énergie dans le premier silicium annulaire. Les états 2^+ des noyaux de ^{66}Ge et ^{62}Zn sont susceptibles d'être excités durant l'expérience. 193

10.14Spectres γ corrigés de l'effet Doppler en coïncidence avec le ^{66}Ge (haut), ^{62}Zn (milieu) et ^{68}Se (bas). Les deux transitions autour de 500 keV correspondent à la même raie à 511 keV décalée par la correction de l'effet Doppler. 194

10.15Matrice de corrélation énergie tunnel - différence en temps entre le passage du noyau dans la galotte1 et le signal dans le tunnel. La matrice de gauche est en coïncidence avec le ^{72}Ge, et celle de droite avec le ^{68}Se. Aucune transition correspondant à une transition E0 pour le ^{68}Se n'est visible. 195

10.16Spectroscopie isomérique γ. Un détecteur silicium est inséré avant les galottes et fournit une information sur la perte d'énergie. Les noyaux n'ont plus suffisament d'énergie pour traverser la cible et s'implantent au centre des détecteurs germanium. 197

10.17Spectre γ mesuré dans les clover après identification dans le détecteur silicium E1D6 et implantation dans la cible de plomb pour les noyaux de ^{69,68}Se et ^{68}As. L'isomère du ^{69}Se est visible alors qu'aucune transition n'est identifiée dans le ^{68}Se. 198
10.18Matrice d'identification du ^{64}Zn en temps de vol - perte d'énergie dans le premier silicium annulaire. Les noyaux non labellés correspondent à des contaminants présents dans le faisceau. 199
10.19Spectre γ prompt corrigé de l'effet Doppler en coïncidence avec le ^{64}Zn. 199
10.20La figure de gauche correspond à la matrice d'identification ΔE-E dans les silicium annulaires lors de la prise de données du ^{72}Kr. Le spectre γ prompt corrigé de l'effet Doppler en coïncidence avec les ions lourds est présenté sur la figure de droite. 200

11.1 Intensité de transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du ^{78}Kr en fonction de l'angle de diffusion. La courbe continue est basée sur le B(E2) connu du ^{78}Kr. . 202
11.2 Intensité de transition du ^{72}Ge. La courbe pointillée inférieure correspond à l'excitation depuis l'état isomérique, et la courbe pointillée supérieure à l'excitation depuis l'état fondamental. La courbe continue est la somme des deux contributions ajustée du taux isomérique. 203
11.3 Cinématique du ^{68}Se en cible épaisse. (a) vitesse du noyau en fonction de la profondeur dans la cible. (b) section efficace Rutherford intégrée en fonction de la profondeur d'interaction. (c) section efficace Rutherford intégrée en fonction de l'énergie. (d) distance d'approche minimale en fonction de la profondeur d'interaction. 204
11.4 Comparaison de la résolution du détecteur plastique (noire) et silicium annulaire (rouge) pour les noyaux T_z=1. 206
11.5 Ajustement par plusieurs gaussiennes du temps de vol en coïncidence avec les noyaux proches du ^{64}Zn dans le premier détecteur plastique. Chaque contribution est estimée par deux gaussiennes correspondant aux déclenchements par électrons et rayons X. 207
11.6 Distribution angulaire de la désexcitation par transition E2 du premier état excité du ^{66}Ge. La courbe en pointillés correspond à la distribution dans le centre de masse, alors que la courbe continue est tracée dans le laboratoire. La surface de la figure de droite indique la couverture angulaire du système de détection. 210
11.7 Systématique des B(E2$\downarrow$) du premier état 2^+ excité pour les isotopes légers du krypton, sélénium, germanium et zinc. 212

11.8 Systématique du schéma de niveaux à bas spin des isotopes légers du sélénium. 215

Liste des tableaux

1.1 Déformations calculées pour les isotopes légers du krypton avec un potentiel Woods-Saxon déformé paramétrisé en [3]. 14

4.1 Géométrie des détecteurs germanium présents sur EXOGAM au moment de l'expérience. θ est l'angle de diffusion par rapport à l'axe du faisceau incident et ϕ l'angle azimutal, le clover 11 étant au sommet de la structure. 67

6.1 Gammes en angles de diffusion (degrés) pour le ^{74}Kr utilisées dans le calcul GOSIA par rapport à l'axe du faisceau. 117

6.2 Intensités γ observées introduites dans le calcul GOSIA sans correction d'efficacité. 119

6.3 Rapports d'embranchement pour différentes transitions du ^{74}Kr. Les valeurs ont été mesurées après décroissance β du ^{74}Rb [67]. 121

6.4 Temps de vie des états excités du ^{74}Kr. 122

6.5 Reproduction des intensités γ expérimentales par GOSIA. Pour chaque gamme en angle (tableau 6.1), le rapport $\frac{I_{exp}-I_{Cal}}{\sigma_{exp}}$ est donné. Les intensités expérimentales sont reproduites à moins de 2σ par GOSIA. . 125

