N° d'ordre NNT : 2016LYSE1095

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
PHAST - Physique & astrophysique de Lyon

Spécialité de doctorat : Physique Nucléaire

Soutenue publiquement le 04/07/2016, par :
Clément MANCUSO

Recherche de déformation dans des noyaux riches en neutrons

Devant le jury composé de :

Mme. AUGIER Corinne, Professeur Universitaire, Univ. Claude Bernard Lyon 1	Présidente
M. ASTIER Alain, Chargé de Recherche, CNRS - CSNSM Orsay	Rapporteur
M. DUCHENE Gilbert, Directeur de Recherche, CNRS - IPHC Strasbourg	Rapporteur
M. DE FRANCE Gilles, Directeur de Recherche, CNRS - GANIL Caen	Examinateur
M. SIMPSON Gary, Chargé de Recherche, CNRS - LPSC Grenoble	Examinateur
M. GUINET Daniel, Professeur Universitaire, Univ. Claude Bernard Lyon 1	Directeur de thèse

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

Président de l'Université	**M. le Professeur Frédéric FLEURY**
Président du Conseil Académique	M. le Professeur Hamda BEN HADID
Vice-président du Conseil d'Administration	M. le Professeur Didier REVEL
Vice-président du Conseil Formation et Vie Universitaire	M. le Professeur Philippe CHEVALIER
Vice-président de la Commission Recherche	M. Fabrice VALLÉE
Directeur Général des Services	M. Alain HELLEU

COMPOSANTES SANTE

Faculté de Médecine Lyon Est – Claude Bernard	Directeur : M. le Professeur J. ETIENNE
Faculté de Médecine et de Maïeutique Lyon Sud – Charles Mérieux	Directeur : Mme la Professeure C. BURILLON
Faculté d'Odontologie	Directeur : M. le Professeur D. BOURGEOIS
Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques	Directeur : Mme la Professeure C. VINCIGUERRA
Institut des Sciences et Techniques de la Réadaptation	Directeur : M. le Professeur Y. MATILLON
Département de formation et Centre de Recherche en Biologie Humaine	Directeur : Mme la Professeure A-M. SCHOTT

COMPOSANTES ET DEPARTEMENTS DE SCIENCES ET TECHNOLOGIE

Faculté des Sciences et Technologies	Directeur : M. F. DE MARCHI
Département Biologie	Directeur : M. le Professeur F. THEVENARD
Département Chimie Biochimie	Directeur : Mme C. FELIX
Département GEP	Directeur : M. Hassan HAMMOURI
Département Informatique	Directeur : M. le Professeur S. AKKOUCHE
Département Mathématiques	Directeur : M. le Professeur G. TOMANOV
Département Mécanique	Directeur : M. le Professeur H. BEN HADID
Département Physique	Directeur : M. le Professeur J-C PLENET
UFR Sciences et Techniques des Activités Physiques et Sportives	Directeur : M. Y.VANPOULLE
Observatoire des Sciences de l'Univers de Lyon	Directeur : M. B. GUIDERDONI
Polytech Lyon	Directeur : M. le Professeur E.PERRIN
Ecole Supérieure de Chimie Physique Electronique	Directeur : M. G. PIGNAULT
Institut Universitaire de Technologie de Lyon 1	Directeur : M. le Professeur C. VITON
Ecole Supérieure du Professorat et de l'Education	Directeur : M. le Professeur A. MOUGNIOTTE
Institut de Science Financière et d'Assurances	Directeur : M. N. LEBOISNE

Travail de recherche effectué au sein du laboratoire

Institut de Physique Nucléaire de Lyon

Unité Mixte de Recherche

Université Claude Bernard Lyon1
Université de Lyon

Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules
Centre National de la Recherche Scientifique

Bâtiment Paul Dirac
4 Rue Enrico Fermi
69622 Villeurbanne

Remerciements

Par ces quelques mots, je souhaite remercier un grand nombre de personnes. Cette thèse a été une expérience (de près de 4 ans dans le cas de celle-ci), au cours de laquelle j'ai pu apprendre énormément, dans le domaine de la physique, comme dans d'autres domaines, sur moi et sur les autres. Cela n'aurait pas été possible sans les échanges que j'ai pu avoir, chacun ayant été précieux pour différentes raisons. Je sais par avance que j'oublierai de citer certaines personnes dans ces lignes, ce n'est pas pour autant qu'elles ne comptent pas. Dans tous les cas, ces quelques mots ne sont pas assez forts pour exprimer toutes la gratitude que je ressens.

Dans un premier temps, je souhaite remercier Monsieur Guy CHANFRAY, directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon de m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Cette thèse a été réalisée dans le cadre de l'école doctorale Physique Astrophysique de Lyon. Je remercie son directeur, Christophe DUJARDIN pour sa disponibilité et pour le travail qu'il réalise pour l'ensemble des doctorants de l'ED. Un énorme merci à Sylvie FLORES, secrétaire de l'école doctorale (mais pas que), pour toute l'aide fournie, toujours avec le sourire.

Merci à Messieurs Alain ASTIER et Gilbert DUCHENE d'avoir accepté de rapporter ce manuscrit. Merci à Messieurs Gilles DE FRANCE et Gary SIMPSON d'avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse. Merci à tous les 4 pour la relecture détaillée de ce manuscrit, pour les commentaires et questions pertinentes sur ce travail. Merci également à Alain pour tous les échanges qui ont toujours été enrichissants.

Un énorme merci à Corinne AUGIER d'avoir accepté la lourde tâche de présider ce jury. J'ai été vraiment touché que tu acceptes, après ces quelques années à m'avoir supporté comme étudiant, puis comme collègue.

Merci à la collaboration EXILL dans son ensemble, de m'avoir permis d'analyser ces données. Merci en particulier aux Grenoblois pour les échanges que nous avons eus.

Merci au personnel des différents services supports de l'IPNL.

Au service informatique pour la rapidité et l'efficacité des réponses à la foule de tracas rencontrés durant ces années.

Au service administratif parce qu'elles aident énormément pour toutes les démarches, même vers les organismes extérieurs à l'institut.

Au service financier pour les sourires et l'accompagnement dans mes démarches pour les missions, même si ces dernières n'ont jamais été simples !

À Marie-Christine et à Françoise pour le temps qu'elles consacrent, dans la bonne humeur, à régler les problèmes de clés et de matériel.

Un très grand merci à Nadine, Camille, Olivier et Daniel, permanents du groupe matière

nucléaire pour l'accueil, le soutient et l'encadrement. C'est un groupe dans lequel il fait bon de vivre et d'évoluer, tant sur le plan humain que sur le plan professionnel. Pour ce dernier, chacun se complète. L'encadrement venant des 4 permanents, on ne peut pas demander mieux ! J'ai adoré le temps passé avec vous et nos échanges me manqueront.

Merci à Daniel, pour la direction de la thèse. Merci de m'avoir fait découvrir cette discipline à travers tes cours qui m'ont amené à réaliser cette thèse. Cette aventure de vie n'aurait pas été possible sans l'encadrement humain dont j'avais besoin et que tu m'as donné. J'ai énormément appris à ton contact et j'ai pu m'enrichir dans des domaines divers et très variés. J'ai pleinement conscience de la chance qui a été la mienne.

Un grand merci également à toutes les personnes qui sont ou ont été de passage dans le groupe. Merci à Iulia et Jérémie les supers post-doc, toujours prêts à donner un coup de main, et avec qui il est si facile de partager. Je vous souhaite tout le bonheur et la réussite possible dans les voies que vous vous êtes choisis. Merci à Guillaume. J'espère que ta thèse se terminera aussi bien que possible. Merci aux nombreux stagiaires qui sont passés dans le groupe au fil du temps. J'ai une pensée particulière pour Lou et Cécile dont les thèses se terminent actuellement. Bon courage à toutes les deux.

Merci à toutes les personnes du laboratoire avec qui j'ai pu échanger quelques mots en dehors du cadre strict du travail, pendant les pauses. Ces petites discussions, quelque en ont été les sujets, et les mots d'encouragements m'ont été précieux pendant ces années. Merci à Eric d'avoir accepté d'être mon parrain à l'Institut. Bon courage à toi pour la suite.

Merci à la « team running » de l'IPNL. Même si je ne suis pas fait pour cela, me mettre à courir avec vous a été un véritable bol d'air. Un merci très spécial au « coatch MatNuc », pour les encouragements et le maintien de cette activité pour les membres du groupe.

Merci à Corine, Jean-Michel, Laurent, Kevin, Fabien, Emmanuel, Denis et Stéphane pour la confiance que vous avez manifesté en m'acceptant comme enseignant dans vos UE ou vos parcours. Merci à vous et à tous les autres enseignants avec qui j'ai travaillé. Le faire avec vous tous a été une véritable bénédiction.

Merci à tous mes amis, mes soutiens moraux. Les moments passés avec vous m'ont fait beaucoup de bien. Merci d'avoir eu la patience de m'écouter râler quand j'en avais besoin et d'avoir été présents pour les moments de détente et de décompression. Courage à ceux d'entre vous qui bataillent encore avec leur thèse. Merci aux amis du master. Malgré le concours pour l'obtention d'un financement de thèse, l'entraide et la camaraderie ont toujours été présentes. Je voudrais remercier tout particulièrement Emeric et Guillaume qui me supportent depuis tout ce temps. Vous savez à quel point votre soutient a été important et à quel point votre amitié me touche.

Merci à mes familles (la mienne et ma belle-famille) au complet. Vos encouragements et votre confiance ont été des moteurs qui m'ont permis de réaliser ce travail. Merci également pour les moments chaleureux passez avec vous. J'ai conscience de la chance que j'ai de vous avoir. Merci à mes parents de s'être encombré de ce manuscrit pour le relire ce manuscrit (d'autant plus que certains

passages ont dû être bien incompréhensibles pour ma mère).

Je consacre cette dernière ligne à te remercier toi, la femme de ma vie, ma femme maintenant. Aucun mots ne peut exprimer la gratitude que j'ai de t'avoir à mes côtés. Je sais à quel point ces années ont été difficiles et à quel point tu as pris sur toi pour me soutenir. Merci du bonheur que tu m'apportes chaque jour.

Résumé

Actuellement, le noyau de l'atome sert dans diverses utilisations courantes. Pourtant, notre compréhension de cet objet n'est pas complète. C'est pourquoi la recherche nucléaire est nécessaire. Parmi cet ensemble vaste, ce manuscrit porte sur l'étude des changements de forme dans les isotopes riches en neutrons des séries Ru et Sr. Le sujet est d'abord cerné dans un chapitre de concepts théoriques de la physique nucléaire. Un second chapitre décrit l'expérience permettant de produire les isotopes d'intérêt. Cette expérience de spectroscopie γ est réalisée avec un multidétecteur HPGe composé à partir d'EXOGAM et complété de cristaux GASP et LOHENGRIN. Cette expérience consiste en la fission du ^{241}Pu induite par neutrons froids fournis par le réacteur de l'Institut Laue-Langevin. Elle fait partie de la campagne EXILL. Le deuxième chapitre traite également de la pré-analyse des données. Après avoir montré les effets d'une pré-sélection des événements en multiplicité, les résultats obtenus concernant les isotopes ^{108}Ru à ^{115}Ru, et ^{92}Sr à ^{96}Sr sont abordés dans le troisième chapitre. Enfin, le quatrième chapitre replace ces résultats dans des ensembles plus larges des parties riches en neutrons des deux séries d'isotopes. Ces séries sont également replacées dans le contexte de leur région de masse.

La région d'intérêt est riche en changement de formes, avec l'enrichissement neutronique ou avec l'excitation des noyaux. Ces changements sont plutôt bien décrits par certains modèles, mais ces derniers peinent encore à en décrire les limites. Leurs déterminations précises sont essentielles pour contraindre les modèles.

Mots-clés : Spectroscopie γ, Structure nucléaire, Triaxialité, Coexistence de formes, EXOGAM, Isotopes de Ru et Sr riches en neutrons, Analyse de données, Déformation nucléaire

Abstract

Search for deformation in neutron-rich nuclei

Nowadays, the atomic nucleus is used in a variety of common way. Nevertheless, this object is not fully understood yet. This is why nuclear physics research is still needed. Among the large number of nuclear physics topics, this work is interested in the study of shape changes in neutron-rich Ru and Sr isotopes. The subject is figured out in the first chapter, dealing with theoretical concepts about nuclear physics. A second chapter describes the experiment permitting to produce the isotopes of interest. This γ-ray spectroscopy experiment has been realized with a HPGe multidetector made from EXOGAM and completed by GASP and LOHENGRIN detectors. This experiment uses the fission of ^{241}Pu induced by cold neutron, supplied by the reactor of the Institute Laue-Langevin. This experiment is a part of the EXILL measurement campaign. The second chapter also deals with the data pre-analysis. After showing the effects of a multiplicity cut on event preselection, the obtained results concerning ^{108}Ru to ^{115}Ru and ^{92}Sr to ^{96}Sr isotopes are presented in the third chapter. Finally, the fourth chapter puts these results in a wider part of the neutron-rich side of both isotope series. These last ones are also placed in their mass region context.

The region of interest is rich in shape changes, whether with neutronic enrichment or with excitation energy. These changes are rather well described by certain models, but the latter still have difficulties to describe the limits. Their precise determinations by experiment are essential to constrain models.

Keywords : γ-ray spectroscopy, Nuclear structure, Triaxiality, Shape coexistence, EXOGAM, Neutron rich Ru and Sr isotopes, Data analysis, Nuclear deformation

Table des matières

Introduction **1**

1 Notions de physique nucléaire **5**

1.1 Historique de la naissance de la physique nucléaire 5

1.2 Généralités sur le noyau 7

1.2.1 Composants du noyau 7

1.2.2 Stabilité du noyau 7

1.2.2.1 Les interactions fondamentales 9

1.2.2.2 Énergie de liaison 10

1.2.2.3 Radioactivités 12

1.3 Modèles nucléaires 15

1.3.1 Modèle de la goutte liquide 15

1.3.2 Modèle en couches sphériques 17

1.3.2.1 Excitations individuelles 19

1.3.2.2 Spin et parité des états d'excitation : les types de transitions 21

1.3.3 Modèle de Hartree-Fock-Bogoliubov 23

1.3.4 Modèle en couches déformées 25

1.3.5 Modèle *IBM : Interacting Boson Model* 29

1.4 Les réactions nucléaires 30

1.4.1 Section efficace 31

1.4.2 Cascades de désexcitations 32

1.4.3 Réactions de fission : vers les noyaux riches en neutrons 34

1.5 Conclusion 36

2 Détecteurs et préanalyse des expériences « EXILL » **37**

2.1 Description des expériences 37

2.1.1 Institut Laue-Langevin 37

2.1.1.1 Réacteur de recherche . . . 38
2.1.1.2 Transport des neutrons . . . 39
2.1.1.3 Collimation des neutrons et arrêt du faisceau . . . 40
2.1.2 Multi-détecteur de rayonnements γ . . . 41
2.1.2.1 Interactions γ-matière et rayonnement X . . . 42
2.1.2.2 Volumes de détection . . . 44
2.1.2.3 Détecteurs à semi-conducteur . . . 45
2.1.2.4 Électronique et écriture des événements . . . 46
2.1.2.5 Améliorations de la qualité du signal . . . 48
2.1.3 Cibles et taux de production simulés . . . 50
2.1.3.1 Buts des expériences de fission EXILL . . . 50
2.1.3.2 Description des cibles . . . 51
2.1.3.3 Simulations des différents taux de fission . . . 53
2.2 Mise en forme des données ordonnées en temps . . . 54
2.2.1 Calibrations en temps et en énergie . . . 55
2.2.2 Résolution . . . 61
2.2.3 Efficacité des détecteurs au germanium . . . 64
2.2.4 Stabilité du détecteur dans le temps . . . 69
2.2.5 Construction et modélisation des événements . . . 75
2.2.5.1 Construction des événements . . . 75
2.2.5.2 Arbres et matrices . . . 76
2.3 Exploration de la matrice brute de fission du ^{241}Pu . . . 79
2.3.1 Contenu de la matrice brute . . . 80
2.4 Conclusion . . . 83

3 Recherche de formes de noyaux riches en neutrons 85
3.1 Introduction . . . 85
3.2 Étude des effets d'une sélection en multiplicité . . . 85
3.2.1 Idée générale de l'étude . . . 85
3.2.2 Résultats expérimentaux . . . 86
3.2.3 Conclusion orientée en vue des analyses à suivre . . . 89
3.3 Étude des isotopes de ruthénium (Z=44) riches en neutrons . . . 89
3.3.1 État de l'art : cas des isotopes de ruthénium . . . 91
3.3.2 Résultats expérimentaux : cas des isotopes de ruthénium . . . 108

3.3.3 Conclusions de l'analyse des isotopes de ruthénium riches en neutrons dans les expériences de fission EXILL 116
3.4 Étude des isotopes de strontium (Z=38) riches en neutrons 117
3.4.1 État de l'art : cas des isotopes de strontium 119
3.4.2 Résultats expérimentaux : cas des isotopes de strontium 130
3.4.3 Conclusions de l'analyse des isotopes de strontium riches en neutrons dans les expériences de fission EXILL 138
3.5 Conclusion 140

4 Études systématiques des séries *Ru* et *Sr* 143
4.1 Introduction 143
4.2 Études systématiques des isotopes de ruthénium riches en neutrons 143
4.2.1 Énergies d'excitation 144
4.2.2 Moments d'inertie 146
4.2.3 Conclusions sur les études des systématiques des isotopes de ruthénium riches en neutrons 151
4.3 Études des systématiques des isotopes de strontium riches en neutrons 152
4.3.1 Énergies d'excitation 153
4.4 Études systématiques dans le contexte de la région de masse 156
4.5 Conclusions 160

Conclusions et perspectives 163

Table des figures

1.1 Carte des noyaux classés en fonction de leur nombre de neutrons (en abscisse), leur nombre de protons (en ordonnée) et de leurs instabilités (code couleur, voir figure). Figure adaptée de [Napy, 2008]. 8

1.2 Énergie de liaison par nucléon pour le noyau le plus stable de chaque masse. 11

1.3 Diagramme de Nilsson [Nilsson, 1955] pour les neutrons, entre N=40 et N=82. Figure issue de [Firestone et al., 1996]. 27

1.4 Surface d'énergie potentielle du ^{112}Ru, en fonction des paramètres de déformation β et γ. La figure est le résultat de calculs Hartree-Fock-Bogoliubov, utilisant l'interaction nucléon-nucléon de Gogny D1S [Hilaire and Girod, 2012]. L'étoile rouge correspond à une correction de la forme fondamentale du noyau. 28

1.5 Section efficace de fission ($\sigma_{fission}$) induite par neutron de l'^{235}U en fonction de l'énergie incidente du neutron ($E_{neutron}$). Figure adaptée de ENDF/B-VII [Young et al., 2010]. 32

1.6 (À gauche) Plan représentant les différentes désexcitations nucléaires en fonction de l'énergie d'excitation (E*) et du moment angulaire (J). Figure adaptée de [Bass, 1980]. (À droite) Schéma de niveaux partiel du ^{112}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. . . 33

1.7 Représentation schématique d'une fission induite par neutron. 35

2.1 Photographie du dispositif expérimental de la campagne de spectroscopie γ EXILL. . 38

2.2 Schéma issu d'une simulation de l'expérience, montrant la collimation des neutrons, ainsi que son influence sur le faisceau pour 3 positions (présentation [Blanc et al., 2013a]). 40

2.3 (a) Sections efficaces des interactions γ-matière pour un détecteur germanium en fonction de l'énergie du photon incident [Storm and Israel, 1970]. (b, c, d) Schémas des interactions γ matière : effet photoélectrique, effet Compton et création de paires respectivement. Figure issue de [Vancraeyenest, 2010]. 42

2.4 Schéma d'une coupe sur l'axe médian d'un clover EXOGAM [De France et al., 1999]. 49

2.8 Spectre d'énergie non calibrée (en canaux) d'un *run* source d'^{152}Eu, pour le détecteur EXO_02_b 58

2.9 Graphique de validation de la calibration, donnant la différence entre l'énergie mesurée et l'énergie tabulée de plusieurs pics (voir texte) en fonction de l'énergie tabulée pour les 4 cristaux du clover EXO_07, durant l'expérience de fission du ^{241}Pu. 60

2.10 Courbes et ajustements des efficacités relatives (en ‰) pour le détecteur dans son ensemble (en bleu), un cristal EXOGAM typique (en rouge), un cristal LOHENGRIN typique (en jaune), et un détecteur GASP typique (en vert) en fonction de l'énergie (en keV). 69

2.11 Graphique des positions ajustées pour un pic à 4259,54 keV, pour le détecteur EXO_05_b pour 7 jeux de paramètres initiaux d'ajustement, en fonction du temps en unité de 50 *runs*. La courbe rouge est un ajustement linéaire, donnant la tendance de la distribution. 71

2.12 Schéma illustrant la méthode de reconstruction des événements développée pour le logiciel GAMMAWARE. Les photons (représentés par des traits rouges) sont lus sur une ligne de temps, des triangles (en vert) leurs sont associés. Ceux-ci sont sommés et forment les trapèzes (en bleu). Les propriétés des trapèzes définissent quels photons appartiennent à un événement ou à un autre. 77

2.13 Projection partielle de la matrice de coïncidence brute de l'expérience de fission du ^{241}Pu ; (a) de 0 à 600 keV ; (b) de 1300 à 1800 keV ; (c) de 1800 à 4000 keV. 81

3.1 Spectre des émissions γ en coïncidence avec un photon de 242 keV, pour les événements de multiplicité supérieure ou égale à 2. Les transitions les plus intenses sont identifiées par leur énergie mesurée, le noyau auquel elles appartiennent, ainsi que les états de départ et d'arrivée de la transition. 87

3.2 Variations des taux d'événements issus de fission ou de décroissance bêta, représentés par les transitions $10^+ \rightarrow 8^+$ du ^{108}Ru et 1780 keV $\rightarrow$ 242 keV du ^{90}Rb respectivement, dans le cas d'une présélection des événements de multiplicités supérieures ou égales à 3, 4 et 5. Une normalisation a été effectuée et est décrite dans le texte. 88

3.3 Nombre d'événements en fonction de leur multiplicité. 89

3.4 Carte des noyaux donnant la déformation quadrupolaire calculée en fonction de N le nombre de neutrons et de Z le nombre de protons [Delaroche et al., 2010]. Les isotopes de strontium et de ruthénium sont mis en évidence par des lignes rouges. 90

3.5 Énergies potentielles calculées avec la méthode de Hartree-Fock-Bogolioubov (voir 1.3.3) en fonction de la déformation, pour les isotopes ^{98}Ru (a) à ^{120}Ru (l). [Hilaire and Girod, 2012] 92

3.6 Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{108}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. 93

3.7 Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{109}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. 95

3.8 Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{110}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. 98

3.9 Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{111}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. 100

3.10 Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{112}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. 104

3.11 Représentation du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{113}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986] 106

3.12 Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{114}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. 107

3.13 Représentation du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{115}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. 108

3.14 Spectre des énergies détectées en coïncidence avec 798 keV et 423 keV, énergies des transitions $10^+ \rightarrow 8^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$ de la bande yrast de l'isotope ^{108}Ru. Les pics correspondant à des transitions appartenant à cet isotope sont labélisés par leurs énergies ainsi que les spins des états de départ et d'arrivée. Un pic appartenant à un noyau complémentaire est symbolisé par un carré de couleur. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent à des polluants : le couple de produits de fission ^{136}Te et ^{104}Mo. 110

3.15 Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 541 keV et 98 keV, énergies des transitions $(19/2^-) \rightarrow (15/2^-)$ et $(9/2^-) \rightarrow (7/2^-)$ de la bande (D) de l'isotope ^{109}Ru. Les pics correspondant à des transitions appartenant à cet isotope sont labélisés par leurs énergies ainsi que les spins des états de départ et d'arrivée. Des pics appartenant aux fragments complémentaires sont symbolisés par des carrés de couleur. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent à des polluants. Plus de la moitié sont issus des produits de fission complémentaires ^{138}Xe et ^{101}Zr, les autres n'ont pas été identifiés. 112

3.16 Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 515 keV et 619 keV, énergies des transitions $(5^+) \rightarrow (3^+)$ et $(3^+) \rightarrow 2^+$ de la bande (C) de l'isotope ^{110}Ru. Les pics correspondant à des transitions appartenant à cet isotope sont labélisés par leurs énergies ainsi que les spins des états de départ et d'arrivée. Des pics appartenant aux noyaux complémentaires sont symbolisés par des carrés de couleur. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent à des polluants. 113

3.17 Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 408 keV et 236 keV, énergies des transitions $4^+ \rightarrow 2^+$ et $2^+ \rightarrow 0^+$ de la bande yrast de l'isotope ^{112}Ru. Les pics correspondant à des transitions appartenant à cet isotope sont labélisés par leurs énergies ainsi que les spins des états de départ et d'arrivée. Des pics appartenant à un isotope complémentaire sont symbolisés par des carrés de couleur. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent à des polluants. 114

3.18 Énergies potentielles calculées avec la méthode de Hartree-Fock-Bogolioubov (voir 1.3.3) en fonction de la déformation, pour les isotopes ^{88}Sr (a) à ^{104}Sr (i). [Hilaire and Girod, 2012] 118

3.19 Représentation du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{92}Sr. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. 120

3.20 Représentation partielle du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{93}Sr. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. 123

3.21 Représentation partielle du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{94}Sr. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. La transition et le niveau représentés en rouge sont discutés dans la sous-section 3.4.2. 124

3.22 Représentation partielle du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{95}Sr. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. 127

3.23 Représentation partielle du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{96}Sr. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. 128

3.24 Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 815 keV et 858 keV, énergies des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $(4^+) \rightarrow 2^+$ de l'isotope ^{92}Sr. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent aux noyaux complémentaires. Les transitions appartenant au ^{92}Sr sont labélisées avec leurs énergies d'excitation (en keV) ainsi que les spins des niveaux de départ et d'arrivée de chaque transition. 131

3.25 Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 986 keV et 794 keV, énergies des transitions $(9/2^+) \rightarrow 5/2^+$ et $(11/2^-) \rightarrow (9/2^+)$ de l'isotope ^{93}Sr. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent aux noyaux complémentaires. Les transitions appartenant au ^{93}Sr sont labélisées avec leurs énergies d'excitation (en keV) ainsi que les spins des niveaux de départ et d'arrivée de chaque transition. 133

3.26 Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 837 keV et 1309 keV, énergies des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$ de l'isotope ^{94}Sr. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent aux noyaux complémentaires. Les transitions appartenant au ^{94}Sr sont labélisées avec leurs énergies d'excitation (en keV) ainsi que les spins des niveaux de départ et d'arrivée de chaque transition. 135

3.27 Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 204 keV et 352 keV, énergies des transitions $(7/2^+) \rightarrow (3/2^+)$ et $(3/2^+) \rightarrow 1/2^+$ de l'isotope ^{95}Sr. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent aux noyaux complémentaires. Les transitions appartenant au ^{95}Sr sont labélisées avec leurs énergies d'excitation (en keV) ainsi que les spins des niveaux de départ et d'arrivée de chaque transition. 137

3.28 Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 815 keV et 659 keV, énergies des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $(8^+) \rightarrow (6^+)$ de l'isotope ^{96}Sr. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent aux noyaux complémentaires. Les transitions appartenant au ^{96}Sr sont labélisées avec leurs énergies d'excitation (en keV) ainsi que les spins des niveaux de départ et d'arrivée de chaque transition. 139

4.1 Énergies d'excitation des niveaux jusqu'à 6^+, des bandes *yrast* et vibrationnelle-γ, cercles et triangles respectivement, pour les isotopes ^{102}Ru à ^{118}Ru. Les labels noirs correspondent aux énergies évaluées dans ENSDF ([ENSDF, 1986]), les points rouges aux valeurs mesurées durant la présente étude. 144

4.2 Alignements calculés pour la bande *yrast* des isotopes de ruthénium 102 à 118. Les courbes noires correspondent aux énergies évaluées par ENSDF ([ENSDF, 1986]), les rouges aux mesures de la présente étude. 149

4.3 Alignements calculés pour les états 2^+, 4^+ et 6^+ des bandes *yrast* des isotopes de ruthénium 102 à 118. Les courbes noires correspondent aux énergies évaluées par ENSDF ([ENSDF, 1986]), les rouges aux mesures de la présente étude. 151

4.4 Énergies d'excitation des niveaux des bandes fondamentales jusqu'aux 6^+, pour les isotopes ^{88}Sr à ^{100}Sr. Les labels noirs correspondent aux énergies évaluées dans [ENSDF, 1986], les points rouges aux valeurs mesurées durant la présente étude. 153

Liste des tableaux

1.1 Récapitulatif des niveaux des nucléons dans le modèle en couches sphériques. 20

2.1 Table de correspondance entre l'ID et le nom de chaque détecteur. 56

2.2 Largeurs à mi-hauteur (en keV) mesurées pour chaque détecteur pour le pic à 1408 keV d'une source d'^{152}Eu. 62

2.3 Largeurs à mi-hauteur (en keV) mesurées pour chaque détecteur pour le pic à 244 keV d'une source d'^{152}Eu. 63

2.4 Largeurs à mi-hauteur (en keV) mesurées pour les détecteurs EXOGAM pour le pic à 7,7 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de fission du plutonium. 64

2.5 Largeurs à mi-hauteur (en keV) mesurées pour les détecteurs LOHENGRIN pour le pic à 4,2 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de fission du plutonium. 64

2.6 Largeurs à mi-hauteur (en keV) mesurées pour les détecteurs GASP pour différents pics (les énergies sont données) issus des réactions ^{27}Al(n,γ) et ^{1}H(n,γ) (cas du pic à 2,2 MeV) présentes dans les données de fission du plutonium. 65

2.7 Rapports $Pic/Total$ des détecteurs EXOGAM en fonctionnement au GANIL et lors des expériences de fission EXILL, brut, avec *AddBack* et avec *AddBack* et anti-Compton. [Clement, 2013] 66

2.8 Énergies et intensités tabulées des pics d'une source d'europium ajustés pour obtenir les courbes d'efficacités relatives. 67

2.9 Énergies et intensités relatives à la transition de 3591 keV, calculées à partir des intensités tabulées des transitions en coïncidence avec la transition de 4133 keV du ^{28}Al. Ces pics sont ajustés sur un spectre conditionné pour obtenir les courbes d'efficacités relatives. 67

2.10 Énergies et intensités relatives tabulées, de transitions à hautes énergies du ^{28}Al. Ces pics sont ajustés sur un spectre non conditionné pour obtenir les courbes d'efficacités relatives. 68

2.11 Paramètres des ajustements des courbes d'efficacités relatives 2.10. Les noms des paramètres sont donnés équation 2.2.8. 68

2.12 Différences moyennées, en keV, entre les énergies corrigées mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs LOHENGRIN et pour le pic à 4,2 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de l'expérience. 72

2.13 Différences moyennées, en keV, entre les énergies corrigées mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs EXOGAM et pour un pic à 7,7 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de l'expérience. . . 72

2.14 Différences moyennées, en keV, entre les énergies corrigées mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs GASP. Les énergies des pics, issus des réactions ^{27}Al(n,γ) et ^{1}H(n,γ) (cas du pic à 2,2 MeV) présentes dans les donnés de l'expérience, sont inscrites dans le tableau. 72

2.15 Différences moyennées, en keV, entre les résolutions mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs EXOGAM et pour un pic à 7,7 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de l'expérience. 73

2.16 Différences moyennées, en keV, entre les résolutions mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs LOHENGRIN et pour un pic à 4,2 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de l'expérience. . . 73

2.17 Différences moyennées, en keV, entre les résolutions mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs GASP. Les énergies des pics, issus des réactions ^{27}Al(n,γ) et ^{1}H(n,γ) (cas du pic à 2,2 MeV) présentes dans les données de l'expérience, sont inscrites dans la table. 74

4.1 Rapports entre les énergies des niveaux *yrast* de spin 4/2 ($R_{4/2}$) et 6/4 ($R_{6/4}$) des isotopes de ruthénium pairs riches en neutrons. 146

4.2 Rapports entre les énergies des niveaux de spins 4/2 ($R_{4/2}$) et 6/4 ($R_{6/4}$), de la bande fondamentale des isotopes de strontium pairs riches en neutrons. 154

Introduction

La recherche en physique a pour objet de comprendre le monde dans lequel nous vivons. Ce monde peut être perçu à différentes échelles, qui sont toutes autant de branches de la physique. De l'Univers aux quarks (ou aux cordes), le panel est large. Ce manuscrit s'inscrit dans les recherches effectuées à l'une de ces échelles. Parmi celles de l'infiniment petit, l'échelle nucléaire revêt un intérêt particulier. En effet, des processus de physique nucléaire sont utilisés tous les jours, dans des domaines aussi variés que la production d'énergie, l'imagerie médicale ou encore la détection de fumée d'incendie.

Bien que l'Humanité en fasse une utilisation « quotidienne », le noyau atomique n'a pas encore livré tous ses secrets. Certaines de ses propriétés restent inexpliquées. Il existe un certain nombre de modèles théoriques qui décrivent le noyau. Ces différents modèles permettent de décrire des propriétés de cet objet, mais à l'heure actuelle, aucun ne permet de les décrire toutes. L'étude expérimentale du noyau est une sonde récoltant des données qui sont autant de tests pour les différents modèles. Ces données, dont la quantité et la qualité augmentent avec le temps, incitent à améliorer les modèles existants ou bien à en concevoir de nouveaux.

Pour permettre d'améliorer les modèles, il faut les tester loin de leur zone de confort. Les noyaux les plus stables, présents sur Terre, sont ceux qui ont été étudiés le plus longtemps. Ils sont donc les mieux connus et la plupart des modèles reproduisent correctement leurs propriétés. Il faut donc s'éloigner de la stabilité pour trouver des noyaux dont les propriétés vont contraindre les modèles. La première difficulté est donc de produire les noyaux à étudier. Il peut s'agir d'un noyau issu d'une décroissance radioactive ou de la fusion de deux noyaux, ou produit de la fission d'un autre... Les différents modes de production permettent d'accéder à différents types de noyaux, voire à différentes propriétés de ces derniers.

Cette étude se focalise sur la structure et la forme du noyau. Celles-ci vont changer en fonction de l'énergie disponible ou du nombre de chacun des types de nucléons (neutrons et protons). Ces propriétés sont accessibles à travers les désexcitations des noyaux, créés avec un surplus d'énergie. Dans le cas abordé par ce manuscrit, il s'agit de l'émission d'énergie sous la forme de photons, mesurés par un des outils les plus efficaces actuellement, les cristaux de germanium (Ge) hyper pur (HP), un matériau semi-conducteur. Ces cristaux sont arrangés en détecteurs, qui peuvent être assemblés en

multi-détecteurs, comme EXOGAM. Il s'agit du multi-détecteur de spectroscopie nucléaire du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL).

Lors de la fermeture hivernale de ce dernier, il a été proposé et accepté que le détecteur EXOGAM soit déplacé pour une série de mesures à l'ILL (Institut Laue-Langevin). Cet institut possède l'une des sources de neutrons dédiées à la recherche les plus intenses au monde. Entre autres expériences, les fissions induites par neutrons froids des actinides ^{235}U et ^{241}Pu ont été réalisées. Ces réactions produisent des noyaux excités dans des régions éloignées de la stabilité, riches en neutrons. Ces régions sont de bonnes candidates pour l'étude de changements de forme. En effet, de nombreux modèles prédisent des changements dans une même série isotopique, avec l'enrichissement en neutrons.

Cette étude porte sur deux séries particulières. La première est celle des ruthénium. Les isotopes riches en neutrons de cette série montrent un changement de forme régulier, passant par des formes dites « triaxiales » (dont les élongations suivant 3 axes perpendiculaires sont différentes). La deuxième est celle des isotopes de strontium riches en neutrons. Dans celle-ci, le changement s'opère brutalement pour la forme du noyau au repos et différentes formes coexistent en fonction de l'énergie d'excitation du noyau.

Le premier chapitre aborde différents aspects de la physique nucléaire. Après un bref rappel historique de la naissance de la discipline, quelques notions sur la stabilité, les modèles, les excitations, les déformations ou encore les réactions nucléaires sont présentées. Elles sont les « clés », les premières étapes, pour la compréhension de l'étude réalisée. Ces notions sont traitées, je le souhaite, de manière à pouvoir être comprises par le plus grand nombre. Ce premier chapitre est une tribune pour une autre facette du métier de chercheur, que j'ai développée durant mon travail de doctorat : la transmission du savoir.

Le deuxième chapitre présente, dans un premier temps, les expériences de fissions réalisées lors de la campagne de mesures EXILL (EXOGAM à l'ILL). Le faisceau de neutrons, de sa production à son transport, le fonctionnement du multi-détecteur ainsi que l'intérêt de l'utilisation de différentes cibles de fissions sont traités. Une deuxième partie traite de la « pré-analyse » des données. Elle consiste en la réalisation de différentes calibrations, la vérification de propriétés du détecteur en fonctionnement et en la mise en forme des données en vue de leur analyse. Une dernière partie explore succinctement les données obtenues avec la cible de ^{241}Pu.

Le troisième chapitre décrit les résultats obtenus lors de l'analyse de cette expérience. Une étude a été réalisée concernant l'influence sur la proportion d'événements issus de la fission d'une présélection en multiplicité. Elle fait l'objet d'une première partie. Les deux parties suivantes traitent d'abord des isotopes de ruthénium et ensuite des isotopes de strontium. Ces parties s'articulent autour de l'état de l'art et des résultats expérimentaux obtenus au cours de ce travail pour chacun des noyaux

étudiés. Elles concernent les isotopes ^{108}Ru à ^{115}Ru et ^{92}Sr à ^{96}Sr. Ces noyaux sont traités de manière individuelle.

Le quatrième chapitre présente les noyaux précédents en les replaçant dans leurs séries isotopiques respectives. Il propose une étude systématique comme les énergies d'excitation des niveaux de la bande fondamentale ou des moments d'inertie. Cette étude est réalisée sur une gamme plus large de noyaux que ceux du chapitre 3. Les systématiques des énergies d'excitation des deux séries sont ensuite placées dans l'ensemble des séries de la région. Ces études mettent en avant certains effets de couches, notamment déformées.

Enfin, ce travail est conclu et ses perspectives sont énoncées.

1 Notions de physique nucléaire

Ce chapitre a pour but d'introduire les notions permettant la compréhension de l'étude décrite dans ce manuscrit. Bien que certains passages soient théoriques, il se veut accessible à un public de non-spécialistes du domaine.

Le cheminement historique conduisant à la modélisation actuelle du noyau est résumé dans une première partie. Une description plus détaillée du concept de noyau est exposée dans une seconde partie. La troisième partie s'attache à décrire quelques modèles nucléaires, allant des modèles phénoménologiques (comme celui de la goutte liquide), aux modèles quantiques. Les réactions nucléaires permettant la création de noyaux dans des états excités, nécessaires à leur étude est abordée dans la dernière partie de ce chapitre.

1.1 Historique de la naissance de la physique nucléaire

Durant l'Antiquité, Démocrite (vers 460 av. J.-C. ; 370 av. J.-C.) fait l'hypothèse que l'Univers est constitué d'atomes et de vide. Pour lui, les atomes sont des grains de matières indivisibles. Avant lui, deux courants de pensées, qui peuvent être attribués à Héraclite et Parménide (VIe ;Ve siècle av. J.-C.), s'opposent. Le premier voit le monde comme un flux perpétuel, où tout est changement. Le second affirme que « l'Étant est », que le monde est immuable. La pensée de Démocrite sur l'atome permet l'accord entre ces deux courants, avec un atome immuable, mais dont les arrangements sont en perpétuels changements.

La notion d'atome n'est réapparue qu'au début du XIXe siècle lorsque John Dalton découvre l'atome [Dalton, 1808]. Pour lui, chaque élément est constitué d'atomes identiques, mais différents éléments impliquent différents atomes. Les réactions chimiques permettent de changer les arrangements de ces atomes entre eux, ou de créer des composés de différents atomes. Il pose les bases d'une table périodique des éléments en classant les atomes suivant leurs masses comparativement à celle de l'hydrogène.

En travaillant sur les rayons cathodiques, J.J. Thomson découvre l'électron [Thomson, 1903] en 1897. C'est une particule ayant une charge électrique négative, et dont la masse est environ 2000

fois plus petite que celle de l'atome d'hydrogène. À cette époque, on attribuait aux atomes une forme sphérique de diamètre 10^{-10} m environ. Dans ce volume, les charges négatives des électrons étaient compensées par un même nombre de charges positives. J.J. Thomson propose un modèle d'atome en « *pudding* de prunes », dans lequel les charges négatives sont éparpillées dans un volume sphérique chargé positivement.

C'est également en travaillant sur le sujet des rayons cathodiques que Wilhelm Röntgen découvre les rayons X en 1895 [Röntgen, 1896] et donnera plus tard naissance à la radiologie. En voulant reproduire le même type d'expériences avec des sels d'uranium en 1896, Henri Becquerel découvre que ceux-ci émettent un rayonnement, même lorsqu'ils ne sont pas soumis à une source d'énergie extérieure (soleil). Il découvre ainsi la radioactivité de l'uranium [Becquerel, 1896]. Ses travaux sont complétés ensuite, en 1898, par le couple Curie, qui ajoute le thorium, le polonium et le radium à la liste des matériaux radioactifs [Curie et al., 1898]. Ernest Rutherford découvre la même année que les rayons émis en radioactivité sont de deux types [Rutherford, 1899] : « α » pénétrant peu la matière et « β », ayant une pénétration plus importante.

En complétant ses études sur les particules alpha, assimilée dès lors à des atomes d'hélium débarrassés de leurs électrons, Rutherford découvre en 1909 le noyau de l'atome. Celui-ci doit concentrer la charge positive au centre de l'atome. Rutherford propose, 2 ans plus tard, un modèle d'atome composé au centre d'un noyau minuscule chargé positivement, et d'électrons négatifs circulant autour à très grande vitesse et très éloignés, laissant d'immenses zones vides [Rutherford, 1911].

Rutherford effectue en 1919 la première réaction nucléaire en bombardant de l'azote avec un faisceau de particules alpha. Cette réaction crée de l'oxygène, de l'énergie et une particule p. Cette dernière possède une charge électrique opposée à celle de l'électron et une masse environ égale à celle de l'hydrogène. Le proton venait d'être découvert [Rutherford, 1919].

En 1932, James Chadwick étudie les rayons neutres émis par le béryllium lorsque celui-ci est bombardé de particules alpha. Il découvre que ces rayons sont en fait des particules. Chacune a une masse très légèrement supérieure à celle du proton et est électriquement neutre. Cela lui vaut son nom : le neutron [Chadwick, 1932].

L'image de l'atome tel que nous le connaissons aujourd'hui était née. Il se compose d'un noyau d'environ 10^{-14} m, lui même composé de neutrons et de protons chargés positivement. Autour de ce noyau gravitent des électrons, chargés négativement, qui donnent à l'atome une taille d'environ 10^{-10} m. Divers processus au sein de l'atome sont à l'origine des émissions de rayonnements, tels que les radioactivités, plus intimement rattachées au noyau, ou les émissions de rayons X, rattachées au cortège électronique. Ces processus seront détaillés dans les parties 1.2.2.3 et 2.1.2.1.

1.2 Généralités sur le noyau

Dans cette section, le concept de noyau de l'atome est décrit. Dans un premier temps, c'est sa nomenclature qui est abordée. Dans un second temps sont présentées les interactions qui permettent aux nucléons de rester ensemble, et donc de maintenir la cohésion du noyau. Enfin, les radioactivités, conséquence d'un déséquilibre entre ces interactions, sont exposées.

1.2.1 Composants du noyau

Les neutrons et protons, qui composent le noyau, sont communément appelés nucléons. Les différents noyaux ou nucléides se distinguent donc par le nombre de protons Z et de neutrons N qui les constituent. Le nombre de protons indique l'élément chimique du noyau considéré. La manière la plus commune d'écrire un noyau particulier est ${}^{A}_{Z}X_{N}$, souvent abrégée ${}^{A}X$, où A est le nombre de nucléons ($A = Z + N$) et X est l'élément chimique.

Pour chaque élément, le nombre de neutrons contenu dans le noyau peut varier. Les différents noyaux ainsi formés sont appelés isotopes de l'élément. Les différents éléments, tels qu'ils peuvent être trouvés dans la nature, sont souvent constitués de plusieurs isotopes, en fonction de leurs abondances. L'ensemble des isotopes d'un élément constitue la série isotopique de cet élément.

Des noyaux ayant un même nombre de neutrons sont dits isotones. L'ensemble des noyaux partageant un même nombre de neutrons est appelé chaîne isotonique.

1.2.2 Stabilité du noyau

Les nucléides sont également caractérisés par leur stabilité. Un noyau stable est un noyau qui ne changera pas de nature pendant une durée illimitée sans intervention extérieure, comme par exemple l'impact d'un autre noyau. *A contrario*, un noyau instable possède un déséquilibre structurel qui fait que tôt ou tard, il changera de nature spontanément, sans intervention extérieure. Il est caractérisé par un temps de demi-vie $T_{1/2}$. Au bout de ce temps, la probabilité pour qu'il ait réalisé son changement de nature est de 0,5. En d'autres termes, pour une quantité importante de noyaux au temps t, au temps $t + T_{1/2}$, la moitié de la quantité de nucléides de départ aura changé de nature. En règle générale, plus le noyau est éloigné de la stabilité, plus son temps de demi-vie est faible.

La figure 1.1 est une carte des nucléides ayant été observés, donnant la stabilité (noyaux stables en noir, instables en couleurs) des isotopes en fonction de leur nombre de neutrons en abscisse et de protons en ordonnée. La ligne noire formée par les noyaux stables s'appelle la vallée de stabilité. Cette vallée suit la diagonale pour laquelle le nombre de protons est égale au nombre de neutrons, jusqu'à environ $N = Z = 20$, puis s'en éloigne en restant en dessous. Ceci indique que la symétrie

entre nombre de neutrons et nombre de protons est un facteur de stabilité pour les noyaux légers, alors que les noyaux plus lourds ont besoin d'une proportion de neutrons plus importante pour être stables. Une première approche des phénomènes conduisant à ce comportement se trouve dans la sous-section 1.2.2.1, concernant les interactions fondamentales.

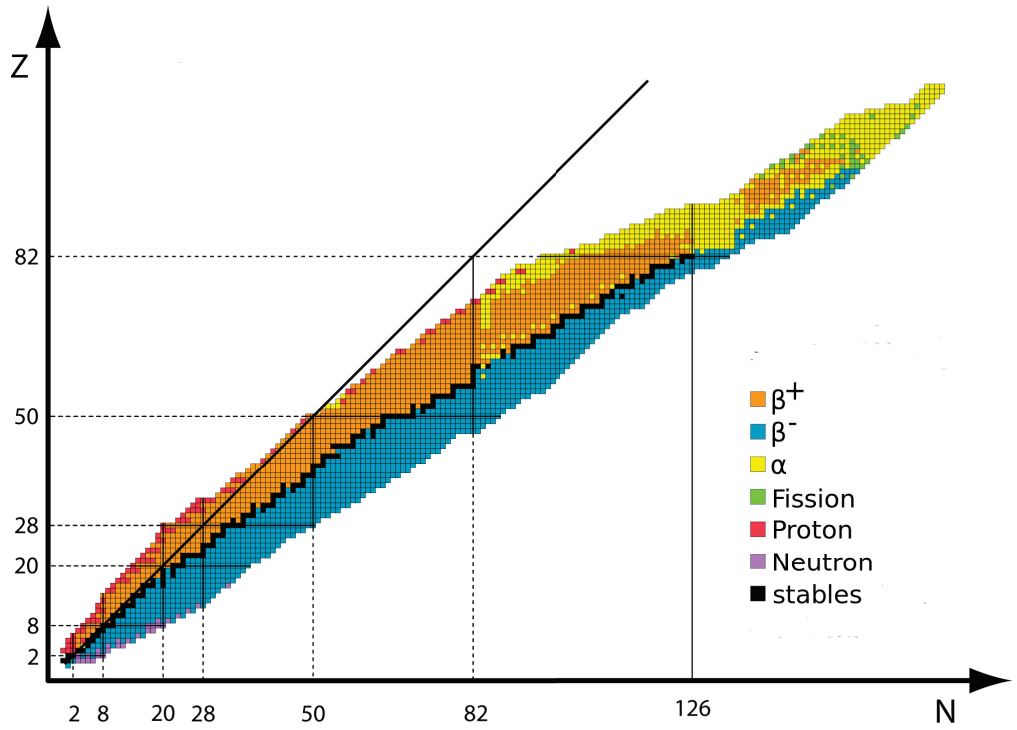


FIGURE 1.1 – Carte des noyaux classés en fonction de leur nombre de neutrons (en abscisse), leur nombre de protons (en ordonnée) et de leurs instabilités (code couleur, voir figure). Figure adaptée de [Napy, 2008].

Les noyaux instables sont indiqués par différentes couleurs selon le type de la radioactivité principale émise. Les noyaux au-dessus de la vallée de stabilité sont trop riches en protons. Ils se libèrent de cette contrainte soit par émission d'un ou plusieurs protons (isotopes rouges), soit par décroissance β^+ (en orange). Les noyaux sous la vallée de stabilité sont trop riches en neutrons. Ils se libèrent de cette contrainte soit en émettant un ou plusieurs neutrons (en violet), soit par décroissance β^- (en bleu). Les noyaux situés au bout de la vallée de stabilité sont instables car ils sont trop lourds. Dans ce cas, ils ont accès à d'autres modes de décroissance, la radioactivité α (en jaune), ou la fission spontanée (en vert). Les différentes radioactivités sont décrites dans la sous-section 1.2.2.3.

Sur la carte des nucléides se trouvent des lignes pointillées, devenant continues lorsqu'elles croisent les isotopes observés. Ces lignes représentent des nombres de neutrons ou de protons valant 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126. Ils sont appelés nombres magiques sphériques car les noyaux ayant ces nombres de protons et/ou de neutrons montrent une sur-stabilité par rapport aux autres nucléides. L'obtention de ces nombres magiques est détaillée dans la sous-section 1.3.2, consacrée au modèle en

couches sphériques.

1.2.2.1 Les interactions fondamentales

Les interactions ou forces fondamentales, qui régissent tous les échanges physiques sont au nombre de quatre : l'interaction gravitationnelle, l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. La première a une très petite intensité. Elle n'intervient pas dans le cadre du noyau. Les trois autres jouent toutes un rôle dans la stabilité ou l'instabilité des noyaux.

Interaction forte

L'interaction forte est très intense, mais de très faible portée (10^{-15} m environ, soit la taille des nucléons). Elle affecte les quarks, dont elle maintient la cohésion pour former des hadrons. C'est parmi ces hadrons que se trouvent les neutrons et les protons qui constituent les noyaux, les nucléons étant eux même un assemblage de 3 quarks. À l'échelle du nucléon, il existe une force résiduelle des interactions fortes entre les 3 quarks. Cette force, appelée force nucléaire, se manifeste à l'échelle du noyau par le fait que chaque nucléon attire ses voisins directs. De cette propriété découle que les nucléons en surface participent moins à l'agrégation des nucléons que ceux à l'intérieur du volume. Plus le nombre de nucléons est important dans le noyau, plus le rapport surface sur volume est petit, et plus l'interaction forte joue un rôle de maintien de la cohésion nucléaire.

Interaction électromagnétique

L'électromagnétisme régit les interactions entre particules chargées électriquement. Cette interaction est moins intense que l'interaction forte, mais a une portée infinie. Cependant, son intensité décroit selon $1/d^2$, où d est la distance séparant les 2 charges. Cette interaction est attractive entre deux particules de charges opposées et répulsive pour des particules de charges de même signe.

À l'échelle du noyau, cette interaction est responsable de la répulsion entre protons, appelée répulsion coulombienne. En effet, ceux-ci ont tous une charge électrique positive et se repoussent.

C'est cette interaction qui est en partie responsable du fait que la vallée de stabilité s'éloigne de la diagonale ($N = Z$) sur la carte des nucléides. En effet, bien que la symétrie entre nombres de protons et de neutrons soit un facteur important de la stabilité nucléaire, lorsque le nombre de protons devient trop important, la répulsion qu'ils exercent les uns sur les autres empêche la cohésion nucléaire. Pour pallier ce problème, la proportion de neutrons augmente à mesure que le nombre de protons augmente et ainsi la force nucléaire « compense » la répulsion coulombienne. La répulsion coulombienne diminue à mesure que la distance moyenne entre les protons augmente.

Interaction faible

L'interaction faible est responsable du changement de nature des quarks. Elle est appelée interaction faible car elle est beaucoup moins intense que les interactions électromagnétique ou forte (environ 10^6 fois moins intense que cette dernière). Cela implique que la probabilité qu'un processus lié à l'interaction faible se produise, est plus petite que celles liées aux autres interactions. De ce fait, les temps de demi-vie mis en jeu sont d'autant plus grands. Les échanges régis par l'interaction faible ont une portée plus courte que ceux régis par l'interaction forte. Là où celle-ci s'étend sur la taille d'un nucléon, l'interaction faible est 100 fois moins étendue et peut être considérée comme une force de contact à l'échelle du nucléon.

Le changement de nature des quarks dont est responsable l'interaction faible, permet de changer un neutron en proton, ou inversement. En effet, les deux nucléons ne sont séparés que par la nature d'un de leur quark. À l'échelle du noyau, l'interaction faible est donc responsable d'un changement du type de nucléon, ce qui intervient dans certaines des radioactivités décrites dans la sous-section 1.2.2.3.

1.2.2.2 Énergie de liaison

Lors d'une mesure précise de la masse d'un noyau, on s'aperçoit que la masse mesurée est inférieure à la somme des masses des nucléons le constituant. C'est comme si chaque nucléon perdait une partie de sa masse. La différence est appelée défaut de masse. Lorsque les nucléons forment un noyau, les forces issues de l'interaction forte résiduelle de chaque nucléon les font s'agglutiner, ce qui est responsable de cette baisse apparente de masse. Pour un noyau de masse M_n, on a :

$$M_n = Zm_p + Nm_n - Def_m/c^2 \tag{1.2.1}$$

Où :

- m_p est la masse d'un proton isolé,
- m_n est la masse d'un neutron isolé,
- Def_m est le défaut de masse et correspond à une énergie,
- c est la vitesse de la lumière dans le vide.

En d'autres termes, il faut fournir de l'énergie pour dissocier les nucléons d'un noyau. L'énergie à fournir dans ce cas est exactement celle du défaut de masse. Celui-ci est donc, par définition, l'énergie de liaison du noyau.

La figure 1.2 donne l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau (en MeV/nucléon) pour les noyaux les plus stables de chaque masse. Cette énergie de liaison est liée à la stabilité du noyau. Il se comprend aisément que les noyaux instables (ou les noyaux moins stables) ayant un nombre de

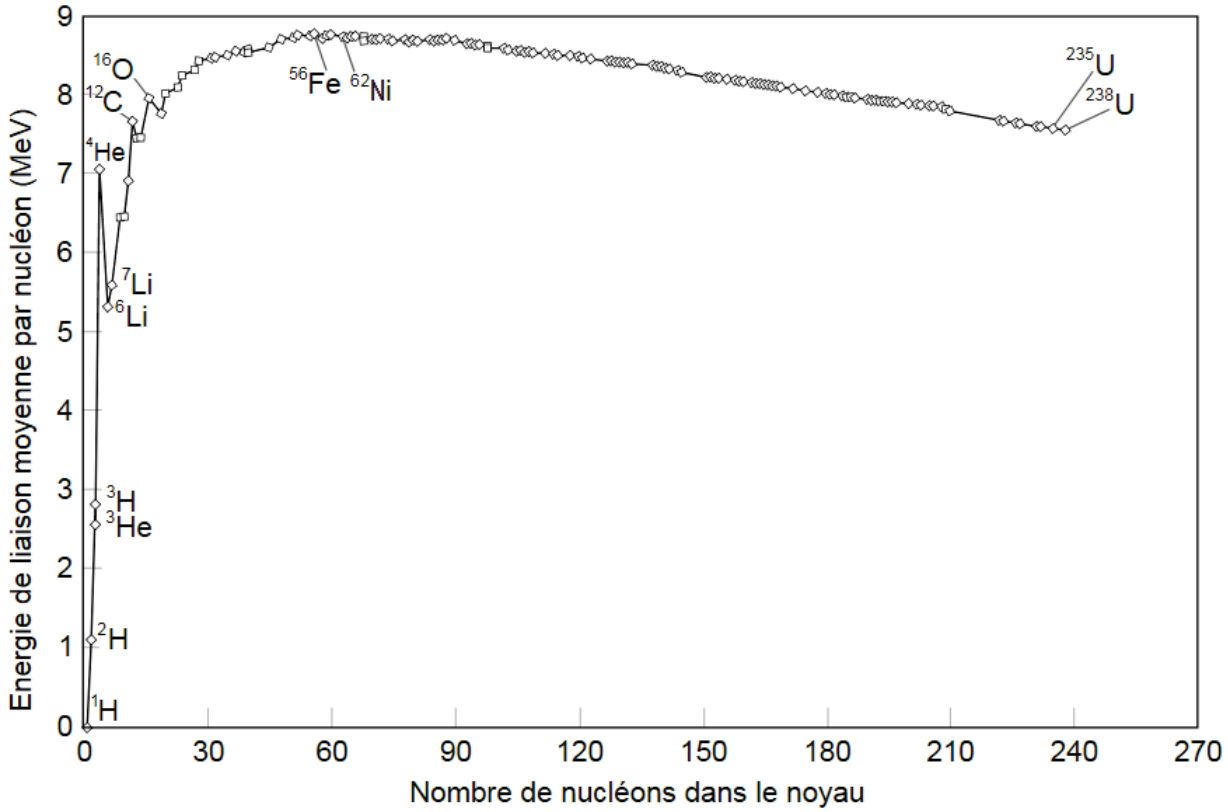


FIGURE 1.2 – Énergie de liaison par nucléon pour le noyau le plus stable de chaque masse.

nucléons A, ont une énergie de liaison par nucléon plus petite que celle indiquée à la masse A.

Plusieurs remarques peuvent être émises sur la courbe. Elles concernent :

- la forme de la courbe. En effet, la forme générale de la courbe s'explique par les propriétés énoncées précédemment. Dans un premier temps, plus le nombre de nucléons augmente, plus la stabilité augmente. Ceci est dû à la saturation en force nucléaire, en effet, le nombre de voisins avec lesquels chaque nucléon interagit est limité. Cet effet est ensuite mis à mal par la répulsion coulombienne entre protons. Ceci explique qu'après avoir atteint un optimum autour des noyaux ^{56}Fe et ^{62}Ni, la courbe redescende à mesure que la répulsion devient plus importante.
- les discontinuités aux faibles masses. Il est remarquable qu'à faible masse, les noyaux ayant leurs A multiple de 4 soient plus stables que leurs voisins, comme c'est le cas pour l'^4He, le ^{12}C et l'^{16}O. Tous ces noyaux ont des nombres de protons et de neutrons égaux et pairs. C'est cette dernière propriété qui explique leur sur-stabilité. En effet, pour des raisons expliquées par la mécanique quantique et énoncées dans la sous-section 1.3.2, les nucléons de chaque type cherchent à s'apparier avec un nucléon du même type (cas du modèle de la goutte liquide, sous-section 1.3.1). Ces nucléons appariés donnent alors une plus grande stabilité au noyau. On comprend alors que (dans le modèle de la goutte

liquide) les noyaux pair-pair, c'est-à-dire avec des nombres de protons et de neutrons pairs, soient plus stables que les noyaux impairs, eux même plus stables que les noyaux impairs-impairs.

Notons qu'il existe une sur-stabilité à $A = 8$, peu visible sur la figure 1.2, mais que l'énergie de liaison par nucléon y est plus faible que pour l'^4He. Ainsi, le noyau de ^8Be, formé de 4 neutrons et 4 protons n'est pas lié, ses nucléons préférant s'associer sous la forme de 2 noyaux d'^4He. Le noyau le plus lié ayant $A = 8$, est le ^8Li, formé de 3 protons, 5 neutrons et radioactif.

– le noyau ^4He. Comme il a été énoncé précédemment, le noyau d'hélium 4 présente une sur-stabilité très inhabituelle dans les noyaux de faible masse. Cette propriété explique en grande partie la radioactivité α, décrite dans la sous-section 1.2.2.3.

Pour toute réaction, il est possible de définir un « Q de réaction », valant :

$$Q = (m_{Initiales} - m_{Finales})c^2 \tag{1.2.2}$$

où $m_{Initiales}$ et $m_{Finales}$ sont les sommes des masses des noyaux initiaux et finaux respectivement. Lorsque la valeur de Q est positive, la réaction libère de l'énergie. Ce type de réaction peut donc avoir lieu spontanément. C'est le cas des radioactivités notamment. Dans le cas d'une réaction avec un Q négatif, il faut fournir de l'énergie pour que la réaction ait lieu. Cette énergie peut être apportée en accélérant un des noyaux impliqués par exemple.

1.2.2.3 Radioactivités

Dans son livre « La radioactivité » [Chelet, 2006], Y. Chelet décrit la radioactivité comme étant un phénomène :

– purement nucléaire. En effet, lors d'une radioactivité, quel que soit son type, seuls les nucléons interviennent. À l'exception de leur rôle dans le phénomène de capture électronique, les électrons du cortège n'interviennent pas. En conséquence, la manière dont les atomes sont arrangés dans des molécules, des solides, liquides ou gaz, n'a aucune incidence sur la radioactivité d'une substance. Par extension, les transformations chimiques ou mécaniques de matériaux radioactifs ne changent pas leur nature radioactive.

– exo-énergétique et spontané. Comme il a été montré précédemment, les deux sont liés. En effet, le fait que le phénomène de radioactivité libère de l'énergie, entraîne que celui-ci est favorisé et spontané. Dans le cas inverse, il faudrait fournir de l'énergie au noyau et le phénomène ne pourrait pas être spontané.

– allant contre l'instabilité. Dans toute radioactivité, le noyau décroissant se transforme en un noyau plus stable. Les radioactivités peuvent être vues comme des déplacements sur la

carte des nucléides, dans la direction générale de la vallée de stabilité. Les radioactivités forment des chaînes, dont le point d'arrivée est un noyau de la vallée de stabilité. Toute décroissance radioactive formant un noyau non stable finira par être suivie d'une nouvelle décroissance.

- probabiliste. La radioactivité est régie par des lois de probabilité. De manière imagée, plus un noyau est instable, plus sa décroissance est probable et donc rapide. Le temps de demi-vie, défini dans la sous-section 1.2.2 est une conséquence du fait que le phénomène est probabiliste et permet de remonter à la probabilité d'émission.
- accompagné d'émissions de rayonnements. Lors d'une radioactivité, le Q de réaction donne l'énergie disponible. Cette énergie se répartit entre l'énergie cinétique des produits de la réaction, l'énergie utilisée pour créer des particules et l'énergie émise sous forme de rayonnements.

Radioactivité α et émission de clusters

La radioactivité α se produit lorsque les conditions énergétiques le permettent (goutte liquide). Le noyau lourd instable se libère de ce trop-plein d'énergie en réduisant sa masse. Il émet alors 2 neutrons et 2 protons sous la forme d'une particule alpha. Elle est donc un noyau d'^4He, dont l'énergie de liaison est très importante. Grâce à cette propriété, ce noyau peut se préformer dans des noyaux lourds. Ceux-ci peuvent ensuite les émettre lorsque ce phénomène est favorable énergétiquement, c'est-à-dire lorsque le noyau formé est moins instable que le noyau émetteur. Cette émission peut être interdite par la mécanique classique. Dans ce cas, un phénomène quantique, appelé « effet tunnel », a lieu. La particule α, n'ayant pas assez d'énergie pour passer au dessus de la barrière de potentiel qui l'empêche de s'échapper du noyau, a tout de même une probabilité très faibles de passer au travers de celle-ci. Cette faible probabilité explique les temps de vie longs des noyaux émetteur α.

Un autre type d'émission de noyaux a été découvert plus tard. Il est appelé émission de clusters. Le principe est le même que pour l'émission α, mais le noyau émis est plus lourd (par exemple ^{12}C, ^{14}C, ^{20}O, ^{24}Ne, ... ^{34}Si). Cette radioactivité est en compétition avec l'émission α, avec des rapports d'embranchements (des proportions d'émissions) majoritairement compris entre 10^{-10} et 10^{-17}.

Pour certains des noyaux les plus lourds, un autre type de réaction permet de diminuer l'instabilité : il s'agit de la fission spontanée. Le noyau se sépare en deux noyaux plus légers et quelques neutrons isolés. Ce phénomène est également en compétition avec l'émission α dans certains noyaux lourds.

Radioactivité β^-

La radioactivité β^- se produit dans les noyaux trop riches en neutrons, se situant sous la vallée de

stabilité de la carte des nucléides. Elle se caractérise par la transformation d'un neutron en proton, par le changement de saveur d'un quark (cf. 1.2.2.1). Le noyau ainsi formé est donc moins instable que le noyau d'origine. Afin de conserver la charge électrique, la transformation d'un neutron n en proton p s'accompagne, après une première étape (création puis désintégration d'un boson W^-), de l'emission d'un électron e^-, dont la charge négative équilibre la charge positive du proton. D'autres lois de conservations interviennent également dans cette réaction, telle que la conservation de la saveur leptonique. Sans entrer dans les détails, l'électron possède une charge de saveur leptonique dite électronique de +1, qui doit donc être équilibrée par une charge de même saveur valant -1 puisque l'état initial ne possède pas de saveur leptonique. Cette charge -1 est apportée par une antiparticule, qui ne doit pas modifier les charges électriques, et se trouve être l'antineutrino électronique $\bar{\nu_e}$. La désintégration β^- s'écrit sous la forme :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu_e} \tag{1.2.3}$$

Radioactivité β^+ et capture électronique

La radioactivité β^+ est la transformation d'un proton p en neutron n au sein du noyau. Cette radioactivité améliore la stabilité des noyaux déficients en neutrons, se trouvant au dessus de la vallée de stabilité sur la carte des nucléides. Afin d'équilibrer les charges électriques, un positon e^+, antiparticule de l'électron de charge électrique +1, est créé. Afin d'équilibrer les charges leptoniques, un neutrino électronique ν_e complète l'équation, qui s'écrit :

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \tag{1.2.4}$$

Pour les noyaux déficients en neutrons, un autre phénomène transformant un proton en neutron est en compétition avec la radioactivité β^+. Il s'agit de la capture électronique. Lors de celle-ci, le noyau absorbe un électron d'une des couches profondes du cortège atomique. L'électron et le proton réagissent pour former un neutron et un neutrino électronique, ce qui s'écrit sous la forme :

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \tag{1.2.5}$$

Ce deuxième mode de décroissance est plus favorable énergétiquement car il ne nécessite pas la création de particule massive (le positon). Il est la seule voie de décroissance ouverte pour certains noyaux déficients en neutrons pour lesquels l'énergie libérée lors de la réaction n'est pas suffisante pour créer la particule manquante. En revanche, ce phénomène nécessite également que le noyau puisse absorber un électron des couches profondes du cortège, et donc que celles-ci soient suffisamment proches de lui. La distance entre les couches électroniques profondes et le noyau diminue avec l'augmentation du nombre de protons. La probabilité de ce type de décroissance est donc plus importante pour les éléments les plus lourds. L'absorption d'un électron des couches profondes est suivie

d'une réorganisation du cortège électronique donnant lieu à l'émission de photons X.