6.6 Eléments de matrice E2 transitionnels obtenus après minimisation pour le ^{74}Kr. Les moments quadripolaires correspondants sont également mentionnés. Des valeurs théoriques discutées dans le chapitre 8 sont indiquées. 126

6.7 Eléments de matrice E2 à larges erreurs obtenus après minimisation pour le ^{74}Kr. Les moments quadripolaires correspondants sont également mentionnés. 127

6.8 Eléments de matrice M1 obtenus après minimisation pour le ^{74}Kr. Les B(M1) correspondants sont également mentionnés. 128

6.9 Eléments de matrice E2 diagonaux obtenus après minimisation pour le ^{74}Kr. Les moments quadripolaires statiques Q_0^s et spectroscopiques Q correspondants sont également mentionnés. 128
6.10 Eléments de matrice E2 transitionnels obtenus après minimisation pour le ^{76}Kr. Les moments quadripolaires correspondants sont également mentionnés. 132
6.11 Eléments de matrice E2 diagonaux obtenus après minimisation pour le ^{76}Kr. Les moments quadripolaires correspondants sont également mentionnés. 133
6.12 Eléments de matrice M1 obtenus après minimisation pour le ^{76}Kr. Les B(M1) sont également mentionnés. 134
6.13 Paramètre de déformation β calculé à partir du moment quadripolaire intrinsèque. 142

7.1 Temps de vie extrait pour les noyaux de ^{74}Kr et ^{76}Kr en pico-seconde. 149

8.1 Comparaison expérience - théorie des probabilités de transitions réduites et des moments spectroscopiques pour le ^{74}Kr et le ^{76}Kr selon le modèle. 164

9.1 Taux de production des différents noyaux lors de l'expérience à énergie intermédiaire. 173
9.2 Nature des triggers électroniques utilisés lors de l'expérience avec leurs temps mort moyen. 178

10.1 Nombre d'événements correspondants à la détection d'électrons de conversion. 195

11.1 Cinématique entre 1.5 degrés et 4.76 degrés. 205
11.2 Composition ζ du cocktail de noyaux dans les faisceaux successifs. . . 208
11.3 Nombre total d'événements dans les scintillateurs plastiques, divisé par 100, pour les différents réglages du spectromètre. 209
11.4 Nombre de noyaux diffusés et intensités γ obtenues en coïncidence avec les silicium annulaires. 209
11.5 Distribution angulaire γ couverte par les 4 clover pour chaque noyau. 211
11.6 B(E2 $\downarrow$) déduits [W.u.] 211

Résumé

Les isotopes légers pairs-pairs du krypton possèdent la surprenante propriété de présenter deux minima pour leur énergie potentielle correspondants à deux déformations opposées. Alors que l'état fondamental 0^+ peut avoir une déformation allongée ou aplatie, un second minimum aplati ou allongé respectivement, se dessine à une énergie inférieure à 1 MeV. Un tel phénomène est appelé coexistence de formes. Un calcul de mélange des configurations allongée et aplatie met en évidence un changement de forme important de l'état fondamental en fonction du nombre de neutrons. Celui-ci serait de déformation allongée pour les ^{76,74}Kr et deviendrait aplati pour le ^{72}Kr. Une série d'expériences d'excitation Coulombienne auprès du dispositif SPIRAL associé au multi-détecteur EXOGAM au GANIL a été réalisée. La statistique était suffisante pour extraire les moments quadripolaires intrinsèques de ces noyaux grâce au code GOSIA. Ils établissent le caractère allongé de l'état fondamental et un état excité aplati. Une mesure par plunger des temps de vie complète cette étude. Une expérience a été réalisée à haute énergie auprès du spectromètre LISE au GANIL permettant une première estimation de la collectivité du noyau de ^{68}Se.

Mots-clés : Coexistence de formes, ^{74,76}Kr, ^{68}Se, faisceaux radioactifs, SPIRAL, GANIL, multidétecteur EXOGAM, excitation coulombienne, spectroscopie gamma.

Abstract

The light krypton isotopes show two minima in their potential energy corresponding to elongated (prolate) and compressed (oblate) quadrupole deformation. Both configuration are almost equally bound and occur within an energy range of less than 1 MeV. Such phenomenon is called shape coexistence. An inversion of the ground state deformation from prolate in ^{78}Kr to oblate in ^{72}Kr with strong mixing of the configurations in ^{74Kr} and ^{76}Kr was proposed based on the systematic of isotopic chain. Coulomb excitation experiments are sensitive to the quadrupole moment. Coulomb excitation experiments of radioactive ^{74}Kr and ^{76}Kr beam were performed at GANIL using the SPIRAL facility and the EXOGAM spectrometer. The analysis of these experiments resulted in a complete description of the transition strength and quadrupole moments of the low-lying states. They establish the prolate character of the ground state and an oblate excited state. A complementary lifetime measurement using a "plunger" device was performed to. Transition strength in neighboring nuclei were measured using the technique of intermediate energy Coulomb excitation at GANIL.

Keywords : Shape coexistence, ^{74,76}Kr, ^{68}Se, radioactive beams, SPIRAL, GANIL, EXOGAM, coulomb excitation, gamma spectroscopy.