Émissions γ post-radioactivité

Lors des différents modes de décroissance, il est fréquent que toute l'énergie disponible pour la réaction ne soit pas utilisée en énergie cinétique et en création de particules. Le reste de cette énergie est directement fourni au noyau fils sous forme d'énergie dite « d'excitation ». Le noyau n'est pas dans son état fondamental, mais dans un état d'énergie supérieure. Ces états excités se situent à des niveaux discrets en énergie. Les règles de la mécanique quantique permettent de décrire ces niveaux, dont certains seront explicités dans la section 1.3 concernant les modèles nucléaires. De la même manière qu'un noyau instable cherche à devenir stable, un noyau excité cherche à se libérer de son excitation. Pour cela, il passe d'un état à un autre d'énergie moins importante, jusqu'à ce qu'il ait atteint son niveau fondamental ou un niveau excité décroissant par radioactivité. La transition d'un état à un autre se fait par libération d'énergie, qui se matérialise principalement sous la forme d'un photon γ. Comme les niveaux d'énergies excités sont discrets, les énergies des émissions γ le sont aussi. De plus amples informations sur ces émissions de désexcitations se trouvent dans la sous-section 1.3.2.2.

1.3 Modèles nucléaires

Les sections précédentes de ce chapitre donnent une image de ce qu'est un noyau et de quelques phénomènes qui lui sont liés. L'observation et la description de ces phénomènes font partie du travail des physiciens nucléaires. Leur but est de développer des modèles visant à reproduire le comportement du noyau de manière quantitative et de prédire des propriétés inédites. Idéalement, un modèle unique, délivrant l'ensemble des propriétés et phénomènes liés au noyau, pourrait être construit.

Cette section présente différents modèles décrivant certaines facettes du noyau.

1.3.1 Modèle de la goutte liquide

Le premier modèle décrit dans ce manuscrit est un modèle phénoménologique dit « de la goutte liquide ». Le noyau est assimilé à un fluide (quantique), formé de nucléons à la place des molécules, et maintenu en cohésion par la force nucléaire en lieu et place des forces de Van der Walls. Ce modèle est phénoménologique car il s'attache à quantifier, à décrire, une grandeur observable, ici l'énergie de liaison du noyau, mais sans que celle-ci soit un résultat d'une théorie générale.

Ce modèle a conduit à la formule de Bethe et Weizsäker [Von Weizsäcker, 1935], [Bethe and

Bacher, 1936] donnant pour l'énergie de liaison E_L :

$$\begin{array}{rcccccccc} E_L & = & E_V & - & E_S & - & E_C & - & E_A & + & E_P \\ & = & a_V A & - & a_S A^{2/3} & - & a_C Z(Z-1)A^{-1/3} & - & a_A (N-Z)^2/A & + & a_P A^{-1/2} \end{array} \quad (1.3.1)$$

où :

- $\boldsymbol{E_V = a_V A}$ est le terme de volume, donc proportionnel au nombre de nucléons A. Ce terme rend compte de la force nucléaire, donc des interactions entre nucléons. Il considère chaque nucléon comme étant à l'intérieur du volume du noyau et à saturation des interactions avec les autres nucléons. Ces nucléons ressentent une force attractive de l'ordre de $a_V \approx 15{,}41 \pm 0{,}03$ MeV [Roy Chowdhury and Basu, 2006].

- $\boldsymbol{E_S = a_S A^{2/3}}$ est le terme de surface. Ce terme est une première correction au terme de volume. Il rend compte du fait que les nucléons se trouvant à la surface du noyau ont moins de voisins que ceux situés à l'intérieur du volume. Ils subissent donc moins d'interactions de la part des autres nucléons. Ce terme est donc proportionnel à la dimension de la surface du noyau, $A^{2/3}$, pour lequel, la correction apportée est de $a_S \approx 16{,}87 \pm 0{,}08$ MeV.

- $\boldsymbol{E_C = a_C Z(Z-1)A^{-1/3}}$ est le terme de Coulomb. Ce terme décrit la baisse de stabilité engendrée par la répulsion coulombienne entre protons. En considérant que le noyau est une sphère ayant une charge uniformément répartie, chacun des Z protons interagit avec un champ électrostatique formé par les $(Z-1)$ autres protons. Le terme est donc proportionnel à $Z(Z-1)$. Ce champ diminue avec la dilution de la charge sur de plus grandes distances. Le terme est donc inversement proportionnel à la distance $A^{1/3}$. Le facteur de proportionnalité prend en compte les différents termes venant de la forme, de la charge élémentaire ... et vaut $a_C \approx 0{,}70 \pm 0{,}02$ MeV.

- $\boldsymbol{E_A = a_A (N-Z)^2/A}$ est le terme d'asymétrie. Il a été rappelé que les noyaux gagnent en stabilité lorsque les nombres de protons et de neutrons sont égaux. Ce terme est donc proportionnel à $(N-Z)^2$. Il vaut donc 0 pour les noyaux ayant $N = Z$. Il contribue à diminuer l'énergie de liaison lorsque le noyau s'écarte de $N = Z$, quand le nombre de protons ou le nombre de neutrons augmente. Pour traduire le fait que les noyaux stables les plus lourds s'écartent de $N = Z$, la contribution de ce terme doit diminuer avec l'augmentation de la masse. De ce fait, il est également inversement proportionnel à A. Un coefficient de proportionnalité est toutefois nécessaire et vaut $a_A \approx 22{,}44 \pm 0{,}07$ MeV.

- $E_P = a_P A^{-1/2}$ est le terme d'appariement. Un noyau ayant des nombres pairs de protons Z ou de neutrons N est plus stable qu'un noyau ayant les deux impairs. Un noyau ayant N et Z pairs est plus stable qu'un noyau ayant A impair. En suivant ces variations de stabilités pour différentes séries, notamment grâce aux différences de masse des noyaux de même A, il a été montré que la sur-stabilité induite pour les noyaux pairs-pairs est égale à l'instabilité induite pour les noyaux impairs-impairs et que celle-ci diminue suivant $A^{1/2}$. Le dernier terme de l'équation de Bethe et Weizsäker prend donc comme référence les noyaux avec A impair, pour lesquels la correction vaut 0. Le terme est positif, donc liant, pour les noyaux pairs-pairs, et négatif, donc répulsif, pour les noyaux impairs-impairs. L'amplitude de cette correction vaut $a_P \approx 11{,}2 \pm 0{,}9$ MeV.

Ce modèle décrit bien la forme générale de la courbe de l'énergie de liaison par nucléon donnée en figure 1.2. En revanche, de nombreuses expériences ont montré que les noyaux ayant certains nombres de protons et/ou de neutrons sont plus stables que leurs voisins. Cette propriété n'est pas reproduite par le modèle de la goutte liquide.

1.3.2 Modèle en couches sphériques

Les nombres de protons ou de neutrons pour lesquels un noyau montre une sur-stabilité sont 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126. Ces nombres sont dits « magiques » pour les propriétés qu'ils apportent aux noyaux. Le modèle en couches [Mayer, 1948], [Haxel et al., 1950] s'attache à reproduire la sur-stabilité apportée par ces nombres de protons ou de neutrons. C'est donc également un modèle phénoménologique.

Dans ce modèle, le noyau est traité uniquement de manière quantique. Les neutrons et les protons sont des fermions, c'est-à-dire des particules ayant un spin (une propriété venant de la mécanique quantique) demi-entier. Ce type de particule obéit à des lois spécifiques, en particulier, des fermions de nature différente sont traités de manière indépendante. Ceci explique que les nombres magiques apparaissent pour les deux types de nucléons, et soient les mêmes.

Le remplissage d'un noyau par des nucléons devient alors un ensemble de deux problèmes de mécanique quantique, à N et Z corps qui n'ont pas de solutions analytiques. Pour chacun des deux problèmes, il est possible de trouver une solution en considérant que chaque nucléon est une particule individuelle interagissant avec tous les autres nucléons à travers le potentiel moyen qu'ils génèrent. D'un problème à N ou Z corps, il y a maintenant N ou Z problèmes à 1 corps.

En se plaçant dans un système à coordonnées centrales, l'équation de Schrödinger est :

$$H(r)\psi_i(r) \quad = \quad E(r)\psi_i(r) \tag{1.3.2}$$

Où :

- $\psi_i(r)$ est le système considéré, ici, 1 nucléon dans un potentiel moyen,
- $E(r)$ est l'énergie du système,
- $H(r)$ est l'opérateur hamiltonien composé de 2 parties, cinétique et potentielle.

Le potentiel moyen doit permettre de décrire un noyau. C'est pourquoi il est nécessaire qu'il soit sphérique, ait des bords diffus, une profondeur indépendante du nombre de nucléons,... En raffinant les potentiels répondant à ces critères, l'un d'eux donne une bonne approximation, c'est le potentiel de Woods-Saxon :

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \tag{1.3.3}$$

Dans ce potentiel, le paramètre V_0 donne la profondeur du puits de potentiel, R est le rayon du noyau et a représente une « épaisseur de la surface » du noyau. Ces trois paramètres sont ajustables de manière à reproduire les données expérimentales. Par un traitement en perturbation, ce potentiel peut être approximé par :

$$V_{W.S} \simeq V_{O.H} - DL^2 \tag{1.3.4}$$

Où $V_{O.H}$ est le potentiel de l'oscillateur harmonique quantique dont les solutions sont connues. Elles sont basées sur les nombres quantiques ℓ et n, respectivement, les moments cinétiques (valeurs propres de l'opérateur L) et les nombres quantiques principaux. Avec ce potentiel, les niveaux d'énergie des états sont dégénérés, c'est-à-dire que plusieurs configurations quantiques conduisent à la même énergie. C'est le cas par exemple pour les états $\{n{=}1,\ell{=}0\}$ et $\{n{=}0,\ \ell{=}2\}$. Pour lever cette dégénérescence, le terme « $-DL^2$ » a été ajouté. Il a pour effet de séparer les niveaux ayant des valeurs de ℓ différentes, comme c'est le cas dans l'exemple précédent. Avec ce potentiel, les nombres de nucléons donnant une sur-stabilité sont 2, 8, 20, 40, 70 ... Bien que les 3 premiers soient identiques à ceux observés, les suivants ne le sont pas. Ce potentiel n'est donc pas suffisant. Les niveaux d'énergie sur lesquels sont placés les nucléons ne dépendent que du nombre quantique principal et du moment cinétique mais pas du spin. Ainsi, pour remédier au fait que les nombres magiques du modèle ne sont pas les bons, et par analogie avec la physique atomique, un terme de spin-orbite a été ajouté au potentiel. Ce terme permet une levée de dégénérescence en spin des états précédents et s'écrit :

$$V_{s.o.} = -f(r)\overrightarrow{L}.\overrightarrow{S} \tag{1.3.5}$$

Où S est l'opérateur dont la valeur propre s est le spin du nucléon. Le potentiel spin-orbite écrit de cette manière ne commute pas avec L_z et S_z. En d'autres termes, il empêche d'utiliser directement ℓ et s comme base de projection des états quantiques. En introduisant :

$$\begin{aligned} J_z &= L_z + S_z \\ J^2 &= (L+S)^2 \end{aligned} \tag{1.3.6}$$

Le terme de spin-orbite devient alors :

$$\overrightarrow{L}.\overrightarrow{S} = \frac{J^2 - L^2 - S^2}{2} \tag{1.3.7}$$

Et le potentiel $V(r)$ devient alors :

$$\begin{aligned} V(r) &\simeq V_{O.H} - DL^2 + V_{s.o.} \\ &\simeq V_{O.H} - DL^2 - f(r)\frac{J^2-L^2-S^2}{2} \end{aligned} \tag{1.3.8}$$

La résolution de l'équation de Schrödinger avec ce potentiel permet de reproduire les niveaux d'énergies des états et notamment les écarts importants dans ces énergies pour les nombres magiques. Les bons opérateurs donnant les bons nombres quantiques sont donc N, L^2, S^2, J^2 et J_z.

1.3.2.1 Excitations individuelles

La partie précédente montre que la résolution de l'équation de Schrödinger conduit à considérer le système régi par ses nombres quantiques N, L^2, S^2, J^2 et J_z. Dans le modèle en couches sphériques, les états seront donc totalement décrits par ces nombres. En conséquence, chaque état aura un libellé comprenant ces nombres et une dégénérescence donnant le nombre de nucléons qu'il est possible de mettre sur la couche considérée. Les nucléons sont des fermions, ce qui fixe leur projection de spin à $\pm 1/2$. Pour chacun des deux types de nucléons, un ensemble d'états est accessible. Ces états suivent les règles de construction ci-après énoncées.

Pour une valeur de N donnée, n peut prendre les valeurs $n = 0, 1, ..., N/2$, ℓ les valeurs $\ell = N - 2n$ et $j = \ell \pm 1/2$. Un état est alors libellé par $(n+1, \ell, j)$. Il possède une parité valant $\pi = (-1)^\ell$, et une dégénérescence $g_s = (2j+1)$. Pour remplir complètement un état, il faut mettre g_s neutrons ou protons sur la couche correspondante. Dans le libellé de l'état, la valeur de ℓ est remplacée par une lettre : s pour 0, p pour 1, d pour 2, f pour 3, g pour 4 ... Les états et leurs propriétés sont récapitulés dans la table 1.1.

Pour déterminer le spin et la parité d'un noyau, il est considéré qu'une paire de particules identiques est couplée. Pour la paire, ils valent $J^\pi = 0^+$ et par conséquent celle-ci ne contribue pas au spin du noyau. Le niveau fondamental, ou niveau de Fermi, correspond au niveau atteint lors du remplissage des états sans apport d'énergie extérieure. Pour un noyau pair-pair, c'est donc un niveau 0^+ puisque tous les nucléons sont appariés.

Pour un noyau ayant A impair, seul le nucléon non apparié va contribuer, dans ce cas, $J = j$

N	n	ℓ	j	libellé	g_s	$\sum g_s$
	...	...	...	...	...	...
6	0	6	13/2	$1i^{13/2}$	14	126
	2	1	1/2	$3p^{1/2}$	2	112
	2	1	3/2	$3p^{3/2}$	4	110
	1	3	5/2	$2f^{5/2}$	6	106
	1	3	7/2	$2f^{7/2}$	8	100
	0	5	9/2	$1h^{9/2}$	10	92
5	0	5	11/2	$1h^{11/2}$	12	82
	2	0	1/2	$3s^{1/2}$	2	70
	1	2	3/2	$2d^{3/2}$	4	68
	1	2	5/2	$2d^{5/2}$	6	64
	0	4	7/2	$1g^{7/2}$	8	58
4	0	4	9/2	$1g^{9/2}$	10	50
	1	1	1/2	$2p^{1/2}$	2	40
	1	1	3/2	$2p^{3/2}$	4	38
	0	3	5/2	$1f^{5/2}$	6	34
3	0	3	7/2	$1f^{7/2}$	8	28
	1	0	1/2	$2s^{1/2}$	2	20
	0	2	3/2	$1d^{3/2}$	4	18
2	0	2	5/2	$1d^{5/2}$	6	14
	0	1	1/2	$1p^{1/2}$	2	8
1	0	1	3/2	$1p^{3/2}$	4	6
0	0	0	1/2	$1s^{1/2}$	2	2

TABLE 1.1 – Récapitulatif des niveaux des nucléons dans le modèle en couches sphériques.

et $\pi = (-1)^{\ell}$. Les états excités dits à « particule individuelle » s'obtiennent en faisant passer ce nucléon « célibataire » sur les couches supérieures. Dans le cas d'un noyau ayant N et Z pairs, une paire de nucléons de brise et un ou les deux nucléons peuvent alors être promus sur des couches supérieures. Les états excités du noyaux correspondent alors aux combinaisons des niveaux occupés par les deux nucléons.

Il existe 2 exceptions majeures à cette règle :

- lorsque le noyau a un nombre de neutrons ou de protons correspondant à un nombre magique moins un nucléon, le noyau préfère compléter sa couche magique et garder un trou dans une couche plus profonde,
- ces nombres magiques ne le sont que dans le modèle en couches sphériques. Lorsqu'il y a déformation, les couches se déforment aussi et les nombres magiques disparaissent ou changent.

Dans le cas où N et Z sont impairs, l'état fondamental et les premiers états excités corres-

pondent aux couplages entre les niveaux fondamentaux des 2 nucléons célibataires. On a alors :

$$\pi = \pi_1\pi_2 = (-1)^{\ell_1+\ell_2} \tag{1.3.9}$$

et J peut prendre les valeurs entières suivantes :

$$|j_1 - j_2| \leqslant J \leqslant j_1 + j_2 \tag{1.3.10}$$

1.3.2.2 Spin et parité des états d'excitation : les types de transitions

Il est rappelé dans la section précédente que les nucléons peuvent se trouver dans des états excités (sur des couches supérieures à celle de Fermi, qui est la dernière à contenir des nucléons lorsque le noyau est au repos). Ces états ne sont pas immuables. Le noyau cherche à retourner dans son état fondamental. Pour cela, il doit libérer son énergie d'excitation, l'énergie qu'il a « en trop ». Cette énergie est le plus souvent libérée, partie par partie ou dans sa totalité, en émettant un photon. L'énergie de ce photon correspond à la différence entre l'énergie du niveau de départ et celle du niveau d'arrivée du nucléon. En plus de son énergie, le photon émis a d'autres propriétés. En particulier, il possède un moment orbital L_γ et une parité π_γ. Pour un nucléon sur un niveau $J_i^{\pi_i}$ se désexcitant vers un niveau $J_f^{\pi_f}$, le photon est émis avec un moment et une parité correspondants à ce que le nucléon a perdu. Puisque $S_\gamma = 0$, les lois de la mécanique quantique imposent :

$$\begin{array}{rcl} |J_i - J_f| \leqslant & L_\gamma & \leqslant J_i + J_f \\ \pi_i\pi_f & = & \pi_\gamma \end{array} \tag{1.3.11}$$

Dans le cas d'une émission γ, les transitions à $\Delta J = 0$ sont interdites, donc $L_\gamma \geqslant 1$.

Les transitions naturelles ont L_γ minimal (soit $|J_i - J_f|$, soit $|J_i - J_f| + 1$ si $|J_i - J_f| = 0$).

Cela fixe L_γ et laisse deux possibilités pour π_γ :

- soit $\pi_\gamma = (-1)^{L_\gamma}$, dans ce cas la transition est de type électrique E,
- soit $\pi_\gamma = (-1)^{L_\gamma+1}$, dans ce cas la transition est de type magnétique M.

Pour caractériser entièrement une transition, il faut lui adjoindre son ordre multipolaire. Il correspond à la valeur de 2^{L_γ} :

- $L_\gamma = 0$, la transition est dite monopolaire (et est interdite dans le cas de l'émission γ, le noyau se désexcitera alors en passant par un niveau intermédiaire ou par un autre mode),
- $L_\gamma = 1$, la transition est dite dipolaire,
- $L_\gamma = 2$, la transition est dite quadrupolaire,
- $L_\gamma = 3$, la transition est dite octupolaire.

Probabilités de transitions selon Weisskopf

Blatt et Weisskopf [Weisskopf, 1951] ont montré par un développement semi-quantique que la probabilité de transition d'un état nucléaire « a » vers un état nucléaire « b » par unité de temps est donnée par :

$$T(\ell, m) = \frac{8\pi(\ell+1)}{\ell[(2\ell+1)!!]^2}\frac{\kappa^{2\ell+1}}{\hbar}|A(\ell, m) + A'(\ell, m)|^2 \tag{1.3.12}$$

Où :

- $(2\ell+1)!!$ correspond au produit des nombres entiers impairs positifs jusqu'à $(2\ell+1)$: $(2\ell+1) * (2\ell-1) * ... * 1$,
- $\kappa = 2\pi\nu/c$ est le nombre d'onde de la radiation émise,
- A et A' sont les éléments de la matrice multipolaire induite par le courant électrique et le champ magnétique,
- $\hbar$ est la constante de Planck réduite, qui vaut environ $1{,}054.10^{-34}$ J.s ou $6{,}582.10^{-16}$ eV.s.

En explicitant ces éléments de matrice, Weisskopf [Weisskopf, 1951] a montré que les probabilités de transitions pouvaient être approximées par :

$$\begin{array}{rcl} T_E(\ell) & \simeq & \frac{4{,}4(\ell+1)}{\ell[(2\ell+1)!!]^2}\left(\frac{3}{\ell+3}\right)^2\left(\frac{\hbar\omega}{197}\right)^{2\ell+1}(R)^{2\ell} \times 10^{21}s^{-1} \\ T_M(\ell) & \simeq & \frac{1{,}9(\ell+1)}{\ell[(2\ell+1)!!]^2}\left(\frac{3}{\ell+3}\right)^2\left(\frac{\hbar\omega}{197}\right)^{2\ell+1}(R)^{2\ell-2} \times 10^{21}s^{-1} \end{array} \tag{1.3.13}$$

Où :

- R est le rayon du noyau considéré, valant $1,2A^{1/3}$ fm,
- $\hbar\omega = E_\gamma$ est l'énergie du photon émis, exprimée en MeV.

Les probabilités théoriques des 4 premières transitions de chaque type s'écrivent donc :

$$\begin{array}{rcccl} \lambda(E1) & = & T_E(\ell=1) & = & 10^{14}A^{2/3}E_\gamma^3 \\ \lambda(E2) & = & T_E(\ell=2) & = & 7,4 \times 10^7 A^{4/3}E_\gamma^5 \\ \lambda(E3) & = & T_E(\ell=3) & = & 34A^2E_\gamma^7 \\ \lambda(E4) & = & T_E(\ell=4) & = & 1,1 \times 10^{-5}A^{8/3}E_\gamma^9 \end{array} \tag{1.3.14}$$

$$\begin{array}{rcccl} \lambda(M1) & = & T_M(\ell=1) & = & 3,1 \times 10^{13}E_\gamma^3 \\ \lambda(M2) & = & T_M(\ell=2) & = & 2,1 \times 10^7 A^{2/3}E_\gamma^5 \\ \lambda(M3) & = & T_M(\ell=3) & = & 10A^{4/3}E_\gamma^7 \\ \lambda(M4) & = & T_M(\ell=4) & = & 3,3 \times 10^{-6}A^2E_\gamma^9 \end{array} \tag{1.3.15}$$

La probabilité baissant rapidement avec l'augmentation de L_γ (environ 2 ordres de grandeur pour L_γ augmentant de 1), seules les deux transitions les plus probables sont à considérer.

1.3.3 Modèle de Hartree-Fock-Bogoliubov

Un modèle permettant d'obtenir les niveaux d'excitation des nucléons, ainsi que la forme des noyaux est le modèle de Hartree-Fock-Bogoliubov [Bogolyubov, 1959]. Il est basé sur un autre modèle, celui de Hartree-Fock. Ce dernier est un modèle à particules indépendantes baignant dans un champ moyen. En d'autres termes, les nucléons sont considérés comme indépendants les uns des autres. De plus, ils sont plongés dans un potentiel moyen généré par l'ensemble des autres nucléons du noyau. Dans ce modèle, la seule entrée est l'interaction entre nucléons. La différence principale avec la modèle présenté précédemment est que ce modèle se résout de manière itérative et autocohérente. À chaque itération, le champ moyen est recalculé, à partir du champ généré par chaque nucléon.

Afin de respecter les propriétés des nucléons, la fonction d'onde du système ψ_{HF} est représentée pour un déterminant de Slater, celui du produit antisymétrisé des A états ϕ_α à 1 nucléon [Berger, 1991]. L'énergie totale du noyau E est alors :

$$E = \frac{\langle \psi_{HF}|H|\psi_{HF}\rangle}{\langle \psi_{HF}|\psi_{HF}\rangle} \tag{1.3.16}$$

où :

$$\psi_{HF} = det[\phi_{\alpha 1} \cdot \phi_{\alpha 2} \cdot ... \cdot \phi_{\alpha A}] \tag{1.3.17}$$

et :

$$H = \sum_{i=1}^{A} \frac{\overrightarrow{p_i}^2}{2M} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^{A} v_{ij}^{eff} \tag{1.3.18}$$

M est la masse du nucléon, $\overrightarrow{p_i}$ son impulsion, et v_{ij}^{eff} est l'interaction entre nucléons.

La méthode de Lagrange permet de minimiser E sous certaines contraintes. Elle conduit à l'établissement de 2 fois A équations couplées, une pour ϕ_α et l'autre pour ϕ_α^* pour chaque nucléon. ϕ_α^* est l'état adjoint de ϕ_α. Il correspond à un état transposé et dont les composantes sont les conjuguées des coordonnées de ϕ_α. La résolution du système d'équations couplées conduit à l'établissement de nouvelles fonctions d'ondes pour les nucléons et donc à une nouvelle fonction d'onde pour le noyau. La méthode est appliquée jusqu'à atteindre une convergence.

La méthode de Hartree-Fock ne prend en considération que le champ moyen ressenti par un nucléon et généré par l'ensemble des autres. L'interaction résiduelle entre nucléons n'est donc pas prise en compte. Celle-ci a peu d'effets dans les noyaux magiques, mais influe pour les autres noyaux. Dans ce cas, la méthode de Hartree-Fock n'est plus suffisante. Des contributions de l'interaction résiduelle doivent être ajoutées. La contribution ayant le plus d'influence se trouve être la possibilité d'appariement entre les nucléons. La prise en compte de cette contribution est l'objet du modèle de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB).

La description du modèle HFB est plus légère dans le formalisme de la seconde quantifica-

tion. Elle sera donc effectuée dans ce cadre. Cette quantification consiste à remplacer les grandeurs classiques par des opérateurs quantiques. Dans le cas du modèle HFB, deux opérateurs sont particulièrement remarquables. Il s'agit de l'opérateur de création a_α^+ d'un nucléon dans l'état ϕ_α et de celui d'annihilation a_α d'un nucléon dans l'état ϕ_α. Dans ce formalisme, l'état $\phi_{\overline{\alpha}}$ est le renversé du temps de l'état ϕ_α. Ces deux états ont par conséquent des spins opposés. Deux nucléons dans chacun de ses états peuvent s'apparier. Un opérateur d'appariement $\hat{P}_{ij}$ peut être défini de la manière suivante :

$$P_{ij} = \hat{P}_{ij}|0\rangle = (u_\alpha + v_\alpha a_\alpha^+ a_{\overline{\alpha}}^+)|0\rangle = \frac{1}{v_\alpha}(u_\alpha a_\alpha - v_\alpha a_{\overline{\alpha}}^+)(u_\alpha a_{\overline{\alpha}} + v_\alpha a_\alpha^+)|0\rangle = \frac{1}{v_\alpha}\eta_\alpha \eta_{\overline{\alpha}}|0\rangle \tag{1.3.19}$$

où :

$$\eta_\alpha = u_\alpha a_\alpha - v_\alpha a_{\overline{\alpha}}^+ \tag{1.3.20}$$

$$\eta_{\overline{\alpha}} = u_\alpha a_{\overline{\alpha}} + v_\alpha a_\alpha^+ \tag{1.3.21}$$

η_α et $\eta_{\overline{\alpha}}$ sont les opérateurs d'annihilation de quasi-particules dans les états ϕ_α et $\phi_{\overline{\alpha}}$. u_α et v_α sont des densités de probabilités de présence dans l'état ϕ_α, d'un trou ou d'une particule respectivement. Cet état de quasi-particule est donc une superposition de particules et de trous. Il répond à la règle suivante : $u_\alpha^2 + v_\alpha^2 = 1$. Dans le modèle de Hartree-Fock décrit précédemment, un état est soit occupé par une particule (v_α=1 et u_α=0), soit par un trou (v_α=0, u_α=1).

Dans le modèle HFB et dans le formalisme décrit précédemment, l'état fondamental devient :

$$|\psi_{HFB}\rangle = \eta_{\alpha 1}\eta_{\overline{\alpha 1}}\eta_{\alpha 2}\eta_{\overline{\alpha 2}}...\eta_{\alpha j}\eta_{\overline{\alpha j}}...|0\rangle \tag{1.3.22}$$

C'est donc l'état vide de toute quasi-particule. Il correspond au niveau d'énergie de Fermi. La transformation du modèle de Hartree-Fock en celui de Hartree-Fock-Bogoliubov revient à passer d'états de particules indépendantes à des états de quasi-particules indépendantes [Meyer, 2000]. Dans ce modèle, la création de quasi-particules est une création d'excitation correspondant à la création d'un trou dans un état précédemment occupé et d'une particule dans un état précédemment libre.

Dans l'expression de $|\psi_{HFB}\rangle$, l'indice j indique que le nombre de nucléons n'est pas complètement défini [Bennaceur, 2012]. Pour y remédier, il faut ajouter une contrainte de manière à ce que le nombre moyen de particules soit égal au nombre de nucléons du noyau considéré. L'opérateur permettant d'obtenir le nombre moyen de particules est :

$$\hat{A} = \sum_\alpha a_\alpha^+ a_{\overline{\alpha}} \tag{1.3.23}$$

La contrainte s'écrit alors :

$$A = \frac{\langle \psi_{HFB} | \hat{A} | \psi_{HFB} \rangle}{\langle \psi_{HFB} | \psi_{HFB} \rangle} = \sum_{\alpha} v_{\alpha}^2 \tag{1.3.24}$$

La méthode de résolution est alors similaire à celle du modèle de Hartree-Fock. En utilisant la méthode de Lagrange, trouver l'état fondamental revient à minimiser l'équation suivante :

$$F = \frac{\langle \psi_{HFB} | \hat{H} | \psi_{HFB} \rangle}{\langle \psi_{HFB} | \psi_{HFB} \rangle} - \lambda [< \hat{N} > -N] \tag{1.3.25}$$

L'application de ce principe variationnel conduit à établir un système d'équations couplées pour les composantes des fonctions d'ondes de quasi-particules.

Le modèle ne prend en compte qu'un nombre pair de nucléons. Pour les noyaux impairs, la méthode du « *blocking* » est utilisée. Le nucléon célibataire est bloqué dans un état, qu'il interdit à la fois aux particules et aux trous. Les calculs sont effectués plusieurs fois, pour différents états bloqués. L'état bloqué minimisant l'énergie est alors choisi comme niveau fondamental.

Lors de l'application de la méthode variationnelle de Lagrange, d'autres contraintes peuvent être ajoutées. En particulier, il est possible d'ajouter un champ agissant sur la forme du noyau. L'équation à minimiser est alors :

$$F = \frac{\langle \psi_{HFB} | \hat{H} | \psi_{HFB} \rangle}{\langle \psi_{HFB} | \psi_{HFB} \rangle} - \lambda_N [< \hat{N} > -N] - \lambda_Q [< \hat{Q} > -Q] \tag{1.3.26}$$

Où Q est la déformation appliquée. La résolution de ces calculs pour différentes formes et intensités de déformations conduit à l'établissement des surfaces d'énergie de liaison en fonction de la déformation, comme celle présentée dans le paragraphe « Paramètres de déformation β et γ » de la sous-section 1.3.4.

1.3.4 Modèle en couches déformées

Le modèle détaillé dans la section 1.3.2 répartit les nucléons formant le noyau sur des couches d'énergies. Bien que ce modèle retranscrive très bien un certain nombre de propriétés des noyaux, notamment certains de leurs états excités, il n'est limité qu'à un nombre restreint de noyaux. En effet, les niveaux d'énergie donnés dans le modèle en couches sphériques ne sont valables que pour les noyaux effectivement sphériques. Ceux-ci sont les noyaux ayant des nombres de neutrons et/ou de protons proches des nombres magiques.

Afin de décrire un plus grand nombre de noyaux, il est nécessaire d'introduire la possibilité pour les noyaux d'être déformés. En s'éloignant sensiblement de la forme sphérique, il est possible par exemple de définir une élongation d'un ou plusieurs axes [Bohr and Mottelson, 1998]. Une élongation

d'un des axes entraîne la modification des fréquences de rotation selon cet axe. Cela modifie les positions des états d'énergie ($E = \hbar\omega$).

$$\begin{aligned} \omega_x &= \omega_0(\varepsilon,\gamma)\left[1-\tfrac{2}{3}\varepsilon\cos(\gamma+\tfrac{2\pi}{3})\right] \\ \omega_y &= \omega_0(\varepsilon,\gamma)\left[1-\tfrac{2}{3}\varepsilon\cos(\gamma-\tfrac{2\pi}{3})\right] \\ \omega_z &= \omega_0(\varepsilon,\gamma)\left[1-\tfrac{2}{3}\varepsilon\cos\gamma\right] \end{aligned} \tag{1.3.27}$$

Où ε est le degré de déformation et γ la déviation du noyau par rapport à la symétrie axiale. La dépendance en déformation du terme $\omega_0(\varepsilon,\gamma)$ est déterminée par la conservation du volume nucléaire ellipsoïdal lors des calculs des surfaces équipotentielles.

Les solutions de ω_x, ω_y et ω_z en fonction de $\gamma \in [-120^\circ; 60^\circ]$ peuvent être séparées selon trois intervalles équivalents par permutations des axes de symétries (par rotation de $\frac{\pi}{2}$ autour de ces axes). Pour la suite, les seules déformations considérées seront $\gamma \in [0^\circ; 60^\circ]$. Pour $\gamma = 0^\circ$, $\omega_x = \omega_y > \omega_z$, ce qui correspond à 2 axes identiques plus courts que le troisième, le noyau est allongé (« *prolate* »). Pour $\gamma = 60^\circ$, $\omega_x = \omega_y < \omega_z$, le noyau est aplati (« *oblate* »). Entre les deux, chaque axe a une élongation différente et le noyau a une déformation dite « triaxiale ».

La prise en compte de ces déformations dans le hamiltonien conduit à considérer le système régi par l'équation [Nilsson, 1955] :

$$H = H_{OH} - D.L^2 - CL.S + \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \tag{1.3.28}$$

La résolution de cette équation donne les énergies de chaque état. Le tracé de ces énergies en fonction du paramètre de déformation ε donne des diagrammes appelés « diagrammes de Nilsson ». Il en existe un pour les neutrons, un pour les protons, et en général seule une région est représentée, comme par exemple sur la figure 1.3, donnant les énergies des couches de neutrons pour $N \in [40, 82]$ en fonction du paramètre de déformation ε.

La déformation implique un changement des bons nombres quantiques associés au modèle en couches sphériques (sous-section 1.3.2). Les états sont alors libellés par le nouveau jeu de bons nombres quantiques : $\Omega[N, n_z, \Lambda]$. N est le nombre quantique principal, n_z est le nombre de nœuds de la fonction d'onde sur l'axe de symétrie, Λ est la projection du moment orbital L sur l'axe de symétrie et Ω est la projection du moment angulaire J sur ce même axe. La projection de J implique une levée de la dégénérescence en j du modèle en couches sphériques. Dans ce modèle, chaque niveau est 2 fois dégénéré car la seule contribution du spin est un terme en S^2, qui ne lève pas sa dégénérescence. Sur la figure 1.3, les différents niveaux accessibles aux neutrons se croisent pour $\varepsilon = 0$, où le noyau est sphérique. Pourchaque croisement, l'orbitale est caractérisée par les nombres quantiques sphériques. Chaque couche réagit de manière particulière à la déformation, abaissant ou augmentant son énergie suivant l'intensité de la déformation. Ainsi, la couches 5/2[412] ($N = 52$, de

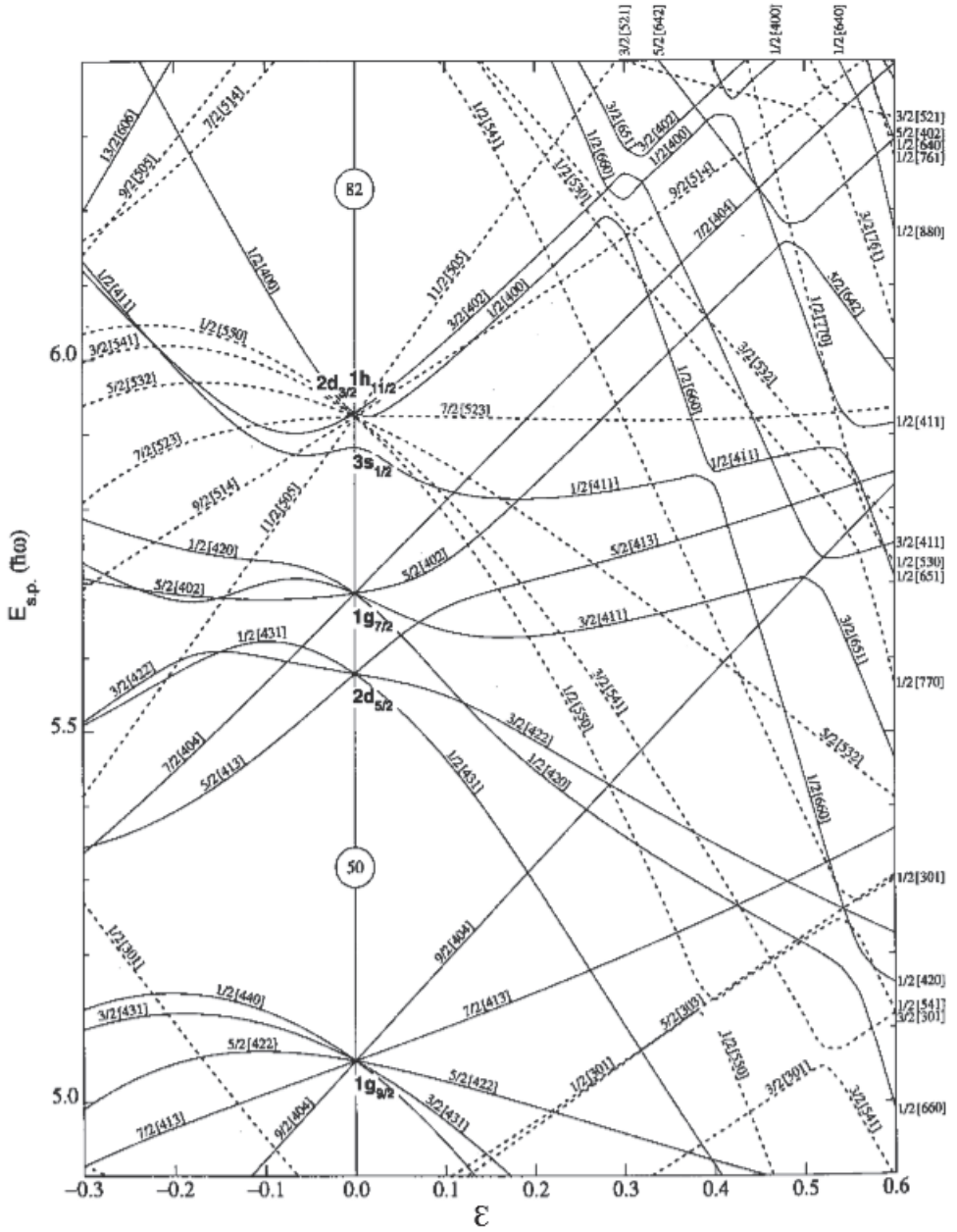


FIGURE 1.3 – Diagramme de Nilsson [Nilsson, 1955] pour les neutrons, entre N=40 et N=82. Figure issue de [Firestone et al., 1996].

$\varepsilon = -0,3$ à 0), appartenant à l'orbitale sphérique $2d_{5/2}$ possède une énergie plus basse pour ε négatif. Elle diminue le *gap* en énergie du nombre magique sphérique $N = 50$ lorsque le noyau s'éloigne de la sphéricité vers ces déformations. À l'inverse, lorsque ε est positif, l'énergie de cette couche augmente. Elle croise alors d'autres couches dont les énergies diminuent avec ce type de déformation. Ainsi, pour une déformation très importante ($\varepsilon = 0,6$), cette couche ne sera remplie qu'à partir du $77^{ième}$ neutron. Pour un nombre de neutrons donné, la forme la plus stable est celle qui minimise l'énergie.

Paramètres de déformation β et γ

La résolution du hamiltonien nucléaire considérant la déformation permet d'obtenir d'autres résultats que les diagrammes de Nilsson évoqués précédemment. L'un d'eux est une représentation de l'énergie potentielle du noyau en fonction de la déformation. Ces surfaces ont été calculées pour divers noyaux ayant N et Z pairs [Hilaire and Girod, 2012], dont le ^{112}Ru donné en exemple figure 1.4. La forme la plus stable du noyau correspond au minimum de cette surface. Les noyaux ayant un nombre de protons et/ou de neutrons pair possèdent un nombre de configurations bien plus importants à explorer. Le calcul de l'énergie potentielle suivant la déformation n'est alors effectué qu'en une dimension, le long des axes.

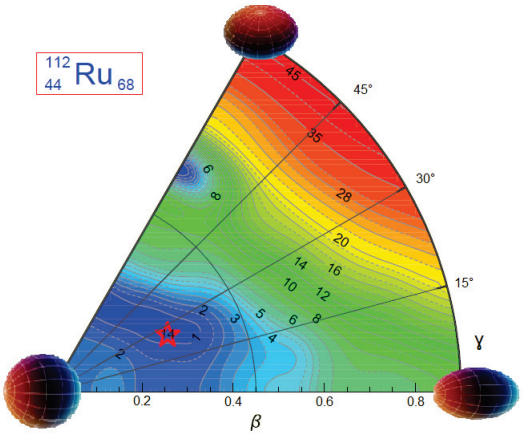


FIGURE 1.4 – Surface d'énergie potentielle du ^{112}Ru, en fonction des paramètres de déformation β et γ. La figure est le résultat de calculs Hartree-Fock-Bogoliubov, utilisant l'interaction nucléon-nucléon de Gogny D1S [Hilaire and Girod, 2012]. L'étoile rouge correspond à une correction de la forme fondamentale du noyau.

Ces surfaces d'énergie sont généralement tracées en fonction des paramètres de déformation β et γ. La définition de ce dernier ne change pas par rapport à la section précédente. Le paramètre β est une mesure de l'amplitude de déformation, semblable au paramètre ε précédent. Les deux paramètres sont liés par la relation [Löbner et al., 1970] :

$$\beta = \sqrt{\pi/5}\left(\frac{4}{3}\varepsilon + \frac{4}{9}\varepsilon^2 + \frac{4}{27}\varepsilon^3 + \frac{4}{81}\varepsilon^4 + ...\right) \tag{1.3.29}$$

Cette relation devient $\varepsilon \approx 0.95\beta$ pour de petites valeurs de l'amplitude de déformation. Une valeur de $\beta = 0.6$ équivaut à une grande déformation puisqu'elle correspond à un rapport de 1 pour 2 entre les petits et grands rayons d'un noyau allongé (cas $\gamma = 0°$). Ces noyaux sont d'ailleurs appelés « super-déformés ».

Sur la figure 1.4, une représentation d'un noyau sphérique est donnée au point correspondant ($\beta = 0$). Des représentations de formes allongées et aplaties sont données au bout des axes leur correspondant (respectivement $\gamma = 0°$ et $\gamma = 60°$). L'étoile rouge correspond à la forme du noyau

dans son état fondamental, corrigée en ajoutant une composante dynamique au modèle. Elle indique que ce noyau est triaxial. Le « puits » correspondant à cette forme étant large, le noyau est dit « mou ». C'est-à-dire qu'il est facilement déformable. La présence d'un second minimum sur cette surface ($\beta \sim 0,55$ et $\gamma = 60°$) indique que le noyau pourrait avoir un état isomère (ou métastable : ayant une durée de vie plus longue que la normale) correspondant à une forme aplatie.

Ces calculs sont parfois réalisés dans le modèle du « *cranking* ». Ce modèle permet une représentation simplifiée d'un noyau en rotation. Il considère le noyau comme étant au repos dans un référentiel tournant. Ce modèle permet de lever la dégénérescence en spin des états nucléaires en différenciant les états de spin « *up* » et « *down* ». Les niveaux d'énergie (et les surfaces d'énergie) calculés dans ce modèle sont alors fonction de la rotation et appelés « routhians ».

1.3.5 Modèle *IBM : Interacting Boson Model*

Le modèle *IBM* [Arima and Iachello, 1975] est un modèle quantique permettant principalement de décrire les états collectifs des noyaux.

Dans le modèle en couches, lorsque le nombre de nucléons A augmente, le nombre de degrés de liberté (de niveaux accessibles aux nucléons) devient très important. Pour optimiser les calculs numériques, cet espace est réduit et un choix est fait pour ne laisser que certains niveaux accessibles. Ce choix doit être le plus réaliste possible et suffisamment restreint pour permettre le calcul. Ce choix est un biais du modèle. *IBM* propose une solution à ce problème.

IBM fait intervenir les interactions entre N bosons, portant 0 (bosons s) ou 2 (bosons d) unités de moment angulaire. Deux interprétations physiques très différentes ont été proposées, chacune s'adaptant le mieux à certains noyaux. La première interprétation ne donne pas de sens physique aux bosons s, mais la destruction d'un boson s et la création d'un boson d correspond à l'excitation d'un phonon quadrupolaire. N n'a pas de signification physique non plus mais doit être suffisamment grand pour que la limite $N \to \infty$ s'applique. Dans la seconde interprétation, les bosons s et d sont des approximations de paires de nucléons de valence. N est alors le nombre de paires de nucléons de valence.

Les états d'énergie des noyaux sont donnés par les solutions du hamiltonien à 9 paramètres [Elliott, 1985] suivant :

$$\begin{aligned} H &= \epsilon_s \hat{n}_s + \epsilon_d \hat{n}_d + \sum_{L=0,2,4} \tfrac{1}{2} c_L (d^+ d^+)^{(L)} \cdot (dd)^{(L)} + (10)^{-1/2} \tilde{v}_2 [(d^+ d^+)^{(2)} \cdot ds + s^+ d^+ \cdot (dd)^{(2)}] \\ &\quad + (20)^{-1/2} \tilde{v}_0 [d^+ \cdot d^+ ss + s^+ s^+ d \cdot d] + (5)^{-1/2} u_2 d^+ s^+ \cdot ds + \tfrac{1}{2} u_0 s^+ s^+ ss \end{aligned} \tag{1.3.30}$$

Où :

- s et d sont les opérateurs création de bosons s et d respectivement,

- s^+ et d^+ sont les opérateurs annihilation de bosons s et d respectivement,
- $\hat{n}_s$ et $\hat{n}_d$ sont les opérateurs nombres de bosons de chaque type,
- ϵ_s et ϵ_d sont les paramètres associés aux nombres de bosons,
- c_0, c_2, c_4, $\tilde{v}_2$, $\tilde{v}_0$, u_2 et u_0 sont les paramètres d'interaction.

Ces derniers sont liés à la matrice d'interaction à deux bosons par les relations :

$$\begin{aligned} \langle ddL|H|ddL\rangle &= 2\epsilon_d + c_L \\ \langle dsD|H|dsD\rangle &= \epsilon_s + \epsilon_d + 5^{-1/2}u_2 \\ \langle ssS|H|ssS\rangle &= 2\epsilon_s + u_0 \\ \langle ddD|H|dsD\rangle &= 5^{-1/2}\hat{v}_2 \\ \langle ddS|H|ssS\rangle &= \hat{v}_0 \end{aligned} \tag{1.3.31}$$

Où L peut prendre les valeurs 0, 2 ou 4, D correspond à $L = 2$ et S à $L = 0$.

L'ajustement des 9 paramètres permet d'obtenir les états collectifs des noyaux, qu'ils proviennent de rotations ou de vibrations. Dans cette version du modèle, tous les états sont pairs. En conséquence, seuls certains types de transitions sont décrits, les transitions électriques paires et magnétiques impaires.

Plusieurs autres versions d'*IBM* existent. Au modèle précédemment décrit, elles ajoutent différents ingrédients qui peuvent être :

- des bosons d'ordres pairs supérieurs à S et D,
- des bosons d'ordres impairs permettant de décrire les états de parité négative,
- la distinction entre paires de protons et paires de neutrons (*IBM2*),
- les paires proton-neutron,
- l'interaction avec un fermion pour décrire les noyaux ayant un nombre de nucléons impairs.

Ce modèle, dans ces différentes versions a été utilisé pour décrire certains des noyaux présentés dans l'état de l'art du chapitre 3.

1.4 Les réactions nucléaires

Afin d'étudier les propriétés des différents isotopes nucléaires dans des conditions extrêmes d'excitation, de rotations ou de proportion de neutrons, il est nécessaire de créer les noyaux dans les états correspondants. En dehors des radioactivités évoquées dans ce manuscrit (voir sous-section 1.2.2.3), il est possible de créer des noyaux artificiellement par réactions nucléaires. À l'aide d'accélérateurs ou de réacteurs, un faisceau composé de noyaux est projeté contre une cible. Suivant l'énergie avec laquelle le faisceau heurte la cible, différentes réactions peuvent avoir lieu. Parmi ces réactions, la fusion correspond à la formation d'un « noyau composé », somme des noyaux projectiles et cibles. Suivant l'excitation de ce « noyau composé », différents parcours de désexcitations lui sont

accessibles.

La réaction conduisant à la formation du noyau composé sera décrite dans une première partie. En particulier, la notion de section efficace sera abordée. Une présentation des possibilités de désexcitation d'un noyau sera ensuite exposée.

1.4.1 Section efficace

Afin qu'une réaction ait lieu, il faut que les noyaux impliqués se rencontrent. Différents facteurs influencent la réaction qui va se manifester. L'un d'eux est la vitesse des noyaux du faisceau. Elle apporte de l'énergie à la réaction. Un autre facteur est le paramètre d'impact. Il est défini par la distance séparant les centres des projections des deux noyaux sur un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. À faible paramètre d'impact, si l'énergie est suffisante mais pas trop importante, la réaction induite est la fusion nucléaire. À plus haute énergie, d'autres réactions interviennent.

Si le flux de particules du faisceau est connu, une manière de quantifier le nombre de réactions se produisant est de connaitre leurs probabilités d'occurence. Une grandeur représente ces probabilités. Il s'agit de la section efficace σ. Elle symbolise la surface que représente le noyau cible vis à vis du faisceau incident. Son unité est donc celle d'une surface et peut s'exprimer en m^2. Une unité plus adaptée est le barn (b) et celui-ci vaut 1 b = 1.10^{-28} m^2. Elle correspond à l'ordre de grandeur de la section efficace géométrique, c'est-à-dire la surface effectivement décrite par le noyau cible.

Le taux de réaction τ est défini par la relation suivante [Bussac and Reuss, 1978] :

$$\tau = \mathcal{P}\Phi \tag{1.4.1}$$

où Φ est le flux de noyaux du faisceau et $\mathcal{P}$ est la probabilité d'interaction d'un noyau du faisceau avec un noyau de la cible. Cette probabilité vaut :

$$\mathcal{P} = \frac{N\sigma}{S} \tag{1.4.2}$$

N est le nombre de noyaux par cm^3 de cible. S est la section de surface de la cible dans l'axe du faisceau.

Un facteur limitant certaines réactions, en particulier la réaction de fusion, est la répulsion coulombienne. Elle provient de la répulsion exercée entre les charges positives des protons des deux noyaux impliqués. Le potentiel de Coulomb V_c représentant cette répulsion est [Bass, 1980] :

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_c} \tag{1.4.3}$$

Où Z_1 et Z_2 sont les nombres de protons des deux noyaux impliqués dans la réaction, e est la charge

élémentaire et R_c est un paramètre représentant la distance à laquelle ces charges interagissent. Ce paramètre vaut environ 1,3 fois la somme des rayons des noyaux cibles et projectiles. Il en découle que dans le cas d'un faisceau composé uniquement de neutrons, la répulsion coulombienne n'intervient pas.

Un autre facteur influant sur les sections efficaces des différentes réactions est l'énergie du faisceau. Il découle assez aisément du paragraphe précédent qu'une énergie de faisceau inférieure à la barrière coulombienne limite les réactions de contact, donc la fusion (hors fusion par effet tunnel). Dans le cas des réactions d'absorption d'un neutron, la réaction est possible même à très basse énergie. La section efficace de fission du ^{235}U induite par neutron en fonction de l'énergie de ce dernier est présentée en figure 1.5. La probabilité de cette réaction diminue avec l'augmentation de l'énergie. Elle peut être approchée par une loi empirique en 1/v (v : vitesse du neutron). Un domaine d'énergie ($\sim$[10^{-5} ;10^{-3}] MeV) se dégage de cette loi. Il s'agit du domaine des résonances. Ce sont des énergies très spécifiques pour lesquelles la section efficace augmente brusquement. Cela est dû à la présence d'états excités du noyau formé qui facilitent la réaction pour ces énergies.

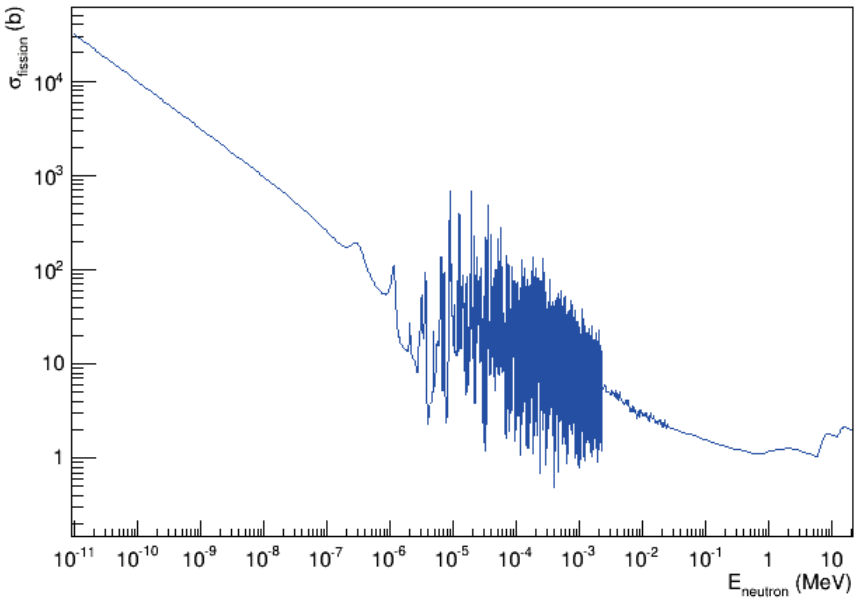


FIGURE 1.5 – Section efficace de fission ($\sigma_{fission}$) induite par neutron de l'^{235}U en fonction de l'énergie incidente du neutron ($E_{neutron}$). Figure adaptée de ENDF/B-VII [Young et al., 2010].

1.4.2 Cascades de désexcitations

Lorsqu'un noyau est formé par réaction nucléaire, il n'est généralement pas dans son état fondamental. Il contient plus d'énergie que sa seule énergie de masse au repos. Cette énergie excédentaire peut se manifester sous forme d'excitations individuelles des nucléons (voir 1.3.2), ou collectives, sous forme de rotations et de vibrations. L'excitation du noyau se symbolise par un point dans un plan

donnant l'énergie d'excitation en fonction du moment angulaire (rotation). Un exemple de ce type de figure, tiré de [Bass, 1980] est donné figure 1.6. Ce plan est séparé en plusieurs zones définies par leurs modes de désexcitations. Les limites de ces zones peuvent varier selon le noyau.

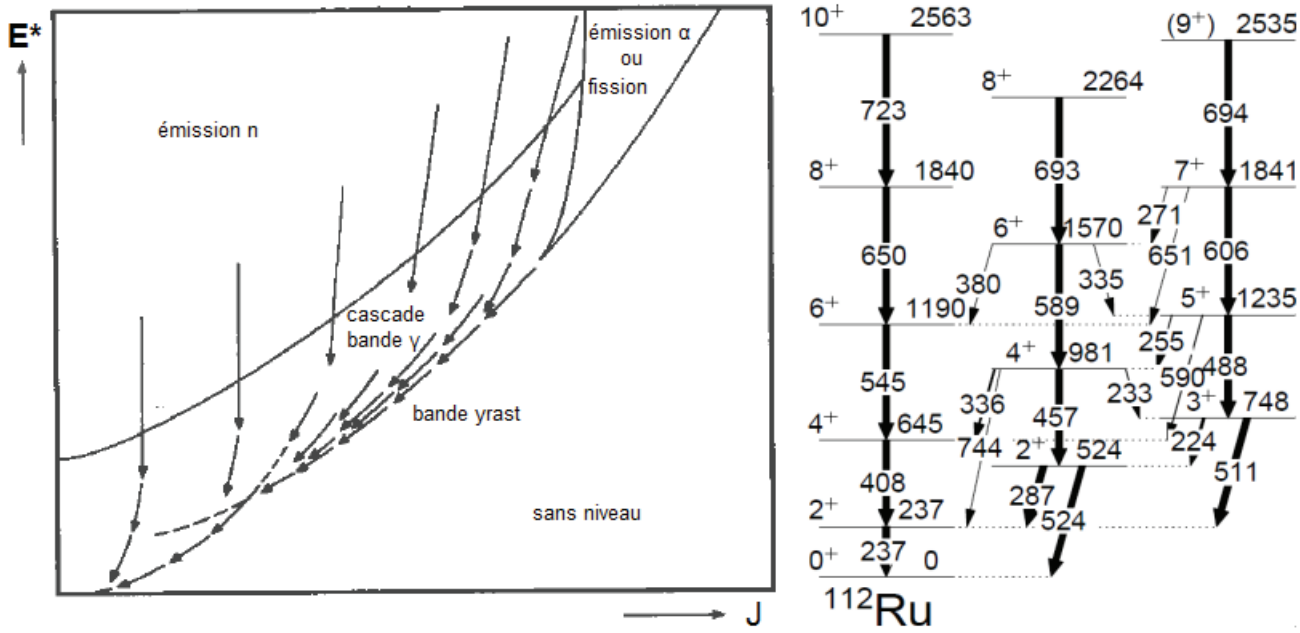


FIGURE 1.6 – (À gauche) Plan représentant les différentes désexcitations nucléaires en fonction de l'énergie d'excitation (E*) et du moment angulaire (J). Figure adaptée de [Bass, 1980]. (À droite) Schéma de niveaux partiel du ^{112}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

La zone marquée « sans niveaux » est interdite. Elle est située sous la ligne *yrast*, qui est la ligne de plus petite excitation pour un moment angulaire. En d'autres termes, dans cette zone l'énergie d'excitation est inférieure à sa seule composante en énergie de rotation. Ceci étant impossible, aucun état n'existe dans cette zone.

La zone à hautes énergies d'excitation et hauts moments angulaires, se désexcitera par émission α ou par fission. La décroissance « statistique » des noyaux fortement excités et avec beaucoup de moment angulaire suit les lois de la physique statistique [Bohr, 1936], [Ericson, 1958]. C'est donc un phénomène complexe dans sa nature.

La zone correspondant aux hautes énergies d'excitation pour des rotations moins rapides que dans la zone précédente se désexcite par émission de nucléons. L'énergie d'excitation sans prise en compte de sa composante de rotation est supérieure à l'énergie de liaison des nucléons (voir 1.2.2.2). Ceci a pour effet l'éjection d'un nucléon. Le nucléon émis sera un neutron pour les noyaux riches en neutrons, et un proton dans le cas d'un noyau déficient en neutrons.

La fission ou l'émission de particule α ou de nucléons conduit à la formation d'un nouveau noyau. Ce noyau n'est généralement pas dans son état fondamental. Son excitation peut également être symbolisée par un point dans le plan énergie d'excitation - rotation de ce noyau.

La dernière zone, située entre les 3 zones précédentes et contenant le niveau fondamental se désexcite par émission γ. Après un ensemble de désexcitations statistiques formant un continuum, l'émission d'un photon se fait d'un état discret à un autre. Un seul photon n'est généralement pas suffisant pour atteindre l'état fondamental, ce qui conduit à la création de cascades de photons. Ces cascades correspondent à différents « chemins » entre l'état initial et l'état fondamental. Le schéma de niveaux partiel du ^{112}Ru, donné en exemple figure 1.6 montre des niveaux excités de ce noyau, répartis sur trois colonnes (appelées « bandes ») et reliés par des flèches symbolisant des photons. Sur cette figure, les différentes cascades peuvent être suivies en regardant pour chaque état quelles désexcitations sont possibles. Pour les états de la colonne de gauche, une seule cascade est disponible. En revanche, pour ceux des deux colonnes de droite, différentes cascades sont possibles, soit en se désexcitant uniquement vers des niveaux de leur bande, soit en passant par les autres bandes. Le noyau ayant N et Z pairs, le niveau fondamental est un 0^+. La bande de gauche, basée sur le niveau fondamental et ayant $\Delta I = 2$, caractérise un noyau légèrement déformée en rotation. Les deux autres bandes, ayant des transitions au sein de la bande $\Delta I = 2$ et $\Delta I = 1$ vers l'autre bande, caractérisent un noyau vibrant autour d'une position d'équilibre. Les différents chemins de désexcitation représentent les possibilités que le noyau a, partant d'une excitation particulière (ici rotation ou vibration), pour atteindre son niveau fondamental, au repos.

La spectroscopie gamma est l'étude de ces désexcitations par photons. La création des schémas de niveaux et leur analyse permettent de déduire les propriétés physiques du noyau considéré.

Une cascade de désexcitations est une succession des différents types d'émissions permettant de rejoindre le niveau fondamental d'un noyau en partant d'un noyau formé dans un état excité.

1.4.3 Réactions de fission : vers les noyaux riches en neutrons

L'étude décrite dans ce manuscrit a été réalisée sur des noyaux riches en neutrons. Ces noyaux ont été produits dans des états excités afin d'en étudier les émissions γ. Un moyen de produire des noyaux riches en neutrons est la fission nucléaire de noyaux lourds. La carte donnant les noyaux en fonction de leurs nombres de protons et de neutrons (voir figure 1.1) montre une inflexion des noyaux stables les plus lourds du côté riche en neutrons. Ces noyaux peuvent être utilisés pour réaliser des expériences. Ils ont une proportion de neutrons plus importante que les noyaux stables plus légers. Leur fission permet donc de produire des noyaux gardant une proportion de neutrons importante. La fission des noyaux lourds peut être spontanée, ou induite. Ce deuxième cas arrive lorsqu'un déséquilibre est introduit dans le noyau, soit sous forme d'énergie, soit en les produisant par fusion de noyaux ou en leur apportant un neutron.

La fission induite par neutron est schématisée figure 1.7. Le noyau cible reçoit un neutron, formant un isotope plus lourd et excité. Cette excitation est suffisante pour faire fissionner le noyau.

Celui-ci va se séparer en 2 noyaux plus légers, complémentaires l'un de l'autre, et quelques neutrons.

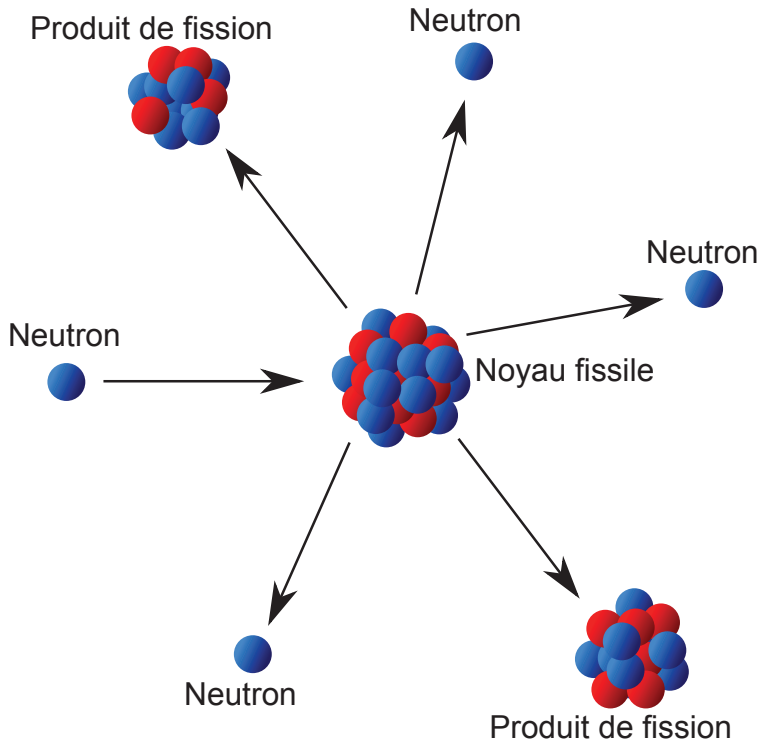


FIGURE 1.7 – Représentation schématique d'une fission induite par neutron.

Le nombre moyen de neutrons émis dépend du noyau qui fissionne mais également de l'énergie excédentaire apportée lors de la réaction. Pour une réaction induite par neutron, moins celui-ci est énergétique, moins il y aura de neutrons évaporés. Le taux moyen de neutrons des produits de fission sera donc plus important avec un neutron lent qu'avec un neutron plus énergétique. Les produits de fission resteront donc plus riches en neutrons dans le premier cas.

L'énergie excédentaire générée lors de la réaction initiale et pendant la fission se répartit dans l'émission des neutrons, dans l'énergie cinétique des neutrons et des produits de fission, et dans l'énergie d'excitation des produits de fission. Après avoir éventuellement émis quelques neutrons, ces produits de fission se désexcitent par émission γ. Pour les deux noyaux, cette émission est généralement simultanée. En conséquence, un détecteur de rayonnement γ détectera les émissions des 2 produits sur une plage de temps très petite. Ces émissions γ sont alors dites en coïncidences. La manière de traiter de telles informations sera expliquée dans la sous-section 2.2.5.

Pour les expériences de fission suivant une réaction de fusion d'ions lourds, appelées expériences de fusion-fission, le processus est identique. Une part de l'énergie incidente est apportée par les ions du faisceau. Il est toutefois à noter que dans ce cas, la barrière coulombienne empêche d'avoir une réaction de fusion à très basse énergie de faisceau. Pour ce type d'expérience, suivant l'énergie du faisceau et le paramètre d'impact, d'autres réactions que celle de fusion peuvent avoir lieu.

Pour les fissions spontanées, le processus est identique à celui des fissions induites par neutrons, mais sans l'apport du neutron au départ. Le noyau considéré contient déjà les ingrédients le conduisant à la fission. Dans ce cas, le nombre moyen de neutrons émis ne varie pas. Ce type de fission a beaucoup été utilisé pour étudier les noyaux riches en neutrons. En effet, ces expériences ne nécessitent pas de faisceau et seuls le détecteur et la source sont nécessaires ce qui limite les ressources expérimentales.

1.5 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, un historique des découvertes a mené à la compréhension actuelle de ce qu'est un noyau atomique. Le cheminement a été long pour arriver aux découvertes du proton par Rutherford en 1919 et du neutron par Chadwick en 1932. Avec les découvertes de ces 2 types de nucléons, la constitution du noyau était comprise.

La stabilité du noyau a été décrite dans une seconde partie. Une carte des nucléides qui donne pour chaque noyau son caractère stable ou le type de radioactivité qu'il émet, a servi de guide pour cette description. Les 3 interactions fondamentales régissant cette stabilité ou certaines radioactivités ont été décrites dans un premier temps, puis l'énergie de liaison du noyau a été abordée. Dans un dernier temps, les différentes radioactivités ont été décrites.

Une troisième partie a introduit différents modèles, chacun décrivant certains aspects particuliers du noyau. Le premier modèle décrit est un modèle phénoménologique, celui de la goutte liquide. Ce modèle décrit bien la forme générale de l'énergie de liaison. Le deuxième modèle à être décrit est le modèle en couches sphériques, qui place les nucléons sur des niveaux quantiques. Ce modèle décrit bien les excitations individuelles des noyaux autour des nombres magiques de nucléons. Les modèles quantiques permettent également de décrire la déformation des noyaux. Un modèle décrivant à la fois les excitations individuelles et la déformation est finalement présenté. Il s'agit du modèle de Hartree-Fock-Bogoliubov. Enfin, le modèle quantique *Interacting Boson Model (IBM)* est abordé.

La dernière partie de ce chapitre a été consacrée à la description sommaire des réactions nucléaires. Ce sont elles qui permettent de produire les noyaux étudiés par les physiciens nucléaires. Ces études conduisent à l'établissement des modèles évoqués précédemment.

Ce chapitre a introduit les différentes notions théoriques permettant la compréhension de l'étude reportée dans ce manuscrit. À la lumière de ces notions, les expériences et les études décrites dans les chapitres suivants prennent leur sens.

2 Détecteurs et préanalyse des expériences « EXILL »

Ce chapitre est consacré à la description des expériences EXOGAM à l'Institut Laue Langevin (EXILL) et du dispositif expérimental utilisé. Ces expériences ont eu lieu à Grenoble entre 2012 et 2013. Une première partie est consacrée à la description du dispositif expérimental, de son principe à sa mise en œuvre. La partie suivante est consacrée à la mise en forme des données. L'analyse des données brutes constitue la dernière partie de ce chapitre.

2.1 Description des expériences

Les expériences EXILL sont le résultat de la disponibilité du détecteur EXOGAM (voir sous-section 2.1.2), durant la fermeture hivernale du GANIL en 2012-2013. Ces expériences nécéssitent un très bon détecteur de rayonnement γ, comme c'est le cas d'EXOGAM. Pendant la période hivernale, ce multi-détecteur de rayonnements γ a été placé auprès du réacteur nucléaire de faible puissance de l'ILL à Grenoble. Une photographie du dispositif expérimental est présentée sur la figure 2.1. Les deux campagnes de mesures dites EXILL ont vu plusieurs cibles, composées d'actinides et/ou d'autres matériaux être placées dans le détecteur. Un faisceau de neutrons froids a permis des réactions de captures radiatives ou de fissions induites par neutrons. L'arrivée de ce faisceau dans le détecteur correspond au tube vertical du bas de la photographie 2.1. Les rayonnements de désexcitation émis par les produits de fissions ou par les noyaux formés par captures ont été collectés par le multi-détecteur pour être analysés. Sur la figure, les cylindres verts et beiges sont les dewars des différents détecteurs. Ces récipients isothermes servent au refroidissement du détecteur et sont alimentés par les tuyaux thermiquement isolés.

2.1.1 Institut Laue-Langevin

L'Institut Laue-Langevin (ILL) [Web Support Team, 2015] est un centre de recherche international qui a vu le jour en 1967 sous l'impulsion de Louis Néel et de Heinz Maier-Leibnitz. Leur

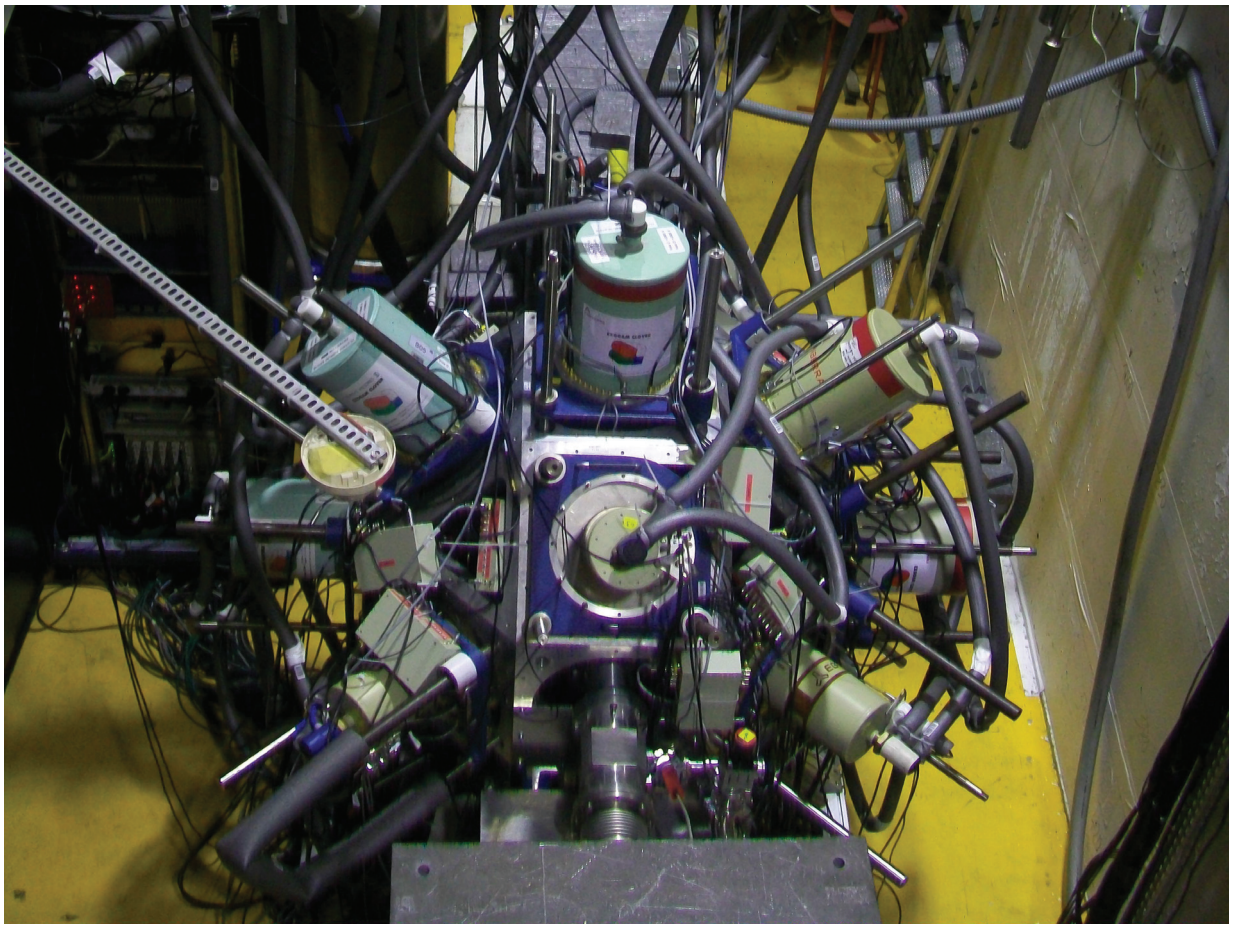


FIGURE 2.1 – Photographie du dispositif expérimental de la campagne de spectroscopie γ EXILL.

but, lors de la création de ce laboratoire, était de fournir une source intense de neutrons pour la recherche.

L'Institut est géré par la France, l'Allemagne et la Grande-Bretagne qui financent chacun un quart de son budget. La partie restante est financée par les autres pays participant scientifiquement.

2.1.1.1 Réacteur de recherche

La source de neutrons voulue par les deux physiciens à l'origine de la création de l'ILL est le Réacteur à Haut Flux (HRF). C'est un réacteur compact dédié uniquement à la recherche. Il délivre une puissance thermique de 58,3 MW, qui n'est pas utilisée mais est évacuée par un circuit de refroidissement secondaire, vers l'eau du Drac. Son cœur est composé de 10 kg d'uranium fortement enrichi en ^{235}U. La fission est auto-entretenue. Elle est contrôlée à l'aide d'une barre absorbante de neutrons. Cette barre de contrôle est retirée au fur et à mesure de la consommation du combustible afin de maintenir une puissance stable. De plus, le réacteur possède également 5 barres absorbantes permettant l'arrêt d'urgence du réacteur. Le HRF fonctionne par cycles de 50 jours, suivis d'une

période d'arrêt permettant le rechargement en combustible.

Les neutrons issus de la fission de l'uranium du cœur ont une énergie moyenne de 2 MeV. Ils sont ralentis dans le milieu modérateur composé d'eau lourde (D_2O) pour atteindre le régime dit thermique (autour de 0,025 eV). À cette énergie, la section efficace d'absorption d'un neutron par l'^{235}U est 3 ordres de grandeur plus importante qu'à 2 MeV. Cela permet l'auto-entretien de la fission dans le cœur. C'est aussi à cette énergie que les neutrons sont extraits du cœur et guidés vers les différentes aires expérimentales. Au niveau du modérateur, le flux de neutrons thermiques est de $1{,}5.10^{15}$ n.cm^{-2}.s^{-1}. Trois dispositifs situés en partie à proximité du cœur permettent de produire des neutrons chauds (0,5 eV), froids (0,0025 eV) et ultra froids ($0{,}5.10^{-6}$ eV) [Institut Laue-Langevin, 2013]. Dans le premier cas, les neutrons fournis aux aires expérimentales passent par un second milieu modérateur composé de graphite à 2600 K. Les deux derniers types de neutrons sont produits en les ralentissant encore dans un second milieu modérateur composé de deutérium liquide à 25 K. Pour obtenir des neutrons ultra froids, les neutrons froids obtenus après modération dans le deutérium liquide sont à nouveau ralentis, dans une turbine appelée turbine de Steyerl.

2.1.1.2 Transport des neutrons

Les neutrons issus des différents modérateurs sont guidés vers les aires expérimentales. Dans le cas des expériences EXILL, ce sont des neutrons froids qui sont guidés vers l'aire PF1b. Cette zone expérimentale est située sur le guide de neutrons supermiroir balistique H113 [ILL, 2008], d'une longueur de 72 m. Le guide est composé d'un empilement de 80 couches alternées de nickel et de titane qui donnent la « propriété supermiroir » m=2 du guide. En effet, le fait que le supermiroir soit composé d'une alternance de couches permet d'avoir une succession de surfaces réfléchissantes. De plus, la différence d'indice de réfraction entre 2 couches successives, permet d'augmenter l'angle limite de réflexion totale d'un neutron sur le supermiroir. La valeur de cet angle est donc supérieure à ce qu'elle serait sur un miroir conventionnel, composé d'une unique couche de nickel. Dans le cas du guide H113, l'angle limite est doublé, c'est ce que signifie « m=2 » [Abele et al., 2006].

Le guide est composé de 3 sections. La première est une section droite de 10 m, lors de laquelle la largeur du guide augmente linéairement, passant de 6 cm à 9 cm. Cette augmentation permet de réduire le nombre de réflexions sur les parois, et donc de réduire le nombre de pertes. La seconde section est une section courbe de 52 m, d'une largeur constante de 9 cm, ayant un rayon de courbure de 4000 m. Cette longueur de section permet d'éviter la transmission directe de neutrons depuis l'entrée vers la sortie du guide, sans réflexion. Cependant, le faible nombre de réflexions nécessaires pour transporter les neutrons donne un caractère « quasi-balistique » au transport. La dernière section du guide est une section droite de 10 m lors de laquelle la largeur du guide diminue linéairement de 9 cm à 6 cm. Le retour à la largeur d'entrée permet de compresser à nouveau le faisceau de neutrons et donc d'en augmenter le flux, en diminuant la section du faisceau [Häse et al.,

2002].

2.1.1.3 Collimation des neutrons et arrêt du faisceau

Le faisceau de neutrons a une section de 20 cm par 6 cm à la sortie du guide, pour un flux de neutrons de 2.10^{10} n.cm^{-2}.s^{-1}. Le faisceau est ensuite collimaté pour avoir une section d'1 cm de diamètre. Ceci évite la production de rayonnements γ, issus de captures radiatives par les matériaux de structure. Ces rayonnements participeraient au bruit de fond.

Des collimateurs en céramique B_4C et ^6LiF, entourés de plastique boré, sont placés le long du faisceau. Les isotopes ^{10}B (environ 20% du bore naturel) et ^6Li ont des sections efficaces de capture importantes, c'est-à-dire que la probabilité pour qu'un neutron soit capturé par ces isotopes est grande. Ces captures conduisent à des rayonnements secondaires γ, β et/ou α. Pour éviter que ces rayonnements, en particulier ceux de type γ, n'interagissent avec le détecteur, le système de collimation a été entouré de plomb. Il est schématisé figure 2.2. La figure contient également 3 profils de faisceau, correspondant aux points 1, 2 et 3 du schéma. Ils illustrent l'influence de la collimation sur la forme et le flux du faisceau.

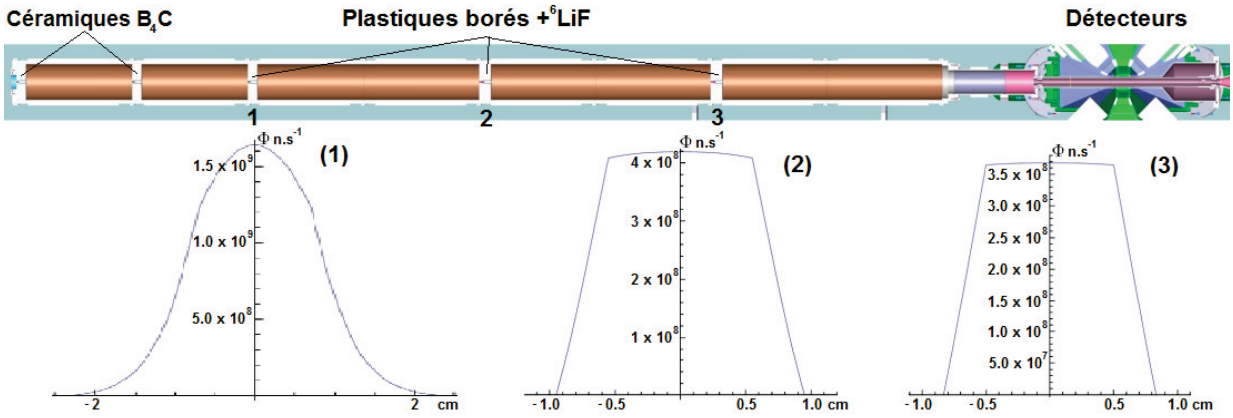


FIGURE 2.2 – Schéma issu d'une simulation de l'expérience, montrant la collimation des neutrons, ainsi que son influence sur le faisceau pour 3 positions (présentation [Blanc et al., 2013a]).

La chambre de réaction est composée d'un tube en aluminium fin pour limiter l'absorption. Ce tube est entouré de ^6LiF pour absorber les neutrons diffusés et ainsi limiter le bruit de fond.

Après son passage dans la chambre de réaction, le faisceau est arrêté dans un absorbeur en ^6LiF, situé à 2 m après la cible. Ce « *beam-stop* » est entouré de B_4C et de Pb pour limiter les émissions de rayonnements s'en échappant [Blanc et al., 2013a].

2.1.2 Multi-détecteur de rayonnements γ

Le multi-détecteur est composé de 3 couronnes de détection, situées à 45°, 90° et 135° par rapport à l'axe du faisceau. 4 détecteurs sont placés sur chacune des deux couronnes externes, alors que la couronne centrale est composée de 8 détecteurs. Ce sont des détecteurs à semi-conducteur, en germanium. Ils proviennent des différents laboratoires de la collaboration EXILL, tel que Legnaro, ILL et GANIL. Une majorité est issue du détecteur EXOGAM du GANIL. C'est la disponibilité de ce détecteur et son déménagement à l'ILL qui ont rendu ces campagnes d'expériences possibles. Pour une partie des campagnes, le détecteur FATIMA a été couplé au détecteur EXOGAM afin de réaliser des mesures de temps de vie par « *fast-timing* » [Régis et al., 2014]. Ces expériences ne seront pas décrites dans ce manuscrit.

Les expériences analysées à Lyon concernent la fission induite par neutrons froids des cibles d'^{235}U et de ^{241}Pu. Pour l'uranium, le multi-détecteur se composait de 8 clovers EXOGAM sur la couronne à 90° et de 1 clover LOHENGRIN et 3 monocristaux GASP sur chacune des deux autres couronnes. Puis, pour le plutonium, 1 clover EXOGAM a remplacé un détecteur monocristal GASP de la couronne à 45° par rapport à l'axe du faisceau. Les détecteurs EXOGAM et GASP ont été insérés dans des enceintes anti-compton en germanate de bismuth (BGO).

Une proportion conséquente des détecteurs composant le multi-détecteur présenté précédemment sont des *clovers*. Ces détecteurs sont composés de 4 cristaux permettant de collecter 4 signaux distincts en fonction du cristal ayant détecté le photon incident. Un des intérêts de ces détecteurs est qu'ils peuvent permettre de limiter les effets d'empilements ou « *pile-up* ». Cela se produit lorsque 2 photons émis très proches spatialement et insuffisamment séparés en temps, sont collectés dans le même cristal [Simpson et al., 2000]. Dans ce cas, un cristal unique sommerait les contributions des deux photons et donnerait une contribution fausse. Celle-ci correspondrait à l'arrivée d'un photon ayant une énergie égale à la somme des énergies des photons incidents. Dans le cas où ces deux photons sont collectés par 2 cristaux d'un même *clover*, les deux photons donnent chacun une contribution unique. En revanche, dans le cas d'un photon diffusé (voir sous-section 2.1.2.1) dans un cristal et collecté dans un autre cristal du *clover*, 2 signaux sont collectés. C'est comme si les deux cristaux avaient collecté chacun un photon, mais dont la somme des énergies serait l'énergie du photon incident. Un algorithme de reconstruction dit « d'*AddBack* » (voir sous-section 2.1.2.5) a été mis en place pour reconstruire l'énergie du photon incident dans ce cas. Afin de limiter les empilements fortuits dûs à l'algorithme « d'*AddBack* » [Duchêne et al., 1999], celui-ci n'est effectué que lorsque les cristaux touchés sont adjacents.

2.1.2.1 Interactions γ-matière et rayonnement X

Lorsqu'un rayonnement gamma, émis par un noyau se désexcitant, traverse un détecteur, il peut interagir suivant 3 types d'interactions aux énergies considérées dans ce manuscrit. La section efficace de chacune des interactions dans le germanium en fonction de l'énergie du photon considéré est tracée sur la figure 2.3 a). À basse énergie (en dessous de 150 keV), la section efficace d'interaction du photon avec la matière est dominée par l'effet photoélectrique. Pour des énergies intermédiaires, c'est l'effet Compton qui domine. À haute énergie (au delà de 8 MeV), le processus dominant sera la création de paires. Les parties b, c et d de la figure 2.3 sont des représentations schématiques de ces 3 interactions.

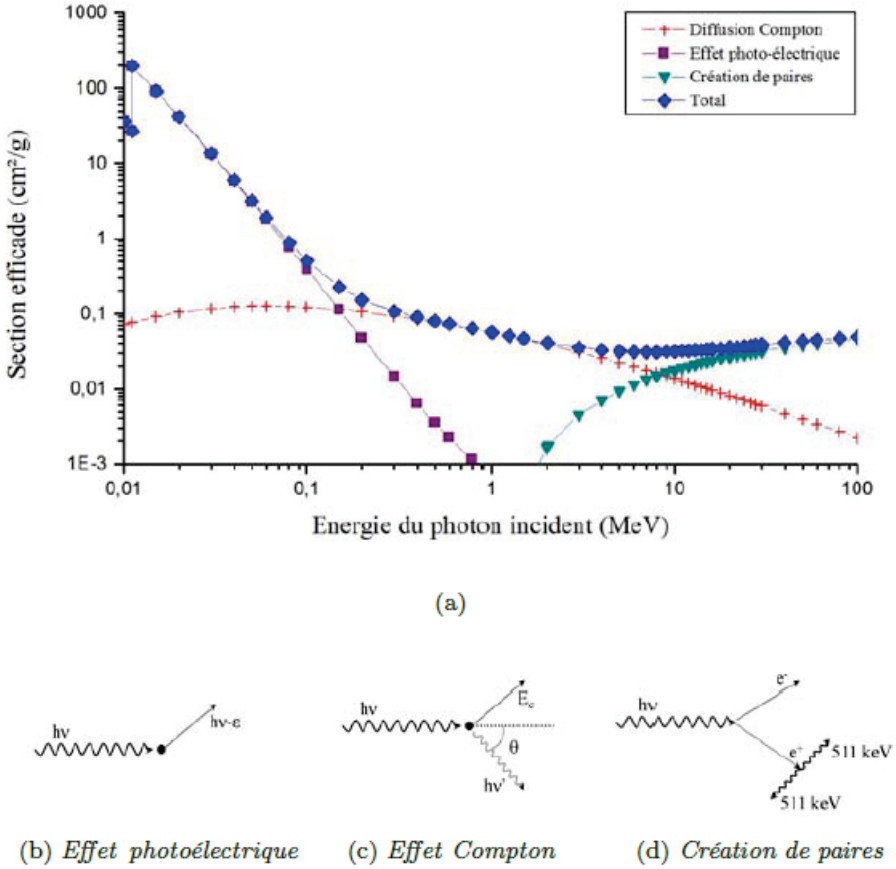


FIGURE 2.3 – (a) Sections efficaces des interactions γ-matière pour un détecteur germanium en fonction de l'énergie du photon incident [Storm and Israel, 1970]. (b, c, d) Schémas des interactions γ matière : effet photoélectrique, effet Compton et création de paires respectivement. Figure issue de [Vancraeyenest, 2010].

Interaction Compton

La diffusion Compton se produit lorsque le photon entre en collision avec un électron du milieu. Le rayonnement gamma se comporte alors comme une particule. Il transmet une partie de son énergie

cinétique à l'électron initialement au repos. Le photon est ensuite diffusé suivant un angle θ, avec une énergie inférieure à son énergie incidente. Pour le photon diffusé, les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion donnent :

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \tag{2.1.1}$$

L'énergie déposée lors d'une diffusion Compton est comprise entre 0 (cas $\theta = 0$) et une valeur seuil, inférieure à l'énergie du photon incident et dépendante de cette dernière (cas $\theta = \pi$). La différence entre l'énergie du photon incident et cette valeur seuil est due au fait que le photon rétrodiffusé garde une partie de l'énergie initiale (E_0). L'énergie du photon rétrodiffusé tend vers $(m_e c^2)/2$ lorsque E_0 est très grande. Lorsqu'un photon a interagi par diffusion Compton dans un détecteur, puis est diffusé vers l'extérieur, le dépôt d'énergie peuple une zone du spectre appelée plateau Compton. Ce type d'interaction participe au bruit de fond contenu dans les spectres.

Création de paires

Lorsqu'un photon interagit avec le champ coulombien du noyau atomique, il peut se matérialiser en une paire composée d'une particule et de son antiparticule. Ce type de paire permet de conserver l'ensemble des nombres quantiques. Pour qu'un tel phénomène se produise, il faut que l'énergie dans le centre de masse soit au minimum égale à 2 fois l'énergie de masse au repos de la particule créée. Cette énergie correspond à la somme des énergies de masse de la particule et de son antiparticule. Dans la gamme d'énergie couverte par la spectroscopie nucléaire, la paire créée est une paire électron-positon. Elle peut se matérialiser à partir d'une énergie du photon incident égale à 1022 keV. En effet, les noyaux et électrons composant un détecteur peuvent être considérés comme étant au repos. Le photon apporte donc seul l'ensemble de l'énergie disponible.

Le positon matérialisé va très rapidement entrer en contact avec un électron du milieu. Les deux particules vont s'annihiler, ce qui émet 2 photons de 511 keV se propageant dans des directions opposées. Ces photons de 511 keV peuvent ensuite interagir avec d'autres détecteurs. Ils contribuent de manière importante au signal situé à cette énergie. Suivant qu'aucun, 1 seul, ou les 2 photons de 511 keV s'échappent du détecteur touché par le photon incident, le signal obtenu peut se situer à l'énergie incidente, ou à cette énergie diminuée de 511 keV ou de 1022 keV. Les 2 derniers cas sont appelés respectivement simple et double échappements.

Effet photoélectrique

Lorsqu'un photon interagit avec l'électron d'un atome du milieu, il peut être absorbé en totalité et donner toute son énergie à l'électron. Le photon cesse d'exister, ce qui distingue cette interaction, appelée photoélectrique, d'une diffusion Compton. Les électrons des atomes gravitent sur des couches

électroniques, situées à des énergies spécifiques, à la manière des nucléons dans le modèle en couches (voir sous-section 1.3.2). Si l'énergie du photon absorbé est égale à la différence d'énergie entre une orbitale libre et l'orbitale sur laquelle se trouve l'électron, celui-ci est excité et change d'orbitale. Si l'énergie est supérieure à la différence entre l'orbitale sur laquelle se trouve l'électron et la dernière orbitale, l'énergie restante est transmise à l'électron sous forme d'énergie cinétique. Il est éjecté du cortège. Dans ce cas l'atome est dit ionisé.

Rayonnement X

Certaines interactions γ-matière modifient la structure électronique de l'atome, que ce soit par excitation ou par ionisation. Lorsque cela arrive, l'atome cherche à retrouver son état d'origine. S'il a été ionisé, il absorbe un électron du milieu, puis l'électron se situant sur une couche externe se désexcite pour prendre la place vacante dans le cortège électronique. Dans le cas d'un atome excité, l'électron retourne à la place qu'il a laissée vacante. Cette perte d'énergie de l'électron est accompagnée de l'émission d'un photon transportant une énergie égale à la différence d'énergie entre son orbitale de départ et celle d'arrivée. Les énergies de tels photons, issus de la réorganisation du cortège électronique, dépendent de la nature de l'atome considéré. Ils sont appelés rayons « X ». Ce rayonnement occupe une plage d'énergie allant de quelques eV à quelques dizaines de keV.

2.1.2.2 Volumes de détection

Les sections efficaces de chacune des interactions données sur la figure 2.3 sont liées à leurs probabilités d'occurence. La probabilité pour qu'un photon interagisse sur une distance dx de matériau vaut [Bussac and Reuss, 1978] :

$$\Sigma dx = N\sigma dx \tag{2.1.2}$$

où :

- Σ est la section efficace macroscopique, en d'autres termes la section efficace par unité de volume,
- σ est la section efficace microscopique,
- N est le nombre d'atomes par cm^3 de volume.

Pour un même matériau, la probabilité d'interaction va augmenter avec le volume du détecteur. Pour les expériences EXILL, les volumes des détecteurs sont de :

- 400 cm^3 pour les détecteurs GASP [Alvarez, 2006], soit un rayon 4,3 cm pour une longueur de 6,7 cm,
- 160 cm^3 pour les cristaux des *clovers* LOHENGRIN [Amouroux, 2014], soit un rayon de 2,5 cm pour une longueur de 8 cm par cristal, le *clover* dans son ensemble atteignant près

de 640 cm^3,

– 250 cm^3 pour les cristaux des clovers EXOGAM [Simpson et al., 2000], soit un rayon de 3 cm pour une longueur de 9 cm par cristal, le *clover* dans son ensemble atteignant près de 1000 cm^3.

2.1.2.3 Détecteurs à semi-conducteur

Les détecteurs utilisés sont constitués de germanium, un matériau semi-conducteur. Les atomes de germanium sont tétravalents, ils peuvent faire 4 liaisons covalentes (où chaque atome partage un électron) avec d'autres atomes. C'est en particulier le cas dans les cristaux des détecteurs. La structure cristalline et le recouvrement des fonctions d'onde des électrons qui en résulte, sont à l'origine du caractère semi-conducteur du germanium. En effet, les niveaux d'énergies accessibles aux électrons sont situés soit dans une bande dite « de valence », soit dans une bande dite « de conduction ». Dans la bande de valence, les électrons sont localisés au niveau de l'atome et ne se déplacent pas. Dans celle de conduction, les électrons sont libres à l'intérieur du réseau cristallin et peuvent se déplacer. Ces deux bandes sont séparées par un *gap*, une bande d'énergie interdite. Celle-ci n'existe pas dans les conducteurs (des électrons sont présents en permanence dans la bande de conduction) et est très importante dans les isolants (les électrons restent dans la bande de valence). Pour les semi-conducteurs, ce *gap* est faible, ce qui permet aux électrons de passer de la bande de valence à la bande de conduction lorsque l'énergie fournie est suffisante [Leo, 1994]. Il est d'environ 0,67 eV dans un cristal de germanium à température ambiante. Dans un semi-conducteur approchant la limite de 0 K, l'arrangement cristallin ne comprend que des électrons de valence et des trous de conduction. Si la température est supérieure à 0 K, elle devient suffisante pour faire passer des électrons de valence dans la bande de conduction. Ce phénomène se nomme « création de paires électrons-trous ». Le nombre de paires est stable à température fixe et vaut :

$$n_i = AT^{3/2} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \tag{2.1.3}$$

où :

– n_i est le nombre de paires,
– T est la température,
– E_g est la taille du *gap* en énergie,
– k est la constante de Boltzmann, valant $1{,}3806.10^{23}$ $J.K^{-1}$,
– N_c et N_v sont les nombres d'états de conduction et de valence respectivement.

À chaque instant, le nombre de créations de paires est égal au nombre de recombinaisons.

Lorsque le cristal reçoit un photon, celui-ci va interagir avec les atomes du réseau, suivant les modes d'interactions décrits dans la section 2.1.2.1. Le photon peut interagir plusieurs fois avec

le même cristal, multipliant les dépôts d'énergie. Ce faisant, il ionise un ou plusieurs atomes. Les électrons libres ainsi créés ionisent à leur tour d'autres atomes, jusqu'à ce que l'énergie initialement déposée par le photon soit totalement thermalisée. Pour chaque atome ionisé, un de ses électrons est excité de la bande de valence à la bande de conduction, ce qui crée un nombre de paires électron-trou proportionnel à l'énergie incidente. La mise en mouvement des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence crée un courant proportionnel au nombre de paires, donc à l'énergie déposée. Les trous se déplacent dans un milieu d'électrons négatifs créant un courant de charges et de direction opposées à celles des électrons. Pour mettre ces charges en mouvement, le détecteur est polarisé. Une haute tension lui est appliquée. Celle-ci oriente le courant de charges.

Afin d'améliorer la collecte de l'énergie déposée par le photon dans le cristal, celui-ci peut être « dopé ». Il existe deux types de dopage, p et n, suivant que l'élément utilisé est trivalent ou pentavalent. Dans les deux cas, un atome de l'élément utilisé pour doper le cristal prend la place d'un atome de germanium. Si c'est un atome trivalent (type p), celui-ci apporte 3 électrons au lieu de 4 au réseau, laissant un excès de trou. C'est une impureté de type accepteur. Ce trou supplémentaire perturbe l'arrangement en bandes du réseau, en créant un niveau d'énergie dans la bande interdite, proche de la bande de valence. Les électrons de la bande de valence peuvent facilement être excités vers cet état, laissant un trou dans la bande de valence. L'énergie est ainsi transportée par le déplacement des trous. Ils deviennent les porteurs de charges majoritaires puisque les électrons atteignent moins souvent la bande de conduction. Un atome pentavalent (type n) apporte 5 électrons au lieu de 4 au cristal, laissant un électron en excès. C'est une impureté de type donneur. Dans ce cas, l'électron en excès perturbe la structure en bande, créant un niveau d'énergie dans la bande interdite, mais proche de la bande de conduction. Cette fois-ci, les électrons présents sur ce niveau sont facilement excités vers la bande de conduction et l'énergie est transportée par le déplacement de ces électrons devenus libres. Les électrons deviennent les porteurs de charges majoritaires car peu d'électrons de la bande de valence passeront dans la bande de conduction, laissant un trou derrière eux.

Tous les détecteurs germanium utilisés pour les expériences EXILL sont de type n.

2.1.2.4 Électronique et écriture des événements

Lors d'une expérience, l'enregistrement du signal complet à tous les instants est impossible. Le volume des informations à stocker serait trop important. Pour éviter de tout enregistrer, mais en gardant toute l'information physique, les données sont compactées. Seules les impulsions, et pour chacune d'elles, l'énergie associée, le temps d'arrivée et la position (le cristal touché) sont enregistrés.

La chaîne d'acquisition analogique traditionnelle se compose de différents éléments. En premier lieu, un détecteur collecte un courant lorsque de l'énergie est déposée dans un cristal. Ensuite, un préamplificateur convertit la charge en une amplitude de tension. Puis, un amplificateur et les différents modules électroniques qui suivent permettent de récupérer puis de digitaliser une des in-

formations d'intérêt.

L'approche suivie pour les expériences EXILL ne suit pas cette chaîne traditionnelle. L'enregistrement des événements a été réalisé selon une approche complètement numérisée. Le signal analogique (continu) est numérisé (discrétisé) dès que possible. Les pertes d'informations dues à l'électronique sont ainsi minimisées. C'est le rôle du *Digital Pulse Processing* (traitement d'impulsion numérique). Ce traitement est codé dans un convertisseur analogique-numérique de forme d'onde de type V1724 CAEN. Ce module placé après le préamplificateur contient un *Field Programmable Gate Array (FPGA)*, réseau de portes programmables. Les différents paramètres d'intérêt y sont directement récupérés et numérisés. Il est possible de modifier la programmation du FPGA afin d'extraire un nouveau paramètre. L'enregistrement du signal est effectué lorsque la seconde dérivée de la tension dépasse une valeur seuil. Ce déclenchement est préférable à celui qui est fait lorsque la tension est supérieure à une valeur seuil pour différentes raisons. En effet, il permet d'enregistrer des signaux de basse amplitude. Il permet une meilleure précision sur le temps d'arriver de l'événement. De plus, il est moins sensible à l'empilement d'impulsions ou *pile-up*. Lorsque 2 impulsions arrivent dans un court laps de temps, si la décharge de tension n'a pas eu le temps de redescendre sous la valeur seuil, la nouvelle impulsion n'est pas enregistrée avec un déclenchement en tension. Elle peut l'être avec un déclenchement suivant la seconde dérivée, car son retour sous une valeur seuil est beaucoup plus rapide. Un empilement empêchant le déclenchement de l'acquisition n'est possible que si les deux impulsions sont très proches [Mutti and Ruiz-Martinez, 2011].

Chaque événement est ensuite encodé en deux mots de 32 bits, parmi lesquels, 9 bits indiquent quel détecteur a été touché. Ils se répartissent de la manière suivante, 2 bits pour le châssis ou « *crate* », 4 bits pour les 15 cartes ou « *boards* » de chaque châssis et 3 bits pour les 8 voies ou « *cells* » de chaque carte. Le châssis, la carte et la voie représentent l'adresse numérique du détecteur. 40 bits sont utilisés pour le temps. Il est séparé en 2 boucles. L'une encodée sur 30 bits représente une boucle de 10,7 secondes en unités de 10 ns. L'autre est une boucle encodée sur 10 bits s'incrémentant à chaque itération de la première boucle. Elle représente environ 3 heures et dépasse le temps de chaque acquisition. L'énergie est répartie sur 15 bits. Elle peut être enregistrée avec une précision allant de 12 à 15 bits [Mutti and Ruiz-Martinez, 2011]. L'échelle d'énergie décrite sur ces 12 à 15 bits dépends d'un réglage appelé gain de l'électronique. Pour la campagne EXILL, ce gain est fixé de manière à ce que chaque canal corresponde à 0,25 keV à 0,33 keV pour les cristaux LOHENGRIN, 0,4 keV à 0,66 keV pour les cristaux GASP et environ 1 keV pour les cristaux EXOGAM. C'est le réglage des détecteurs EXOGAM qui limitera la résolution des spectres obtenus lors de l'analyse. Il permet cependant de couvrir une large échelle d'énergie, de plus de 10 MeV, idéale pour les études de réactions (n,γ) de la campagne de mesure.

Pour chaque canal électronique (chaque détecteur), les événements sont enregistrés en continu dans une mémoire tampon ou *buffer*. Lorsque cette mémoire est pleine, elle est copiée sur

disque. L'ordre d'arrivée des mémoires tampons de chaque détecteur est déterminé par l'ordre dans lequel elles ont fini de se remplir. Pour éviter les temps morts d'acquisition lorsqu'une mémoire tampon est en cours de copie, chaque canal dispose d'une deuxième mémoire sur laquelle les événements sont enregistrés.

Les données sont enregistrées sous deux formats. Le premier, d'extension *.lst*, suit l'organisation décrite précédemment. Les événements sont écrits sur 2 mots de 32 bits et ils se suivent par ordre d'arrivée dans les mémoires tampons et par ordre d'arrivée de ces dernières. Un deuxième format est ensuite généré, d'extension *.lsto*, pour lequel les événements sont réarrangés de manière à se suivre par ordre de temps. C'est le format ordonné en temps.

2.1.2.5 Améliorations de la qualité du signal

Comme il a été rappelé dans la sous-section 2.1.2.1, l'interaction Compton et la création de paire sont à l'origine d'une forte dégradation du signal de l'expérience. Elles transforment une information utile (l'énergie du photon incident) en bruit. Différents moyens de lutte contre ces dégradations ont été mis en place. Des « boucliers anti-Compton » entourent les détecteurs en germanium et un algorithme, appelé « *AddBack* », reconstruit l'énergie dans les détecteurs de type *clover*.

Anti-Compton

Les détecteurs clovers EXOGAM et monocristaux GASP sont entourés d'enceintes en germanate de bismuth (BGO). Ces enceintes sont elles-mêmes des détecteurs à scintillation. Lorsqu'un photon incident dépose de l'énergie dans ces détecteurs, l'énergie est thermalisée et excite les électrons du milieu. Ceux-ci retournent à leurs états fondamentaux en émettant des photons dans le domaine de longueur d'onde du visible. La quantité de lumière ainsi émise est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. Elle est collectée pour chaque BGO, mais la résolution de ces détecteurs (la capacité du détecteur à déterminer précisément l'énergie déposée) est moins bonne que pour un détecteur en germanium.

Ces détecteurs ont un numéro atomique (Z) élevé et sont très denses. De ce fait, la probabilité pour qu'un photon interagisse avec le détecteur est très importante, ce qui implique que ces détecteurs sont très efficaces. Dans les expériences EXILL, ils sont utilisés comme véto. Si des signaux sont enregistrés dans un détecteur en germanium et dans le BGO lui correspondant dans le cours intervalle de temps que représente un événement reconstruit (distribution de temps inférieurs à 350 ns, voir la sous-section 2.2.5.1), il est probable que le photon ait réagi par interaction Compton dans le germanium, avant d'en sortir et d'être compté par le BGO. Le photon n'a donc pas déposé toute son énergie dans le germanium, il participe donc au bruit de fond. Il est alors rejeté lors de la relecture des données.

Les « boucliers anti-Compton » des détecteurs monocristaux GASP sont prévus pour donner un signal en sortie pour chaque cristal. Dans le cas d'EXOGAM, ces boucliers anti-Compton sont composés de plusieurs cristaux de BGO et CsI (iodure de césium). Comme le montre le schéma de la figure 2.4 [De France et al., 1999], pour chacun des 4 flancs du détecteur, 2 BGO (verts et jaunes) sont présents, un dernier CsI (orange) est situé à l'arrière des détecteurs. Pour les expériences EXILL, le nombre de voies électroniques n'était pas suffisant pour que chaque cristal anti-Compton soit traité individuellement. Un signal unique a donc été collecté pour l'ensemble du « bouclier ».

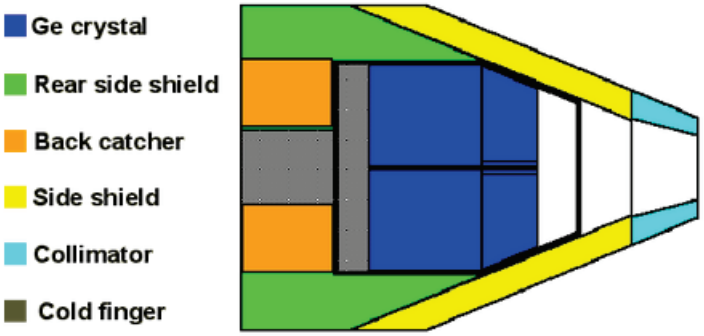


FIGURE 2.4 – Schéma d'une coupe sur l'axe médian d'un clover EXOGAM [De France et al., 1999].

AddBack

Les détecteurs *clovers* (EXOGAM et ILL) sont composés de 4 cristaux agencés en trèfle à 4 feuilles. Lorsque deux cristaux adjacents d'un *clover* sont touchés lors du même événement(voir la sous-section 2.2.5.1), la probabilité que ces deux signaux proviennent de 2 photons émis avec une très petite différence d'angle est très faible, aux taux de comptage considéré. Le plus probable est que ces deux signaux soient dus à un seul photon ayant interagi par diffusion Compton dans un premier cristal avant d'en sortir et de déposer son énergie dans un deuxième cristal. Afin de limiter le fond provenant des diffusions Compton, un algorithme de reconstruction dit « algorithme d'*AddBack* » est utilisé à la relecture des données. Cet algorithme consiste à sommer les contributions provenant des deux cristaux et de ne garder que cette contribution unique pour l'analyse. Ainsi, l'énergie du photon incident a été reconstruite, améliorant la qualité du signal et limitant le bruit. Cette procédure améliore l'efficacité du détecteur à haute énergie car la probabilité de l'interaction Compton augmente avec l'énergie. Dans le cas de deux cristaux diagonaux touchés, il est plus probable que deux photons aient interagi, chacun avec un cristal de la diagonale plutôt que ces dépôts d'énergie soient dus à une diffusion Compton d'un seul photon dans la diagonale. Dans ce cas, l'algorithme garde les deux contributions pour l'analyse.

Segmentation d'EXOGAM

Chacun des cristaux d'EXOGAM est électriquement segmenté en 4 parties disposées en trèfle suivant

la face d'entrée. Cette segmentation électrique permet d'avoir une connaissance plus précise du lieu d'interaction du photon dans le détecteur. Tout se passe comme si le détecteur avait une granularité plus fine. La face d'entrée d'un segment de détecteur est plus petite que la face d'entrée du cristal. L'élargissement dû à l'effet Doppler, pour les photons émis en vol, est donc réduit. En effet, l'ouverture en angle solide est plus faible. Dans le cas des expériences de fissions EXILL, les émissions de photons sont issues des fragments. Il est prévu qu'une très grande majorité de ces derniers soient arrêtés dans la cible. Peu d'élargissement dû à l'effet Doppler est attendu, la segmentation électrique n'est donc pas utilisée.

2.1.3 Cibles et taux de production simulés

Les expériences EXILL de fissions induites par neutrons froids sont réalisées avec plusieurs cibles d'actinides. Ce paragraphe expose les différences entre ces diverses cibles, ainsi que les thèmes de recherche sur lesquels portent leurs analyses.

2.1.3.1 Buts des expériences de fission EXILL

La mise en place de diverses cibles d'actinides, ^{235}U et ^{241}Pu, sous un faisceau de neutrons froids a pour but l'étude de plusieurs thèmes de la physique nucléaire [Simpson et al., 2009]. Pour ces deux isotopes, les fissions sont asymétriques. Elles peuplent deux zones en numéro atomique Z de la carte des noyaux, dans la région des isotopes riches en neutrons (en-dessous de la ligne de stabilité).

Ces cibles permettent l'étude par spectroscopie γ de noyaux appartenant aux zones de la carte des noyaux proches du ^{132}Sn et situées au-dessus et à droite du ^{78}Ni. Les noyaux de ces deux zones permettent de tester les modèles nucléaires en en particulier les calculs de modèles en couches. Des données expérimentales permettent de déduire les interactions les plus à même de décrire le comportement des nucléons dans ces régions. Ces données sont nécessaires car les simulations par plusieurs modèles, d'un même noyau, conduisent à des écarts très importants dans l'ordre et la position en énergie des niveaux excités. Le comportement des nucléons et des couches qu'ils remplissent peut impliquer des changements de formes des noyaux. C'est le cas en particulier pour les noyaux peuplés par fission. C'est l'étude des changements de formes, pour des isotopes des séries ruthénium ($Z = 44$) et strontium ($Z = 38$) qui est traitée dans ce manuscrit.

Les deux zones peuplées suivent en partie le chemin tracé par le processus-r, qui peut avoir lieu lors de la nucléosynthèse. Ce processus consiste en la capture de neutrons rapides à haute température et haute densité neutronique. Il peut avoir lieu dans les supernovae. Les études par spectroscopie γ des noyaux proches de ce chemin peuvent donner des résultats utiles pour les recherches en astrophysique liées à la nucléosynthèse.

Les mécanismes à l'origine d'une fission asymétrique en masse et générant du moment angu-

laire ne sont pas encore complètement compris. Les fissions induites par neutrons froids sont un moyen privilégié d'étudier ces mécanismes. Elles génèrent peu d'émissions de neutrons de pré-équilibre et très peu de moment angulaire provenant de la formation du noyau composé fissionnant.

Les spectres d'émissions de γ prompts issus des fissions induites par neutrons thermiques ou froids des combustibles utilisés dans l'industrie nucléaire sont peu connus. Ils sont pourtant utilisés pour calculer la chaleur issue des réacteurs. Les mesures d'EXILL sur la fission des isotopes ^{235}U et ^{241}Pu peuvent permettre d'améliorer ces calculs [Simpson et al., 2009].

2.1.3.2 Description des cibles

Pour les expériences de fissions, trois cibles ont été utilisées. Deux contiennent de l'oxyde d'uranium (UO_2) [Köester, 2013] et la dernière contient de l'oxyde de plutonium (PuO_2). Les oxydes d'actinides ont été extraits chimiquement. L'uranium et le plutonium utilisés ont été enrichis à hauteur de 99,7 % en ^{235}U et de 78,6 % en ^{241}Pu respectivement.

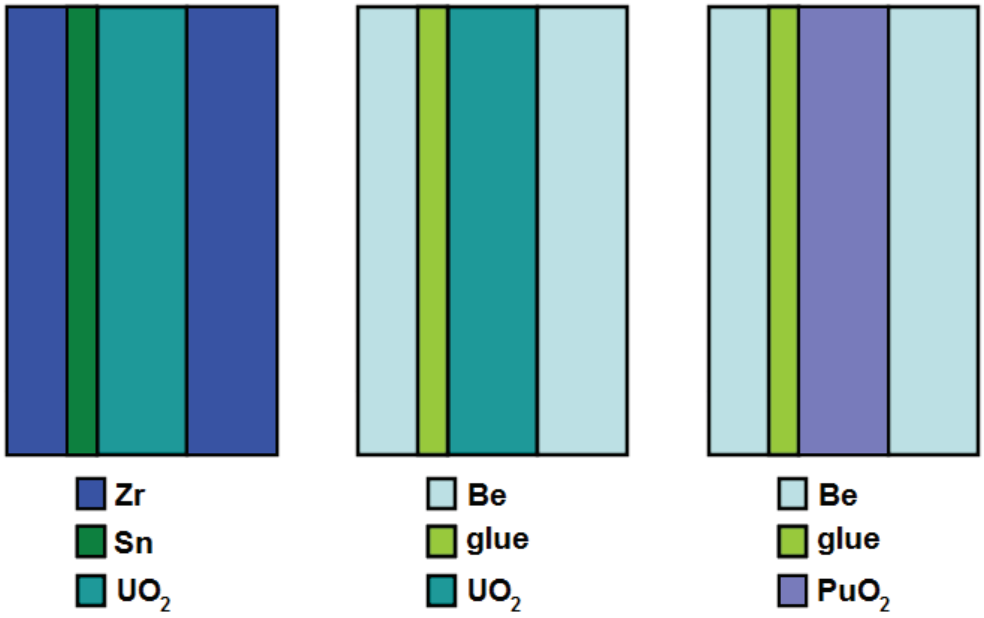
En plus des actinides désirés, les cibles se composent d'autres matériaux, permettant de maintenir leur cohésion. Ainsi, l'oxyde d'actinide est maintenu entre deux feuilles d'un matériau support appelé *backing*. Pour les expériences de spectroscopie nucléaire pour lesquelles la cible est placée au centre du détecteur, l'émission γ est mesurée directement à l'endroit de la réaction. Les produits de fissions doivent donc y être arrêtés. C'est le rôle du matériau suport. Il doit avoir un pouvoir d'arrêt important pour immobiliser rapidement les produits de réactions. Un autre élément est présent pour maintenir le matériau cible entre les deux feuilles de *backing*. Ce matériau et celui utilisé comme *backing* diffèrent selon les cibles. Les matériaux utilisés doivent répondre à plusieurs critères :

- minimiser les réactions (n,γ). Ces réactions apportent du bruit de fond rendant difficile l'analyse de l'expérience,
- minimiser la diffusion des neutrons. Ceux-ci endommagent les détecteurs et peuvent réagir par captures radiatives avec les matériaux autour de l'expérience, apportant du bruit de fond,
- avoir un numéro atomique (Z) suffisamment faible. En effet, les matériaux de plus faible Z interagissent moins avec les rayonnements γ. Ceux-ci ne doivent pas être absorbés dans la cible afin d'être détectés.

La composition des différentes cibles est détaillée ci-dessous.

La première cible d'oxyde d'uranium d'une épaisseur de 575 μg.cm^{-2}, maintenue par de l'étain et encadrée de 15 μm de zirconium. L'étain et le zirconium permettent un arrêt très rapide des produits de fissions. Le schéma de cette cible est donné en figure 2.5(a).

La seconde cible d'uranium comprend une épaisseur de 675 μg.cm^{-2} d'oxyde, maintenue



(a) Cible d'^{235}U *backing* Zr (b) Cible d'^{235}U *backing* Be (c) Cible d'^{241}Pu *backing* Be

FIGURE 2.5 – Schémas des trois cibles de fissions : a)^{235}U *backing* Zr b)^{235}U *backing* Be et c)^{241}Pu *backing* Be. Figure adaptée de [Köester, 2013].

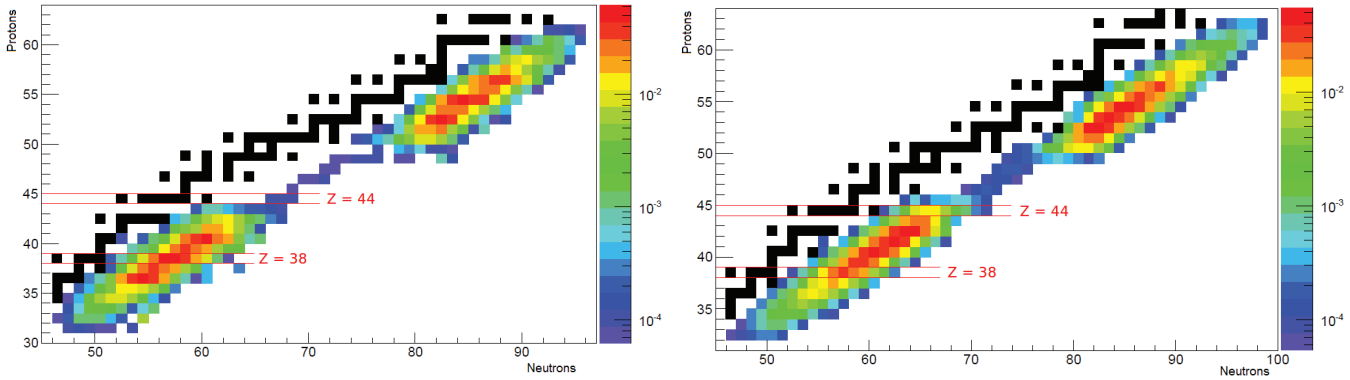
par de la colle et encadrée de 25 μm de béryllium. La colle et le béryllium permettent un arrêt un peu plus lent des produits de fissions que celui du couple zirconium-étain. Le schéma de cette cible est également donné en figure 2.5(b). L'arrêt plus lent des produits de fissions permet d'utiliser la technique d'analyse dite « DPM » *(Doppler Profile Method)* [Simpson, 2013]. Cette technique permet en principe de mesurer des temps de vie de l'ordre de 0,5 à 8 ps avec une erreur de l'ordre de 10 à 20 %. Les γ émis par les noyaux en vol sont mesurés avec un déplacement en énergie dépendant de leur vitesse. Ce déplacement d'énergie donne une forme particulière aux raies du spectre γ, chaque pic étant accompagné d'une bosse. L'ajustement de cette forme et la simulation du profil de ralentissement des produits dans la cible permettent de remonter au temps de vie du niveau émetteur. La mise en œuvre de cette méthode est difficile. Cela est dû à la fois aux différents matériaux composant la cible et à l'inhomogénéité du ralentissement. Ces difficultés, ainsi que les premières mesures ne montrant pas de différences entre les résultats des deux cibles d'uranium [Urban, 2013], n'ont finalement pas permis d'utiliser cette méthode avec succès.

La cible de plutonium est composée d'une épaisseur de 300 μg.cm^{-2}, maintenue par de la colle, et encadrés de 25 μm de béryllium. Son schéma est représenté en figure 2.5(c). Cette cible hautement radioactive a nécessité le déploiement de protocoles spéciaux pour sa mise en place, en particulier pour son transport. La mise sous faisceau a été accompagnée d'une mise sous tente en toile blanche de l'expérience. Un système de sécurité aspirant l'air contenu dans cette tente et mesurant

sa radioactivité a été employé.

2.1.3.3 Simulations des différents taux de fission

Les figures 2.6(a) et 2.6(b) sont les représentations des taux de fissions (par réaction de fission) induites par neutrons froids, pour les isotopes d'^{235}U et de ^{241}Pu respectivement. Ils sont représentés en fonction du nombre de neutrons en abscisse et du nombre de protons en ordonnée. Les noyaux marqués d'un carré noir représentent la vallée de stabilité. Les lignes rouges délimites les isotopes de strontium ($Z = 38$) et de ruthénium ($Z = 44$), dont les études seront traitées au chapitre 3. Pour les deux actinides, les fissions induites par neutrons froids sont binaires et asymétriques. Elles peuplent 2 régions de la charte des noyaux, placées sous la ligne de stabilité.



(a) ^{235}U (b) ^{241}Pu

FIGURE 2.6 – Taux de production par fissions induites par neutrons froids, simulés, pour (a) l'^{235}U et (b) le ^{241}Pu.

Ces simulations ont été réalisées à partir de travaux de T. R. England et B. F. Rider [England and Rider, 1993], de manière à ajuster des données expérimentales. Sur les figures, les taux de production les plus bas visibles se situent entre 10^{-5} et 10^{-4} par fission, ce qui correspond à la limite attendue pour les isotopes étudiables grâce à ces expériences. Les expériences de fission ont duré 16 et 6 jours pour l'^{235}U et 16 jours pour le ^{241}Pu. Les temps d'expériences longs, combinés au taux de fissions, permettent d'accumuler suffisamment de statistique pour étudier les isotopes jusqu'à de faibles sections efficaces de production.

Plusieurs différences sont visibles entre les zones peuplées par la fission de l'uranium et celle du plutonium. Les cibles ^{235}U et ^{241}Pu sont séparées de 2 protons. Cette différence se retrouve avec un décalage d'un à deux protons dans les zones produites. Elles sont aussi séparées de 4 neutrons. Cette différence est en revanche moins marquée dans les produits pour lesquels la différence semble plutôt comprise entre 0 et 1 neutron en moyenne. Une autre différence entre les deux cibles est la forme du col entre les 2 zones. Ces dernières sont plus éloignées dans le cas de la fission de l'uranium

et peu de noyaux du col sont suffisamment produits pour apparaître sur les figures. Dans le cas du plutonium, plusieurs isotopes de chaque élément du col sont suffisamment produits pour apparaître.

Pour les études développées dans ce manuscrit, les deux actinides sont très différents. Pour l'étude des isotopes de ruthénium ($Z = 44$), très peu d'isotopes sont produits et en très faible quantité avec la cible d'uranium. Ils font partie du début du col. En revanche, une part importante de la série est produite avec la cible de plutonium, dont certains isotopes en quantité. La série des noyaux complémentaires (voir sous-section 1.4.3) dans la fission de l'uranium est celle des isotopes de cadmium. Ils sont plus nombreux à être produits, mais avec des sections efficaces très faibles également. Par opposition, pour le plutonium, les isotopes d'étain sont peuplés en plus grande quantité. Le fait qu'ils suivent le nombre magique $Z = 50$ permet de s'attendre à des γ de hautes énergies pour les transitions vers l'état fondamental des isotopes pairs-pairs. Ceci favorise souvent une grande sélectivité des isotopes étudiés, au prix d'une baisse importante de la statistique disponible en raison de l'efficacité à haute énergie (voir paragraphe 2.2.3). Les noyaux de strontium ($Z = 38$) sont produits de manière équivalente avec les deux cibles. Leurs noyaux partenaires diffèrent, passant des isotopes de xénon dans le cas de l'uranium, aux isotopes de baryum dans le cas du plutonium. Des transitions, vers l'état fondamental, de plus haute énergie sont attendues dans les isotopes de xénon, mais les isotopes les plus lourds sont peu connus. Les isotopes de baryum sont mieux connus, mais leurs transitions vers l'état fondamental sont de plus basse énergie et donc moins sélectives.

2.2 Mise en forme des données ordonnées en temps

Les données telles qu'écrites dans les fichiers d'extension *.lsto* ne sont pas directement exploitables. Plusieurs étapes sont encore nécessaires avant de pouvoir faire l'analyse des résultats. Les informations contenues dans ces fichiers donnent pour chaque γ collecté le temps absolu auquel il est arrivé et l'énergie collectée en numéro de canal. Ces deux informations nécessitent d'être calibrées avant exploitation.

Les expériences ont été réalisées sur des durées longues. Pour permettre de sommer la statistique obtenue sur l'ensemble de l'intervalle de temps de l'expérience, il est nécessaire de vérifier que le comportement des détecteurs ne s'est pas dégradé au cours du temps. Dans le cas où la qualité de la mesure aurait baissé, une correction devrait être appliquée, si celle-ci est possible.

La physique de l'expérience est contenue dans les corrélations qui existent entre les photons émis par chaque noyau se désexcitant. Il faut donc reconstruire des événements corrélés à partir des briques que sont les photons individuels enregistrés.

Enfin, le programme d'analyse utilisé dans le groupe de Lyon est basé sur l'analyse d'histogrammes de différentes dimensions, ainsi que « d'arbres ROOT ». Après avoir effectué les différentes étapes précédentes, des fichiers contenant les données sous ces formats sont générés.

Cette partie est consacrée à la description de ces différentes étapes.

2.2.1 Calibrations en temps et en énergie

Le logiciel utilisé pour réaliser les calibrations est GammaWare [AGATA Data Analysis Team, 2009]. Ce logiciel a été développé afin de permettre l'analyse des données issues du détecteur AGATA, mais aussi pour n'importe quelles données de spectroscopie nucléaire. Ce logiciel est basé sur le logiciel ROOT [Brun, 1994], développé au CERN pour l'analyse des données de physique nucléaire et de physique des particules. GammaWare fournit des outils nécessaires aux analyses de spectroscopie, en particulier les spectres et matrices qui permettent la calibration des détecteurs en temps et en énergie. Une interface graphique facilite ce travail.

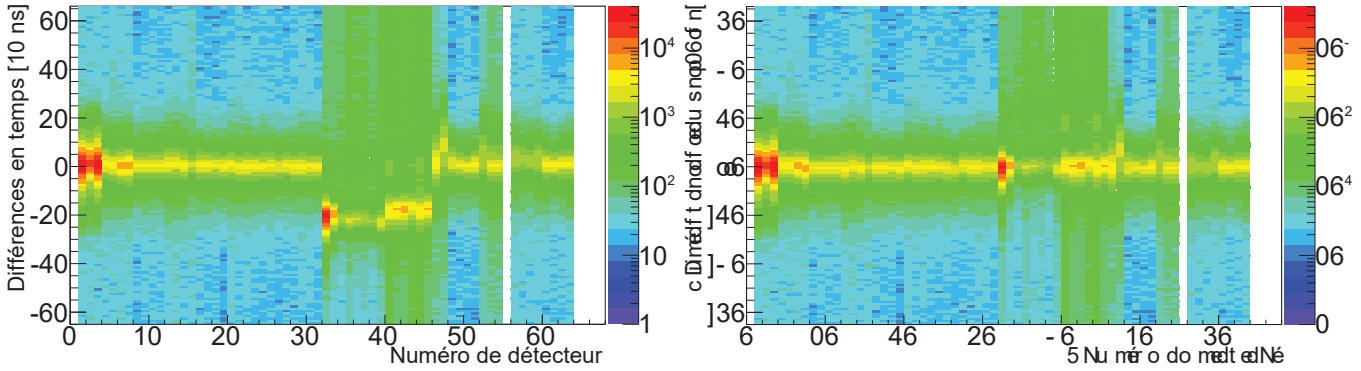
Calibration en temps

Le temps enregistré pour chaque photon dans le fichier *.lsto* est le temps absolu auquel le système d'acquisition a reçu le signal d'arrivée. Des décalages entre les détecteurs peuvent survenir, soit en raison des propriétés des détecteurs, par exemple des temps de réponses différents, soit pour d'autres raisons telles que des longueurs de câblage très différentes ou des délais imposés par l'électronique. Le temps est la seule source d'information enregistrée permettant de trouver les corrélations qui existent entre les photons mesurés. Pour que la reconstruction des événements corrélés puisse être faite de la manière la plus précise et efficace possible, les décalages en temps entre les détecteurs doivent être corrigés. De plus, puisque l'acquisition est effectuée sans condition et que le signal est numérisé le plus tôt possible dans la chaine d'acquisition, le signal venant des *BGO* est également enregistré. Le rejet des photons ayant touché le détecteur puis le bouclier anti-Compton n'est pas fait dans les fichiers *.lsto*. Pour que ce rejet soit fait correctement, il est important que la différence de temps qu'il peut y avoir entre un détecteur et son *BGO* soit prise en compte.

Pour mesurer les décalages en temps qui peuvent exister entre les différents détecteurs, la méthode qui a été appliquée est la suivante. Un cristal a été pris pour référence, il s'agit du cristal EXO_00_a dont l'ID (identifiant) est 0. En construisant un spectre de la différence de temps d'un photon détecté par ce cristal avec le photon suivant et/ou précédent, détecté dans un autre cristal, un pic apparait. Ce pic est dû au fait que les photons des cascades de désexcitations sont émis dans un temps très court, très inférieur au temps d'échantillonnage de l'électronique (10 ns). À cette échelle, les émissions semblent instantanées. Les photons ayant été émis en même temps, ils devraient avoir le même temps d'arrivée. Le pic devrait être centré à 0 ns si aucun décalage n'existe entre les détecteurs. Si le centroïde de ce pic est sur une valeur différente de 0 ns, c'est qu'un décalage existe. La valeur de ce décalage est celle de la position du centroïde du pic. Les queues de distribution sont composées d'événements non instantanés, soit parce qu'ils n'appartiennent pas à la même désexcitation, soit car une partie de cette désexcitation est faite de manière retardée (avec un temps de vie plus long de

l'état nucléaire émetteur γ).

La figure 2.7 a) montre ces différences de temps d'arrivée entre un photon dans le détecteur EXO_00_a et les autres détecteurs, en fonction de leurs identifiants (ID) avant réalignement en temps. Les événements proviennent d'un *run* de calibration en source (^{152}Eu) effectué avant l'expérience de fission du ^{241}Pu. Chaque unité de temps équivaut à 10 ns. Le tableau 2.1 donne les correspondances entre les numéros d'ID et les noms des détecteurs. Les anti-Compton sont numérotés de 0 à 7 puis de 10 à 15 de manière à ce que leurs numéros correspondent aux détecteurs germanium auxquels ils sont couplés. Sur la figure 2.7 a), de petits décalages sont visibles pour quelques cristaux de germanium et des décalages plus importants, de l'ordre de 200 ns sont visibles pour les anti-Compton *BGO*. Tous les détecteurs ont reçu une correction en temps correspondant à ce décalage de manière à ce qu'ils soient alignés sur 0, comme le montre la figure 2.7 b). Les mêmes alignements en temps ont été réalisés pour les expériences de fission de l'^{235}U.



(a) Différences en temps avant alignement.

(b) Différences en temps après alignement.

FIGURE 2.7 – Matrices des différences en temps d'arrivée enregistrées entre un photon mesuré par le détecteur EXO_00_a et le photon précédent ou suivant, mesuré dans un autre détecteur en fonction de l'ID (identifiant) de cet autre détecteur, dans deux cas : a) avant alignement en temps b) après alignement en temps.

ID	détecteurs
0 à 31	EXO_00_a à EXO_07_d
60 à 63	EXO_15_a à EXO_15_d
56 à 59	ILL_08_a à ILL_08_d
48 à 51	ILL_09_a à ILL_09_d
46 et 47	GASP_10 et GASP_11
52 à 54	GASP_12 à GASP_14
32 à 39	AC_00 à AC_07
40 à 44	AC_10 à AC_14
45	AC_15

TABLE 2.1 – Table de correspondance entre l'ID et le nom de chaque détecteur.

Calibration en énergie

Une deuxième étape de la calibration est cette fois celle de l'énergie. En effet, l'énergie telle qu'elle est enregistrée dans les fichiers *.lsto* est donnée en numéro de canal. Chaque canal correspond donc à une énergie et cette correspondance est différente pour chaque détecteur. Le but de la calibration en énergie est de trouver, pour chaque détecteur, la fonction permettant la conversion du numéro de canal en une énergie en keV.

Pour les détecteurs germanium, la fonction de calibration au premier ordre est une droite affine d'équation :

$$E_{mes} = A * N_{canal} + B \tag{2.2.1}$$

Avec les bons coefficients A et B, l'énergie est directement donnée en keV. Pour les expériences EXILL, les détecteurs ont une plage de détection très importante, allant de 0 à près de 10 MeV. Sur des plages aussi importantes, la calibration au premier ordre n'est pas satisfaisante. Une fonction tenant compte des non-linéarités est alors nécessaire. L'équation utilisée dans ce cas est de type quadratique :

$$E_{mes} = A * {N_{canal}}^2 + B * N_{canal} + C \tag{2.2.2}$$

Bien que pour les expériences EXILL, les coefficients A associés à chaque détecteur soient très petits (de l'ordre de 10^{-9}), la correction qu'ils apportent à haute énergie améliore significativement la calibration.

Pour réaliser cette calibration, les spectres de l'énergie des photons détectés par chaque cristal sont générés. Sur ces spectres, des pics apparaissent aux énergies caractéristiques des noyaux auxquels ils appartiennent. Afin de déterminer avec certitude l'énergie à laquelle se situent ces pics, des *runs* de calibrations ont été réalisés. Ils consistent à mesurer des sources ou des réactions donnant lieu à des photons dont les énergies sont parfaitement connues. Les pics ainsi obtenus sont ensuite ajustés avec une fonction gaussienne et un fond linéaire. Les positions des centroïdes des différentes gaussiennes obtenues donnent la position en canal de ces pics, dont l'énergie est connue. Un graphique des positions des pics en fonction de leurs énergies est ensuite construit puis ajusté suivant une fonction affine ou quadratique. C'est la fonction de calibration du détecteur.

Pour l'expérience de fission de l'^{235}U, une première calibration linéaire est réalisée à l'aide d'une source de ^{60}Co. Cet isotope est un émetteur β^- de durée de vie de 5,27 ans. Ce noyau décroit en ^{60}Ni excité, qui émet quasi-systématiquement 2 photons de 1173,2 keV et 1332,5 keV pour arriver à son état fondamental. Le spectre obtenu présente donc 2 pics, dont les énergies sont parfaitement connues. Ceux-ci sont utilisés pour effectuer cette calibration initiale.

Cette première calibration permet à l'outil de calibration d'identifier plus facilement les pics issus de la seconde source de calibration utilisée. C'est une source d'^{152}Eu. Pour l'expérience de fission du ^{241}Pu, la première calibration linéaire est réalisée directement à l'aide de la source d'^{152}Eu.

Cet isotope, qui a une durée de vie de 13,54 ans dans son état fondamental, décroit soit par capture électronique ou β^+ vers le ^{152}Sm, soit par émission β^- vers le ^{152}Gd. Dans les deux cas, le noyau est formé quasi-exclusivement dans un état excité, puis atteint son niveau fondamental en émettant des photons d'énergies caractéristiques.

La figure 2.8 montre un spectre d'^{152}Eu pour le détecteur EXO_02_b non calibré. Sur ce spectre, 7 pics parmi l'ensemble disponible sont ajustés afin de déterminer la fonction de calibration de ce détecteur. Ces pics sont donnés avec leurs énergies en keV, respectivement à 121,78 keV, 244,69 keV, 344,28 keV, 778,90 keV, 964,13 keV, 1112,12 keV et 1408,01 keV.

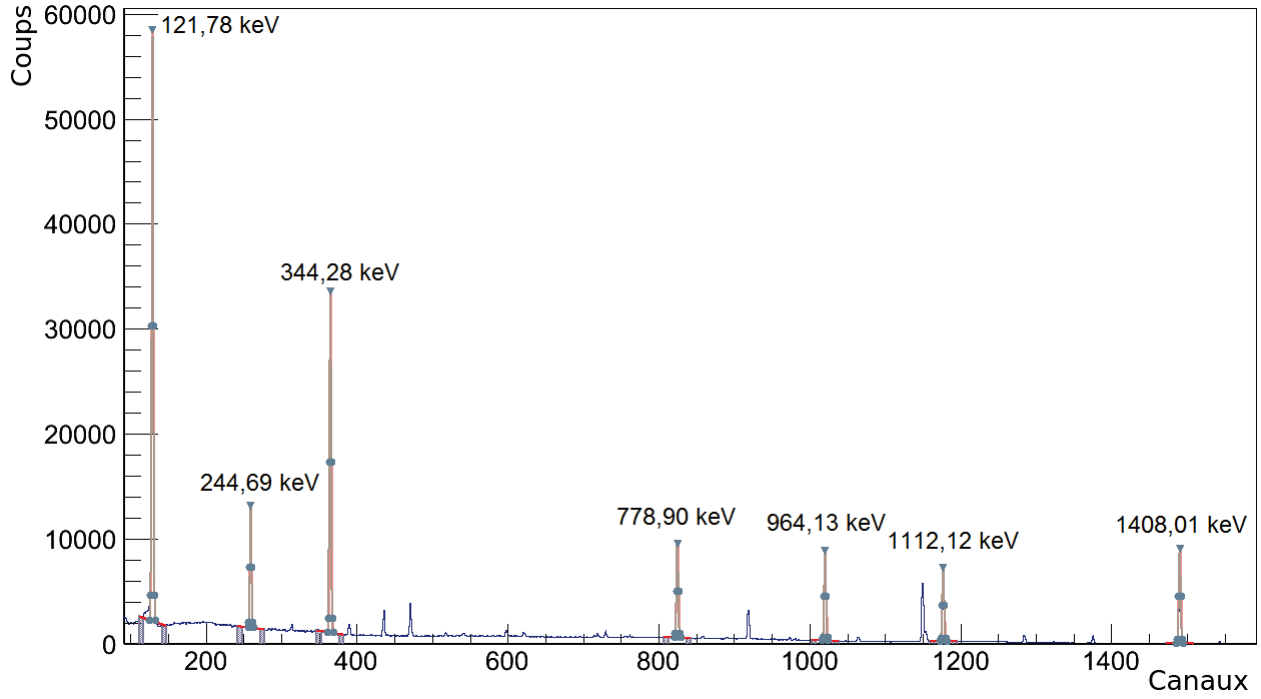


FIGURE 2.8 – Spectre d'énergie non calibrée (en canaux) d'un *run* source d'^{152}Eu, pour le détecteur EXO_02_b

Les réglages de l'électronique des expériences permettent de mesurer l'énergie des photons jusqu'à environ 10 MeV. La calibration effectuée avec la source d'^{152}Eu ne monte que jusqu'à 1,4 MeV. L'extrapolation à plus haute énergie de cette calibration n'est pas suffisante. Une calibration à plus haute énergie est donc effectuée.

Pour l'expérience de fission de l'^{235}U, des *runs* de calibration ont été effectués avec une cible de $BaCl_2$ bombardée par des neutrons froids. Le ^{35}Cl, contenu dans la cible, capture un neutron, formant du ^{36}Cl excité qui émet des γ pour retourner à son état fondamental. Les énergies des photons émis sont connues jusqu'à 8,5 MeV [Kennett et al., 1981]. Les transitions les plus intenses sont régulièrement réparties sur l'ensemble de l'intervalle d'énergie. Parmi toutes les transitions disponibles, celles de 1131,24 keV, 1327,40 keV, 1601,07 keV, 2311,49 keV, 3116,09 keV, 4979,89 keV, 5715,36 keV, 7414,09 keV et 7790,45 keV sont sélectionnées pour compléter celles de la source

d'^{152}Eu dans la calibration. La sélection est effectuée de manière à couvrir l'ensemble de la plage, avec des points :

- autour d'1 MeV permettant la liaison avec la source d'^{152}Eu,
- d'intensités suffisantes pour que le programme d'analyse puisse effectuer un ajustement correct,
- n'étant pas pollués par d'autres transitions dont la contribution aurait déplacé le centroïde de l'ajustement.

Pour l'expérience de fission du ^{241}Pu, les aléas expérimentaux n'ont pas permis de réaliser de *runs* de calibration à haute énergie. Cette dernière est donc réalisée d'une manière différente. Durant les *runs* des expériences, les neutrons froids du faisceau interagissent en partie avec les matériaux des différentes structures composant le dispositif expérimental. Bien que le *design* de ces structures et les matériaux qui les composent, aient été choisis de manière à éviter un maximum de signaux non désirés dans le détecteur, les interactions des neutrons, avec un matériau spécifique, ressortent même durant les *runs* expérimentaux.

Une grande partie de la structure, en particulier la chambre de réaction, est composée d'aluminium. L'aluminium naturel est composé quasi exclusivement de l'isotope ^{27}Al. Les désexcitations du ^{28}Al résultant de la capture de neutrons thermiques par l'isotope ^{27}Al sont bien connues [Schmidt et al., 1982]. Elles contribuent au spectre en énergie de l'expérience jusqu'à 7,7 MeV. Parmi les pics les plus intenses issus de ces réactions, seuls ceux au delà de 2 MeV sont suffisamment produits pour permettre une calibration. Les pics du ^{28}Al sélectionnés pour la calibration sont ceux à 3033,89 keV, 4133,41 keV et 7724,03 keV. Cependant l'intervalle en énergie entre le pic à 1,4 MeV de l'^{152}Eu et celui à 3,03 MeV du ^{28}Al est très important. Afin de s'assurer du caractère continu en énergie de la calibration, un pic supplémentaire est donc sélectionné à plus basse énergie. Ce pic est celui de la désexcitation du ^{2}H, après capture radiative d'un neutron par l'hydrogène présent dans les matériaux plastiques composant le dispositif expérimental. Ce pic est situé à une énergie de 2223,25 keV [Greenwood and Chrien, 1980]. Il permet de faire la liaison entre les pics à basse énergie de l'^{152}Eu et à haute énergie de l'^{28}Al.

Afin de vérifier la validité de ces calibrations, les différences entre l'énergie tabulée et l'énergie mesurée de plusieurs pics sont calculées pour chaque détecteur. Les pics utilisés pour effectuer cette vérification à basse énergie sont les 7 mêmes pics de l'^{152}Eu que ceux utilisés pour calibrer. À haute énergie, les pics issus de la réaction ^{35}Cl(n,γ) à 1164,86 keV, 6110,98 keV et 7790,45 keV sont utilisés pour l'expérience de fission de l'^{235}U. Pour l'expérience de fission du ^{241}Pu, ce sont les 4 mêmes pics issus des réactions (n,γ) des isotopes ^{1}H et ^{27}Al, auxquels sont ajoutés les pics à 1778,97 keV émis par le ^{28}Si résultant de la décroissance β du ^{28}Al, et à 3465,07 keV et 3591,21 keV du ^{28}Al.

La figure 2.9 est un graphique donnant le résultat de ce calcul, tracé en fonction de l'énergie pour les 4 cristaux du clover EXO_07 pour l'expérience de fission du ^{241}Pu. Les barres d'erreurs com-

prennent les incertitudes sur la position du pic lors de l'ajustement. En revanche, elles ne comprennent ni les composantes issues de la largeur des canaux du spectre utilisé pour faire cet ajustement, ni la résolution des détecteurs. Ces différences très inférieures à 0,5 keV pour ce détecteur sont très petites devant la résolution des détecteurs (autour de 3 keV à 1,4 MeV) et devant la largeur de chaque canal (1 keV par canal pour ce détecteur), ce qui valide sa calibration. Des résultats similaires sont obtenus pour les autres détecteurs pour cette expérience.

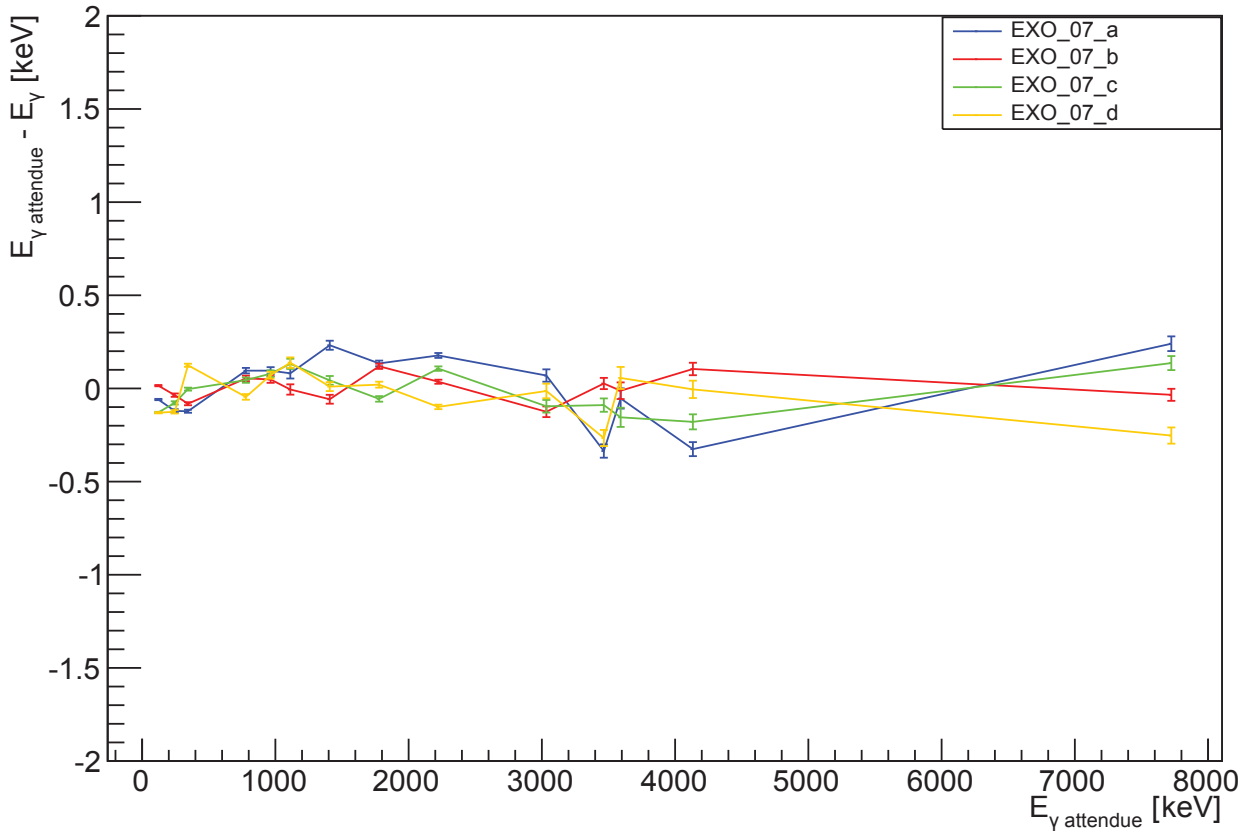


FIGURE 2.9 – Graphique de validation de la calibration, donnant la différence entre l'énergie mesurée et l'énergie tabulée de plusieurs pics (voir texte) en fonction de l'énergie tabulée pour les 4 cristaux du clover EXO_07, durant l'expérience de fission du ^{241}Pu.

Des résultats moins satisfaisants sont obtenus pour l'expérience de fission de l'^{235}U, avec des variations de l'ordre de 0,5-1 keV autour de 1 MeV. Ces résultats peuvent être expliqués par le fait que les détecteurs lors de cette expérience ne sont pas stables dans le temps, comme le montre la partie 2.2.4. Les calibrations à basse énergie et à haute énergie ne sont pas effectuées sur le même *run*. La détection de l'énergie a pu changer entre ces deux moments, expliquant les discontinuités entre les pics de l'^{152}Eu et ceux du ^{36}Cl.

2.2.2 Résolution

La résolution d'un détecteur correspond à la largeur d'un pic détecté. Bien que l'énergie émise par une transition soit toujours la même, le détecteur et l'électronique associée ne permettent pas de détecter exactement cette énergie. Une incertitude apparaît sous la forme d'un pic « large », à la place d'une valeur unique. C'est une caractéristique importante du détecteur pour la spectroscopie. En effet, meilleure est la résolution, autrement dit, plus fin est le pic, plus il sera possible de séparer deux rayonnements ayant des énergies proches.

L'électronique associée au système de détection est réglée de manière à ce que la forme du signal soit la plus symétrique possible. Un pic se rapproche alors fortement de la forme d'une gaussienne. La valeur la plus souvent associée à la résolution est la largeur à mi-hauteur (*Full Width at Half-Maximum* (FWHM)) de la gaussienne, c'est-à-dire sa largeur à la hauteur correspondant à la moitié de sa hauteur maximale. Lors d'un ajustement gaussien d'un pic, elle est, soit donnée directement, soit calculée à partir de la déviation standard σ. Cette grandeur paramétrise la gaussienne, dont l'équation est :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \tag{2.2.3}$$

Où μ est le centroïde de la gaussienne et σ la déviation standard. La largeur à mi-hauteur vaut :

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma \tag{2.2.4}$$

Il est communément admis que 2 rayonnements sont suffisamment résolus lorsqu'ils sont séparés par une énergie égale à la largeur à mi-hauteur.

Plusieurs paramètres peuvent influer sur la résolution d'un détecteur, en particulier les réglages de l'électronique, la température ou les dommages dus aux particules [Leo, 1994].

1. Les réglages de l'électronique ne sont à priori pas amenés à changer durant l'expérience.
2. Comme il a été rappelé au paragraphe 2.1.2.3, la concentration de paires électron-trou dans un état excité (n_i) varie selon $T^{3/2}$. L'augmentation de la température T et donc du nombre de paires implique que la mesure de l'énergie d'un photon incident est dégradée par des créations spontannées de paires électron-trou contribuant au bruit. Ceci augmente la valeur de $FWHM$. Pour réduire cet effet, les détecteurs sont maintenus à basse température ($\simeq$ 77 K). Ils sont montés dans des enceintes sous-vide appelées cryostat et fixés à un doigt froid relié à un réservoir d'azote liquide appelé *Dewar*. Un système de remplissage automatique permet de garder la température aussi basse que possible.
3. Lorsqu'une particule incidente entre en collision avec un atome du réseau cristallin, le choc déplace cet atome de sa position initiale. Ces déplacements sont à l'origine de la création de niveaux d'énergie dans la bande interdite. Ils augmentent par ce biais le nombre de porteurs

de charges dans des états excités. Cela conduit également à une perte de résolution lors de la détection d'un photon. Les expériences EXILL sont conçues de manière à éviter au maximum ces dommages en particulier ceux dus aux neutrons. Des matériaux absorbeurs de neutrons sont placés autour de la chambre à réaction. Ils ont pour but de réduire le flux de neutrons froids diffusés atteignant les détecteurs. Cependant, puisque les neutrons évaporés lors de la fission atteignent les détecteurs malgré tout, la stabilité de la résolution au cours de l'expérience reste à surveiller.

Pour des détecteurs germanium de haute pureté comme ceux utilisés lors des expériences EXILL, la résolution typique se situe autour de 2 keV pour le pic à 1,3 MeV du ^{60}Co. Les valeurs données pour les détecteurs EXOGAM et GASP sont inférieures à 2,1 keV et à 2,3 keV respectivement. Malheureusement, ces résolutions ne sont pas atteintes lors des expériences de fission EXILL. Les tables 2.2 et 2.3 donnent les résolutions mesurées sur des pics, à 1408 keV et 244 keV respectivement, d'une source d'^{152}Eu pour l'ensemble des détecteurs. Ces mesures précèdent l'expérience de fission du ^{241}Pu. Dans ces tableaux, les détecteurs ayant une résolution particulièrement bonne ou particulièrement mauvaise sont mis en évidence en vert et en rouge respectivement. La valeur de la $FWHM$ augmente avec l'énergie. Cependant, les valeurs attendues à 1,4 MeV sont proches de celles à 1,3 MeV.

Les données (voir table 2.2) montrent que les détecteurs ont des résolutions bien moins bonnes (valeurs supérieures) que celles attendues. Ces valeurs sont supérieures à 3 keV à 1,4 MeV et vont au delà de 3,9 keV pour certains détecteurs (en rouge). Quelques détecteurs ont, cependant, des résolutions inférieures à 2,5 keV (en vert).

EXO_00_a	3,75 ± 0,03	EXO_00_b	3,81 ± 0,03	EXO_00_c	3,23 ± 0,00	EXO_00_d	3,30 ± 0,02
EXO_01_a	3,98 ± 0,03	EXO_01_b	3,68 ± 0,02	EXO_01_c	3,49 ± 0,02	EXO_01_d	3,37 ± 0,02
EXO_02_a	3,45 ± 0,02	EXO_02_b	3,48 ± 0,02	EXO_02_c	3,71 ± 0,02	EXO_02_d	3,55 ± 0,02
EXO_03_a	3,66 ± 0,03	EXO_03_b	3,60 ± 0,02	EXO_03_c	3,53 ± 0,02	EXO_03_d	3,40 ± 0,02
EXO_04_a	3,76 ± 0,03	EXO_04_b	3,69 ± 0,03	EXO_04_c	3,65 ± 0,03	EXO_04_d	3,63 ± 0,03
EXO_05_a	3,46 ± 0,02	EXO_05_b	3,32 ± 0,02	EXO_05_c	3,34 ± 0,02	EXO_05_d	3,51 ± 0,03
EXO_06_a	3,24 ± 0,02	EXO_06_b	3,53 ± 0,03	EXO_06_c	3,30 ± 0,03	EXO_06_d	3,16 ± 0,02
EXO_07_a	3,20 ± 0,02	EXO_07_b	3,05 ± 0,02	EXO_07_c	3,03 ± 0,02	EXO_07_d	3,18 ± 0,02
EXO_15_a	3,10 ± 0,02	EXO_15_b	3,02 ± 0,02	EXO_15_c	3,30 ± 0,03	EXO_15_d	2,80 ± 0,02
ILL_08_a	2,27 ± 0,02	ILL_08_b	3,98 ± 0,04	ILL_08_c	2,12 ± 0,02	ILL_08_d	2,18 ± 0,02
ILL_09_a	2,33 ± 0,03	ILL_09_b	2,44 ± 0,03	ILL_09_c	2,35 ± 0,03	ILL_09_d	2,41 ± 0,03
GASP_10	2,72 ± 0,01	GASP_11	3,02 ± 0,02	GASP_12	2,98 ± 0,02	GASP_13	2,79 ± 0,02
GASP_14	3.00 ± 0,02						

TABLE 2.2 – Largeurs à mi-hauteur (en keV) mesurées pour chaque détecteur pour le pic à 1408 keV d'une source d'^{152}Eu.

La table 2.3 présente les résolutions à 244 keV pour les mêmes détecteurs. Bien que la valeur habituellement donnée se situe autour de 1,3 MeV, cette valeur à 244 keV donne l'écart qu'il faut attendre entre 2 rayonnements autour de cette énergie pour arriver à les séparer. Cette valeur prend

donc tout son sens puisque une part importante des désexcitations des produits de fissions se trouvera à basse énergie. Sur cette table, la couleur rouge indique un détecteur ayant une largeur à mi-hauteur supérieure à 3,5 keV, alors que la couleur verte indique une largeur inférieure à 2 keV. Le système de détection dans son ensemble a une résolution correspondant à la moyenne pondérée, par les taux de comptage de chaque détecteur, des valeurs données ici.

EXO_00_a	2,99 ± 0,02	EXO_00_b	2,95 ± 0,02	EXO_00_c	2,63 ± 0,02	EXO_00_d	2,68 ± 0,02
EXO_01_a	2,89 ± 0,02	EXO_01_b	2,99 ± 0,02	EXO_01_c	2,80 ± 0,02	EXO_01_d	2,60 ± 0,02
EXO_02_a	2,63 ± 0,02	EXO_02_b	2,75 ± 0,02	EXO_02_c	3,20 ± 0,02	EXO_02_d	2,89 ± 0,02
EXO_03_a	2,95 ± 0,02	EXO_03_b	3,13 ± 0,02	EXO_03_c	3,09 ± 0,02	EXO_03_d	2,91 ± 0,02
EXO_04_a	3,20 ± 0,02	EXO_04_b	2,84 ± 0,02	EXO_04_c	2,98 ± 0,02	EXO_04_d	2,94 ± 0,02
EXO_05_a	2,79 ± 0,02	EXO_05_b	2,58 ± 0,01	EXO_05_c	2,77 ± 0,02	EXO_05_d	2,94 ± 0,02
EXO_06_a	2,61 ± 0,02	EXO_06_b	2,88 ± 0,02	EXO_06_c	2,58 ± 0,02	EXO_06_d	2,52 ± 0,02
EXO_07_a	2,38 ± 0,02	EXO_07_b	2,27 ± 0,02	EXO_07_c	2,32 ± 0,02	EXO_07_d	2,43 ± 0,02
EXO_15_a	2,58 ± 0,02	EXO_15_b	2,52 ± 0,02	EXO_15_c	2,80 ± 0,02	EXO_15_d	2,22 ± 0,02
ILL_08_a	1,64 ± 0,01	ILL_08_b	3,56 ± 0,03	ILL_08_c	1,52 ± 0,02	ILL_08_d	1,42 ± 0,01
ILL_09_a	1,65 ± 0,02	ILL_09_b	1,68 ± 0,01	ILL_09_c	1,59 ± 0,02	ILL_09_d	1,82 ± 0,02
GASP_10	1,98 ± 0,01	GASP_11	2,03 ± 0,01	GASP_12	2,35 ± 0,01	GASP_13	2,01 ± 0,01
GASP_14	2,21 ± 0,01						

TABLE 2.3 – Largeurs à mi-hauteur (en keV) mesurées pour chaque détecteur pour le pic à 244 keV d'une source d'^{152}Eu.

Les détecteurs LOHENGRIN montrent des résolutions meilleures (valeurs de largeurs à mi-hauteur plus petites) que les autres détecteurs, aussi bien à 244 keV (table 2.3) qu'à 1,4 MeV (table 2.2), excepté pour le détecteur ILL_08_b dont la résolution est particulièrement mauvaise dans les deux cas.

L'augmentation du bruit lors des mesures avec faisceau par rapport à celles avec source implique que la résolution des détecteurs se dégrade durant les expériences. Les tables 2.4, 2.5 et 2.6 donnent les résolutions mesurées sur un des pics parmi les plus hautes énergies disponibles pour chaque détecteur, au début de l'expérience de fission du plutonium. Les pics choisis sont ceux à 7,7 MeV pour les détecteurs EXOGAM, à 4,2 MeV pour les détecteurs LOHENGRIN et différents pics dont les énergies sont données dans la table pour les détecteurs GASP, en fonction du réglage du gain de leur électronique. Les valeurs très inhabituelles de résolution sont dues aux énergies très inhabituelles choisies en référence. En effet, la largeur des pics augmente avec l'énergie. Les énergies, très hautes, des pics choisis impliquent que les largeurs mesurées sont bien plus grandes qu'aux énergies de références habituelles (autour de 1 MeV). Les valeurs inscrites dans les tables servent de référence dans la sous-section 2.2.4 concernant la stabilité des détecteurs.

EXO_00_a	9,84 ± 0,10	EXO_00_b	14,75 ± 0,10	EXO_00_c	7,67 ± 0,06	EXO_00_d	10,33 ± 0,10
EXO_01_a	12,27 ± 0,08	EXO_01_b	10,26 ± 0,07	EXO_01_c	10,52 ± 0,09	EXO_01_d	13,40 ± 0,07
EXO_02_a	10,56 ± 0,14	EXO_02_b	12,45 ± 0,15	EXO_02_c	11,69 ± 0,11	EXO_02_d	12,78 ± 0,13
EXO_03_a	9,06 ± 0,07	EXO_03_b	7,79 ± 0,05	EXO_03_c	9,67 ± 0,06	EXO_03_d	10,68 ± 0,08
EXO_04_a	8,29 ± 0,07	EXO_04_b	10,47 ± 0,10	EXO_04_c	12,11 ± 0,12	EXO_04_d	9,22 ± 0,14
EXO_05_a	8,94 ± 0,08	EXO_05_b	6,63 ± 0,05	EXO_05_c	8,12 ± 0,05	EXO_05_d	7,68 ± 0,08
EXO_06_a	10,87 ± 0,11	EXO_06_b	8,89 ± 0,07	EXO_06_c	11,56 ± 0,13	EXO_06_d	10,39 ± 0,09
EXO_07_a	10,31 ± 0,11	EXO_07_b	10,75 ± 0,08	EXO_07_c	9,98 ± 0,10	EXO_07_d	10,76 ± 0,10
EXO_15_a	5,99 ± 0,03	EXO_15_b	6,90 ± 0,06	EXO_15_c	7,31 ± 0,06	EXO_15_d	5,74 ± 0,03

TABLE 2.4 – Largeurs à mi-hauteur (en keV) mesurées pour les détecteurs EXOGAM pour le pic à 7,7 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de fission du plutonium.

ILL_08_a	3,06 ± 0,06	ILL_08_b	5,03 ± 0,10	ILL_08_c	4,13 ± 0,06	ILL_08_d	3,25 ± 0,05
ILL_09_a	2,82 ± 0,12	ILL_09_b	2,42 ± 0,12	ILL_09_c	3,37 ± 0,13	ILL_09_d	2,80 ± 0,16

TABLE 2.5 – Largeurs à mi-hauteur (en keV) mesurées pour les détecteurs LOHENGRIN pour le pic à 4,2 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de fission du plutonium.

2.2.3 Efficacité des détecteurs au germanium

Une autre caractéristique importante d'un détecteur est son efficacité. Celle-ci détermine la capacité du détecteur à détecter un photon incident. Plusieurs types d'efficacités peuvent être distingués, en particulier, les efficacités totales, photopics et relatives à l'énergie. Une autre caractéristique rend compte de la qualité de détection du dispositif, le pic sur total. Ces quatres grandeurs sont détaillées dans les paragraphes suivants.

Efficacité totale

L'efficacité totale, ou efficacité absolue ϵ_{abs} rend compte du nombre total de photons effectivement mesurés parmi les photons émis. Elle est définie comme étant le nombre de photons détectés N_{det} parmi les photons émis $N_{émis}$ dans l'angle solide occupé par le détecteur Ω. Ces grandeurs sont donc liées par la relation :

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{det}}{N_{émis}\Omega} \tag{2.2.5}$$

Elle est déterminée avec une source dont l'activité est connue. En fixant le temps de mesure utilisé pour cette source, le nombre moyen de photons émis est ainsi connu. L'angle solide du détecteur est déterminé par la géométrie de celui-ci.

Pour le détecteur EXILL pris dans son ensemble, l'efficacité totale est de l'ordre de 6 % [De France, 2016].

Efficacité photopic

L'efficacité photopic $\epsilon_{photopic}$ prend en compte le fait que les photons ont plusieurs modes d'interactions avec la matière. Ils peuvent avoir été comptés, mais ne pas avoir déposé toute leur énergie. C'est le

GASP_10	3,5 MeV	4,75 ± 0,06
GASP_11	3,0 MeV	5,10 ± 0,09
GASP_12	2,2 MeV	4,25 ± 0,02
GASP_13	2,2 MeV	5,13 ± 0,02
GASP_14	2,2 MeV	5,10 ± 0,04

TABLE 2.6 – Largeurs à mi-hauteur (en keV) mesurées pour les détecteurs GASP pour différents pics (les énergies sont données) issus des réactions $^{27}Al(\mathrm{n},\gamma)$ et $^{1}H(\mathrm{n},\gamma)$ (cas du pic à 2,2 MeV) présentes dans les données de fission du plutonium.

cas lors d'une diffusion Compton, par exemple, pour laquelle le photon diffusé sortirait du détecteur. Cette efficacité prend en compte les corrections apportées par l'algorithme d'*AddBack* (voir sous-section 2.1.2.5). Elle est définie comme étant le rapport entre le nombre de photons ayant déposé toute leur énergie dans le détecteur $N_{photopic}$ et le nombre de photons émis dans l'angle solide occupé par le détecteur $N_{émis}\Omega$:

$$\epsilon_{photopic} = \frac{N_{photopic}}{N_{émis}\Omega} \tag{2.2.6}$$

Un détecteur avec une bonne efficacité photopic rend à la fois compte de l'intensité de rayonnement émis par la source ainsi que des énergies de ces rayonnements. En d'autres termes, ce détecteur compte efficacement les photons qu'il reçoit et mesure leurs énergies correctement pour une grande proportion d'entre eux.

Pic sur total

Le pic sur total $Pic/Total$ rend compte de la qualité de détection du détecteur. Il quantifie la proportion de photons dont l'énergie est correctement détectée. Il est défini comme le rapport entre le nombre de photons ayant déposé toute leur énergie dans le détecteur $N_{photopic}$ et le nombre de photons détectés N_{det}.

$$Pic/Total = \frac{N_{photopic}}{N_{det}} \tag{2.2.7}$$

L'algorithme d'*AddBack* et la réjection anti-Compton (sous-section 2.1.2.5) améliorent le $Pic/Total$. En effet, idéalement, le premier retire deux événements appartenant au fond pour reconstituer un événement à l'énergie incidente, le second rejette des événements du fond.

Les valeurs de $Pic/Total$ des détecteurs EXOGAM, en fonctionnement normal au GANIL et lors des expériences de fission EXILL sont présentées dans la table 2.7. Ces valeurs montrent l'amélioration obtenue lors de l'utilisation de l'algorithme d'*AddBack* et de la réjection anti-Compton. La comparaison des valeurs obtenues au GANIL et à l'ILL indiquent que la qualité de la détection du détecteur brut est légèrement moins bonne dans le second cas. Ce fait s'accentue légèrement avec l'application de l'*AddBack*. Ces petites différences peuvent être dues à l'utilisation d'une électronique différente, ainsi qu'aux réglages de cette dernière.

	au GANIL	à l'ILL
Pic/Total brut	15 %	13 %
Pic/Total avec *AddBack*	27 %	23 %
Pic/Total avec *AddBack* et anti-Compton	44 %	26 %

TABLE 2.7 – Rapports *Pic/Total* des détecteurs EXOGAM en fonctionnement au GANIL et lors des expériences de fission EXILL, brut, avec *AddBack* et avec *AddBack* et anti-Compton. [Clement, 2013]

Lors de l'application de l'anti-Compton, une forte amélioration (+17 %) du *Pic/Total* est observée au GANIL, mais pas à l'ILL (+3 % seulement). Ceci indique un mauvais fonctionnement de la réjection anti-Compton lors des expériences EXILL. Les raisons de cette déficience n'ont pas été mises en évidence.

Efficacité relative

L'efficacité relative ϵ_{rel} donne les différences d'efficacités de détection suivant l'énergie du photon incident. En effet, la capacité du détecteur à détecter un rayonnement n'est pas constante avec l'énergie. Cela est dû à la présence de seuils dans les détecteurs et, principalement, aux probabilités des diverses interactions des photons avec le détecteur, suivant leurs énergies. L'efficacité relative est obtenue en comparant, pour une source connue, les intensités apparentes des différents pics, avec les intensités de référence pour ces pics. Le rapport de ces intensités donne l'efficacité de détection à l'énergie du pic considéré. L'intensité apparente est obtenue en ajustant le pic avec une distribution de type « gaussienne avec fond ». L'intégrale de cette gaussienne donne le nombre de coups comptés. Un pic est choisi comme référence. Pour ce pic, le nombre de coups mesurés donne une intensité apparente fixée égale à l'intensité attendue. Les intensités apparentes des autres pics sont calculées comparativement à ce pic, d'efficacité égale à 1. Sur une échelle en ‰, les points sont ensuite ajustés à l'aide d'une fonction de la forme :

$$\epsilon_{rel} = \exp\left[(A + B * x + C * x^2)^{-G} + (D + E * y + F * y^2)^{-G}\right]^{-1/G} \tag{2.2.8}$$

où :

- $x = \log(E_\gamma/100)$ et $y = \log(E_\gamma/1000)$
- A, B et C sont les paramètres régissant la partie basse énergie de la fonction, croissante. La valeur de C a été fixée à 0,
- D, E et F sont les paramètres régissant la partie haute énergie de la fonction, décroissante,
- G est le paramètre donnant le comportement de la transition, soit abrupte, soit douce, entre les 2 parties précédentes.

La table 2.8 donne les 7 pics utilisés, de la source d'^{152}Eu, ainsi que les intensités tabulées de ces pics, avec leurs erreurs associées. Le pic choisi comme référence est celui à 120,152 keV. Ces

7 points sont ensuite remis à l'échelle, de manière à ce que le maximum de la fonction d'ajustement soit égal à 1 (1000 ‰ sur la figure 2.10 présentée ultérieurement).

E [keV]	$I_{relatives}$		ΔI
120.152	1362	±	16
244.142	358	±	6
344.104	1275	±	19
777.131	619	±	8
963.198	692	±	9
1111.82	649	±	9
1407.69	1000	±	3

TABLE 2.8 – Énergies et intensités tabulées des pics d'une source d'europium ajustés pour obtenir les courbes d'efficacités relatives.

Ces pics ne permettent pas de décrire l'ensemble de la plage en énergie. Pour remédier à ce problème, un point à basse énergie et jusqu'à 5 points à plus hautes énergies sont ajoutés. Ces points sont référencés dans les tables 2.9 et 2.10 avec leurs énergies et les intensités relatives entre les différents pics. La table 2.9 donne, pour des transitions en coïncidences avec la transition de 4133 keV de l'^{28}Al, les intensités relatives calculées à partir des intensités tabulées et du schéma de niveaux fourni par [Schmidt et al., 1982]. Ces transitions permettent d'obtenir un point à basse énergie (30,6 keV) et de couvrir une gamme d'énergie ayant une zone de recouvrement avec la plage décrite par l'^{152}Eu et s'étendant jusqu'à 3591 keV. Les intégrales de ces pics sont obtenues à partir de spectres conditionnés sur la transition de 4133 keV provenant des données de l'expérience. Pour le détecteur dans son ensemble et un détecteur EXOGAM typique, un point à 7724 keV a été ajouté au jeu de points précédents. Pour cela, les intensités relatives entre ce pic et le pic à 3591 keV, communs aux deux tableaux, sont utilisées. Les intensités relatives sont données dans la table 2.10, provenant de la même source que pour le tableau précédent. Les intégrales de ces pics sont obtenues sur le spectre non conditionné de l'expérience.

E [keV]	$I_{relatives}$		ΔI
3591.2	100.00	±	4.26
3560.5	19.79	±	1.06
2577.7	46.81	±	2.13
1013.7	17.80	±	1.98
983.0	29.01	±	3.30
30.6	48.95	±	3.46

TABLE 2.9 – Énergies et intensités relatives à la transition de 3591 keV, calculées à partir des intensités tabulées des transitions en coïncidence avec la transition de 4133 keV du ^{28}Al. Ces pics sont ajustés sur un spectre conditionné pour obtenir les courbes d'efficacités relatives.

E [keV]	$I_{relatives}$		ΔI
3591.2	4.7	±	0.2
7724.0	26.8	±	0.1

TABLE 2.10 – Énergies et intensités relatives tabulées, de transitions à hautes énergies du ^{28}Al. Ces pics sont ajustés sur un spectre non conditionné pour obtenir les courbes d'efficacités relatives.

Le jeu de points complémentaires (composé des pics de la table 2.9 et du pic à 7724 keV lorsqu'il fait partie de la plage en énergie accessible au détecteur) a été intégré au jeu de points issus de l'^{152}Eu de manière itérative. L'efficacité à 983.0 keV est lue sur la courbe précédemment obtenue. Puis, les efficacités relatives des points à ajouter sont calculées en prenant cette valeur comme référence pour le point à 983 keV. Ce dernier ne sert que pour l'ajustement et n'apparait pas dans le résultat final. Le point à 1013,7 keV suffit à s'assurer du bon recouvrement entre les points précédents et ceux ajoutés. La distribution complète des points est à nouveau ajustée, puis remise à l'échelle de manière à ce que le maximum de la fonction d'ajustement soit égal à 1000‰.

Cette méthode est répétée jusqu'à ce que les efficacités à 983 keV obtenues au début et à la fin de la méthode itérative ne soient séparées que d'une valeur très faible (0.2 ‰).

La figure 2.10 montre les courbes des efficacités relatives obtenues avec la méthode précédente, pour le détecteur dans son ensemble (en bleu), un cristal EXOGAM typique (en rouge), un cristal LOHENGRIN typique (en jaune), et un détecteur GASP typique (en vert) en fonction de l'énergie (en keV), ainsi que les ajustements de ces 4 courbes. Les paramètres des ajustements sont donnés dans la table 2.11. L'efficacité relative de l'ensemble du détecteur est une moyenne pondérée des efficacités relatives de tous les cristaux. Elle suit donc la forme générale décrite par la majorité de ceux-ci.

Detecteur	A	B	D	E	F	G
Détecteur complet	6.74248	1.9716	5.62319	-0.71606	-0.0658665	386.141
EXO_06_c	6.84655	1.97955	5.78386	-0.644075	-0.0570539	52.2031
ILL_08_d	6.44808	2	5.22273	-0.705752	0.0714726	69.7493
GASP_11	6.84398	1.73719	5.69076	-1.08063	-0.266287	388.589

TABLE 2.11 – Paramètres des ajustements des courbes d'efficacités relatives 2.10. Les noms des paramètres sont donnés équation 2.2.8.

Ces courbes sont très importantes dans le cadre d'un travail en intensité lors de l'analyse des données. En effet, l'efficacité du détecteur, bien plus faible à haute énergie qu'à 130 keV, fausse la construction de schémas de niveaux dont l'ordre des transitions est souvent basé sur les intensités

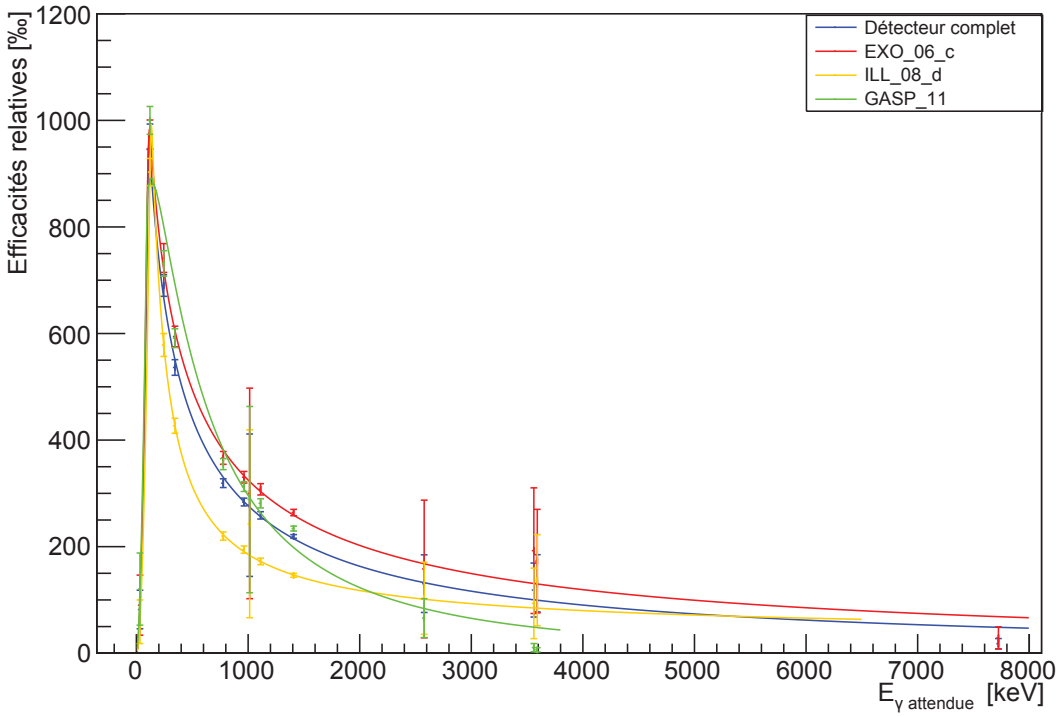


FIGURE 2.10 – Courbes et ajustements des efficacités relatives (en ‰) pour le détecteur dans son ensemble (en bleu), un cristal EXOGAM typique (en rouge), un cristal LOHENGRIN typique (en jaune), et un détecteur GASP typique (en vert) en fonction de l'énergie (en keV).

relatives. L'obtention de ces courbes permet de corriger les différences d'intensités dues aux efficacités différentes suivant l'énergie, sur les spectres obtenus par la suite. Dans le cas des courbes présentées dans cette sous-section, le manque de points à des énergies inférieures à 200 keV ne permet pas de contraindre suffisamment les ajustements. Il en résulte des paramètres G très grands impliquant que les parties basses énergies ne sont pas fiables. Un travail complémentaire sur les parties basses énergies est encore nécéssaire dans le cas où une correction de l'efficacité aux énergies [0 keV ; 200 keV] serait requise.

2.2.4 Stabilité du détecteur dans le temps

Chacune des deux longues expériences de fissions de la campagne EXILL a duré 16 jours. Les expériences de cette durée permettent d'accumuler suffisamment de statistique, donc d'une part de pouvoir observer des phénomènes rares, et d'autre part de réduire les incertitudes. Cela n'est possible que si l'ensemble des données peut être sommé. Afin d'effectuer cette sommation, il faut vérifier que le système de détection est stable dans le temps tout au long de l'expérience ou apporter une correction de manière à ce que la somme devienne un ensemble cohérent.

Cette partie traite de la stabilité dans le temps de l'énergie détectée pour chacune des deux

expériences de fissions, puis de la stabilité dans le temps de la résolution du détecteur. En effet, de nombreux paramètres peuvent influer sur la résolution d'un détecteur, en particulier les dommages causés par les neutrons qui dégradent cette résolution. Si un nombre non négligeable des détecteurs voit sa résolution se dégrader durant l'expérience, la qualité des données lors de leurs sommations s'en ressentira.

Stabilité en énergie

Pour l'expérience de fission de l'^{235}U, l'évolution au cours du temps des positions de quelques pics connus a été obtenue en ajustant ces pics pour des *runs* régulièrement espacés en temps et pour chaque détecteur. Les pics utilisés sont issus de la réaction ^{27}Al(n,γ).

Une proportion importante des détecteurs montre une variation de leur comportement dans le temps lors de cette expérience. La position des pics peut varier de plusieurs dizaines de canaux sur certains détecteurs. Ces variations ne suivent aucune logique directement visible, pouvant varier vers le haut puis le bas, et sans continuité dans les vitesses de dérive. Pour cette expérience, la sommation des données ne peut être effectuée, sans dégrader leurs qualités, qu'au prix d'une calibration régulière des détecteurs à l'aide de pics issus des données, durant l'ensemble du temps de l'expérience.

Pour l'expérience de fission du ^{241}Pu et pour chaque détecteur, l'ajustement de pics issus de *runs* régulièrement espacés en temps ne montre pas de variations significatives. Un procédé permettant d'affiner les résultats est mis en place. Comme précédemment, les données sont séparées par intervalles de temps, mais en 78 paquets de 50 *runs*, soit en groupes d'environ 4 heures. Pour chaque paquet, les 5 premiers *runs* ($\sim$ 25 minutes) sont sommés. Cela permet d'avoir un nombre de coups suffisant pour effectuer l'ajustement de pics, même à haute énergie et avec des incertitudes réduites.

Pour chaque détecteur et pour chaque échantillon, les pics à 2223,25 keV, 4259,54 keV et 7724,03 keV issus des réactions (n,γ) sont ajustés. L'évolution de leurs positions au cours du temps est tracée. Deux autres pics à plus basses énergies sont traités de la même manière. Il s'agit des pics :

- à 511 keV dont la contribution majoritaire vient de l'annihilation des positons de la création de paires,
- autour de 884 keV dont les contributions majoritaires proviennent des désexcitations des isotopes ^{134}Xe et ^{104}Ru issus des chaînes de désintégration β de différents produits de fission.

Les contributions exactes dans ces pics des différentes transitions, ainsi que leurs évolutions au cours du temps n'étant pas maîtrisées, les résultats obtenus ne servent que d'indicateurs à basse énergie. Pour les détecteurs GASP_10 et GASP_11, les pics à 3465,07 keV et 3033,89 keV respectivement sont ajoutés aux pics ajustés, car ils se situent vers leur valeur d'énergie maximum détectable.

Pour chaque pic, plusieurs ajustements sont réalisés. Les méthodes d'ajustements numériques sont sensibles à des paramètres de départ utilisés pour réaliser ces ajustements. Les résultats peuvent

varier suivant les valeurs de ces paramètres. Les 7 ajustements sont réalisés avec des sets de paramètres différents. Une moyenne des résultats de ces ajustements permet de s'affranchir des fluctuations purement numériques. Lors des ajustements effectués grâce à ROOT, une valeur de χ^2 est donnée. Elle renseigne sur l'accord entre l'ajustement et la distribution ajustée. Les ajustements des pics dont les valeurs de χ^2 divergent fortement sont rejetés.

Sur la figure 2.11, les étoiles noires donnent les positions en keV des centroïdes obtenus avec les 7 ajustements du pic à 4259,54 keV, en fonction du temps, en unité de 50 *runs*, pour le détecteur EXO_05_b. Sur cette figure, une fluctuation de l'ordre de ± 0,5 keV est visible pour chaque unité de temps. Cette fluctuation est dominée par la forme de la distribution à ajuster. Le gain de 1 keV par canal pour ce détecteur ne permet pas d'obtenir une distribution fine. Les fluctuations statistiques sur chaque canal ont une influence importante sur la forme générale du pic considéré. Elles sont donc dominées par le manque de résolution dû au gain. Leurs amplitudes, inférieures à la largeur du canal, ne permettent pas de les considérer comme pertinentes.

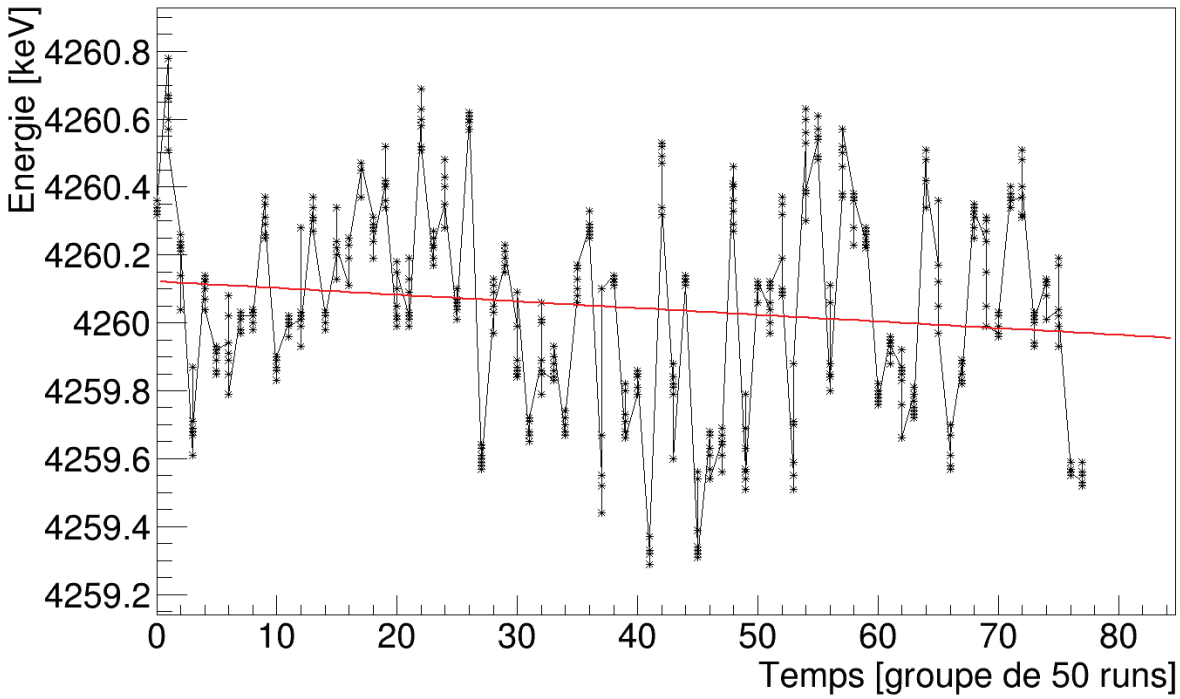


FIGURE 2.11 – Graphique des positions ajustées pour un pic à 4259,54 keV, pour le détecteur EXO_05_b pour 7 jeux de paramètres initiaux d'ajustement, en fonction du temps en unité de 50 *runs*. La courbe rouge est un ajustement linéaire, donnant la tendance de la distribution.

Pour obtenir le comportement général du détecteur au cours du temps, un ajustement linéaire, visible en rouge sur la figure, a été effectué sur cette distribution. La différence entre les valeurs de cet ajustement en début et en fin d'expérience donne la variation moyenne pour un détecteur au cours de l'expérience. Les valeurs les plus importantes de ces variations pour tous les détecteurs

sont obtenues avec les pics à plus haute énergie. Il s'agit des pics à 7724,03 keV pour les détecteurs EXOGAM, 4259,54 keV pour les détecteurs LOHENGRIN, 3465,07 keV pour le détecteur GASP_10, 3033,89 keV pour le détecteur GASP_11 et 2223,25 keV pour les autres détecteurs GASP. Les énergies différentes de ces pics proviennent de réglages différents de l'électronique associée à chaque détecteur, impliquant des plages de détection différentes.

Les tables 2.12, 2.13 et 2.14 donnent les valeurs de ces variations pour les détecteurs LOHENGRIN, EXOGAM et GASP respectivement, pour un pic à haute énergie dépendant du détecteur. Les énergies des pics considérés sont données dans la légende pour les détecteurs EXOGAM et LOHENGRIN, et dans le tableau pour les détecteurs GASP.

ILL_08_a	-0,41	ILL_08_b	0,01	ILL_08_c	0,10	ILL_08_d	-0,16
ILL_09_a	-0,55	ILL_09_b	-0,55	ILL_09_c	-1,20	ILL_09_d	-0,46

TABLE 2.12 – Différences moyennées, en keV, entre les énergies corrigées mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs LOHENGRIN et pour le pic à 4,2 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de l'expérience.

EXO_00_a	-1,03	EXO_00_b	-0,41	EXO_00_c	-0,48	EXO_00_d	-0,42
EXO_01_a	-0,36	EXO_01_b	-0,28	EXO_01_c	-0,49	EXO_01_d	0,02
EXO_02_a	-0,96	EXO_02_b	-0,41	EXO_02_c	-0,24	EXO_02_d	-0,90
EXO_03_a	-0,08	EXO_03_b	-0,01	EXO_03_c	0,00	EXO_03_d	0,10
EXO_04_a	-0,29	EXO_04_b	-0,06	EXO_04_c	-0,25	EXO_04_d	-0,07
EXO_05_a	-0,42	EXO_05_b	-0,51	EXO_05_c	0,18	EXO_05_d	-0,34
EXO_06_a	-0,15	EXO_06_b	-0,30	EXO_06_c	-0,06	EXO_06_d	0,07
EXO_07_a	-0,76	EXO_07_b	-0,22	EXO_07_c	-0,70	EXO_07_d	-0,65
EXO_15_a	-0,95	EXO_15_b	-1,16	EXO_15_c	-0,98	EXO_15_d	-1,08

TABLE 2.13 – Différences moyennées, en keV, entre les énergies corrigées mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs EXOGAM et pour un pic à 7,7 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de l'expérience.

GASP_10	3,5 MeV	-0,45
GASP_11	3,0 MeV	-1,24
GASP_12	2,2 MeV	-0,43
GASP_13	2,2 MeV	-0,55
GASP_14	2,2 MeV	-0,45

TABLE 2.14 – Différences moyennées, en keV, entre les énergies corrigées mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs GASP. Les énergies des pics, issus des réactions ^{27}Al(n,γ) et ^{1}H(n,γ) (cas du pic à 2,2 MeV) présentes dans les donnés de l'expérience, sont inscrites dans le tableau.

Ces variations sont inférieures à 1 keV pour la plupart des détecteurs. Seuls 5 détecteurs montrent des variations plus importantes, mais celles-ci ne dépassent pas 1,25 keV. Elles restent donc petites devant la résolution des détecteurs aux énergies considérées (voir tables 2.4, 2.5 et 2.6).

Stabilité en résolution

Comme il a été mentionné au paragraphe 2.2.2, une autre propriété accessible avec les mêmes ajustements est la résolution. La stabilité de la résolution est déterminée en utilisant la méthode précédente mais en utilisant la largeur à mi-hauteur à la place de la position du centroïde des pics. La vérification de la stabilité de la résolution ayant été effectuée avec la dernière méthode décrite, elle n'a pas été réalisée pour l'expérience de fission de l'^{235}U.

Les tables 2.15, 2.16 et 2.17 donnent les valeurs des variations de la résolution entre le début et la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs EXOGAM, LOHENGRIN et GASP respectivement et pour un pic à haute énergie dépendant du détecteur. Les énergies des pics considérés sont données dans la légende pour les détecteurs EXOGAM et LOHENGRIN, et dans la table pour les détecteurs GASP.

EXO_00_a	1,40	EXO_00_b	0,62	EXO_00_c	0,92	EXO_00_d	2,26
EXO_01_a	0,89	EXO_01_b	0,98	EXO_01_c	1,55	EXO_01_d	1,03
EXO_02_a	1,56	EXO_02_b	1,16	EXO_02_c	1,34	EXO_02_d	1,65
EXO_03_a	0,18	EXO_03_b	0,37	EXO_03_c	0,17	EXO_03_d	0,58
EXO_04_a	0,25	EXO_04_b	1,12	EXO_04_c	-0,26	EXO_04_d	1,50
EXO_05_a	1,11	EXO_05_b	0,53	EXO_05_c	0,30	EXO_05_d	0,72
EXO_06_a	1,22	EXO_06_b	0,51	EXO_06_c	0,73	EXO_06_d	0,70
EXO_07_a	1,31	EXO_07_b	2,67	EXO_07_c	1,62	EXO_07_d	1,28
EXO_15_a	-0,12	EXO_15_b	0,10	EXO_15_c	-0,05	EXO_15_d	-0,07

TABLE 2.15 – Différences moyennées, en keV, entre les résolutions mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs EXOGAM et pour un pic à 7,7 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de l'expérience.

ILL_08_a	0,27	ILL_08_b	-0,06	ILL_08_c	-0,23	ILL_08_d	0,20
ILL_09_a	0,43	ILL_09_b	0,96	ILL_09_c	-0,13	ILL_09_d	-0,34

TABLE 2.16 – Différences moyennées, en keV, entre les résolutions mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs LOHENGRIN et pour un pic à 4,2 MeV issu des réactions ^{27}Al(n,γ) présentes dans les données de l'expérience.

GASP_10	3,5 MeV	-0,16
GASP_11	3,0 MeV	-0,63
GASP_12	2,2 MeV	0,01
GASP_13	2,2 MeV	0,28
GASP_14	2,2 MeV	0,18

TABLE 2.17 – Différences moyennées, en keV, entre les résolutions mesurées au début et à la fin de l'expérience de fission du ^{241}Pu, pour les détecteurs GASP. Les énergies des pics, issus des réactions ^{27}Al(n,γ) et ^{1}H(n,γ) (cas du pic à 2,2 MeV) présentes dans les données de l'expérience, sont inscrites dans la table.

Les variations de la résolution sont, pour quelques détecteurs EXOGAM et la plupart des détecteurs LOHENGRIN et GASP, de l'ordre de, ou inférieures à 0,5 keV. Elles ne sont pas significatives car elles peuvent provenir de fluctuations statistiques sur la hauteur des canaux dans les spectres en énergie. Ces fluctuations couplées au gain des détecteurs ne permettent pas d'obtenir une distribution fine. Des variations de la résolution de l'ordre de 0,5 keV peuvent alors apparaître. Sur les graphiques, semblables à la figure 2.11, de l'évolution des largeurs à mi-hauteur des pics en fonction du temps, les fluctuations entre groupes de *runs* sont de cet ordre de grandeur.

Quelques détecteurs ont des résolutions semblant « s'améliorer » au cours de l'expérience (valeurs de variations négatives). Ces « améliorations » n'ont pas réellement de sens physique. Les détecteurs subissent des dommages au cours du temps. Leur résolution ne peut donc pas s'être améliorée. De plus, les amplitudes de ces variations négatives les placent dans les variations non significatives. Les détecteurs concernés sont donc considérés stables.

Pour les détecteurs ayant des variations de plus de 0,5 keV, bien que ces amplitudes de variations puissent sembler importantes devant les résolutions habituellement associées aux détecteurs germanium, il est important de rappeler que ces dernières sont des valeurs en source et autour de 1,3 MeV. Les variations données dans les tables 2.15, 2.16 et 2.17 sont mesurées sur des résolutions, sous faisceau, aux hautes énergies fournies à la fin du paragraphe 2.2.2. Des augmentations de ces résolutions de 1 à 1,5 keV pour des résolutions de départ autour de 10 keV correspondent à des dégradations de la résolution limitées à 15 %. Seules 2 détecteurs montrent des dégradations plus importantes, allant jusqu'à 25 %, mais leur nombre limité permet de négliger la perte de résolution qu'ils apporteront pour l'ensemble des données. Toutefois, ces détecteurs ayant été identifiés, ils peuvent être écartés de l'analyse dans le cas où une meilleure résolution est nécessaire.

Conclusion sur la stabilité du détecteur

L'ensemble des détecteurs reste stable en énergie et une grande majorité est également stable en résolution. Seuls quelques détecteurs subissent une dégradation de cette dernière au cours du temps. Dans le cas où une résolution particulièrement bonne serait nécessaire lors de l'analyse, les quelques détecteurs se dégradant peuvent être rejetés. Ce rejet peut être complet ou partiel, en identifiant le moment auquel le comportement du détecteur dépasse un seuil fixé suivant les besoins de l'analyse.

Le nombre limité de détecteurs concernés ne compromet cependant pas la sommation des données. Celle-ci est donc réalisée.

2.2.5 Construction et modélisation des événements

Lorsque les premières étapes de mise en forme des données ont été effectuées, à chaque photon détecté est associé :

- un numéro de détecteur,
- un temps, en unité de 10 ns, qui prend en compte les différences qui peuvent exister entre les détecteurs,
- une énergie qui est connue en keV.

Ces trois informations ne sont pas suffisantes pour débuter une analyse de spectroscopie du noyau. En effet, cette analyse est basée sur les corrélations qui existent entre les photons des différentes cascades des isotopes produits lors de l'expérience. Une étape de reconstruction des événements est nécessaire pour recomposer les événements à partir des photons corrélés émis par la désexcitation des noyaux produits lors d'une même réaction. Une modélisation de ces événements est faite par la suite, pour en permettre une analyse plus aisée. La description de ces deux étapes est développée dans les paragraphes qui suivent.

2.2.5.1 Construction des événements

Idéalement, tous les photons émis par un noyau se désexcitant et qui ont été détectés en « même temps » devraient faire partie d'un même événement. Celui-ci ne devrait contenir que ces photons, et, dans le cas d'une réaction de fission, ces photons et ceux du noyau complémentaire. Lors de la détection, la source d'émission des photons n'est pas connue, ce qui ne permet pas de créer ces événements idéaux. En revanche, le temps d'arrivée des photons est enregistré. La plupart des niveaux excités des noyaux ont des temps de vie très courts. Ils se désexcitent donc très rapidement, bien plus rapidement que la fréquence d'échantillonnage du système de détection (10 ns). À l'échelle des temps du détecteur, les photons d'une cascade formée par de tels niveaux sont émis simultanément. Il est donc attendu que leurs détections soient « simultanées ». C'est cette propriété qui est utilisée pour reconstruire les événements et les corrélations qui existent entre les photons d'une même cascade.

L'algorithme traditionnel de reconstruction des événements ouvre une porte en temps (une période de temps) à la lecture d'un premier photon. Il regroupe ensuite dans un même événement ce photon et tous ceux dont le temps est compris dans l'intervalle ouvert. Cette période de temps permet de prendre en compte le fait que le système d'acquisition n'est pas parfait. Il peut étaler la détection de photons « simultanés ». De plus, les temps de vie plus longs de certains niveaux retardent une partie des émissions γ. Une valeur courante pour cette période est de 200 ns. Celle-ci

peut cependant dépendre du noyau à étudier, du type d'étude ou de paramètres expérimentaux tels que les fréquences d'émission de paquets de faisceau ou celles des réactions.

Pour les expériences EXILL, deux algorithmes de reconstruction d'événements, plus raffinés que l'algorithme traditionnel ont été développés. En effet, l'ouverture d'une porte en temps à la lecture d'un premier photon ne prend pas en compte le fait que celui-ci peut être éloigné des suivants. Ces derniers peuvent être plus proches d'autres photons qui se trouveraient hors de cet intervalle de temps. Les événements construits alors refléteraient moins les phénomènes physiques dont ils sont originaires. Les deux algorithmes ont été réalisés de manière à prendre en compte ce cas.

Un des algorithmes a été développé à l'ILL, pour le logiciel *lst2root* [Blanc et al., 2013b]. Il ouvre une plage de temps de 2 fois la durée de la porte choisie. Il scanne cet intervalle de manière à construire l'événement, compris dans une seule porte en temps, ayant le plus de γ. Les photons laissés de côté forment des événements séparés.

L'autre algorithme a été développé à l'IPNL, pour le logiciel GAMMAWARE. Il se base sur des principes géométriques pour construire des événements correspondant aux périodes de temps les plus denses en photons détectés. La figure 2.12 schématise la reconstruction d'événements avec cet algorithme. Les événements ne sont pas définis par une porte en temps ayant une durée fixe. Un temps Δt est fixé, comme ouverture pour chaque photon. Lorsque un photon (en rouge sur la figure) est lu à un temps t, un triangle (en vert sur la figure) est construit ayant comme base $[\ t\ -\ \Delta t\,;\ t\ +\ \Delta t]$ et Δt comme hauteur. Si plusieurs triangles se superposent, ils sont sommés et forment des trapèzes (en bleu sur la figure). Si un trapèze ne se superpose avec aucun autre trapèze, les photons qu'il contient forment un événement. Si un trapèze retombe sur le plateau d'un autre trapèze, tous les photons de l'ensemble font partie du même événement. En revanche, si un trapèze retombe et croise la montée d'un autre trapèze, les photons contenus par chacun des trapèzes forment des événements différents. Dans l'exemple schématisé figure 2.12, les deux trapèzes bleus se croisent dans leurs pentes descendantes et montantes respectivement. Les photons sont séparés en deux événements, l'un contenant les deux premiers et l'autre contenant les 3 autres. En suivant cet algorithme, les événements reconstruits ne sont pas limités en temps. Ils dépendent de la fréquence d'arrivée des photons et de l'ouverture Δt qui leur est associée.

Les analyses des expériences EXILL accomplies pour le travail présenté dans ce manuscrit ont été réalisées avec l'algorithme développé à Lyon. Le temps d'ouverture Δt a été fixé à 50 ns, ce qui correspond à la largeur des distributions de γ prompts observés sur la figure 2.7.

2.2.5.2 Arbres et matrices

Le logiciel ROOT fournit un format adapté au stockage des données sous forme d'événements. Un objet « arbre » ou *TTree* consiste en une liste de branches indépendantes. Ces branches

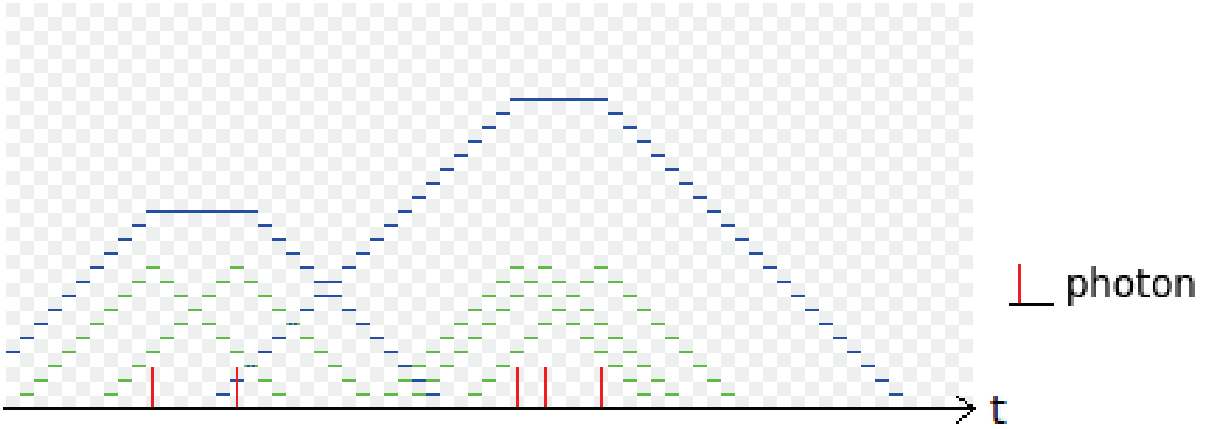


FIGURE 2.12 – Schéma illustrant la méthode de reconstruction des événements développée pour le logiciel GAMMAWARE. Les photons (représentés par des traits rouges) sont lus sur une ligne de temps, des triangles (en vert) leurs sont associés. Ceux-ci sont sommés et forment les trapèzes (en bleu). Les propriétés des trapèzes définissent quels photons appartiennent à un événement ou à un autre.

indépendantes permettent de stocker les différentes informations relatives à un événement. Pour les expériences EXILL, il a été choisi de stocker chaque événement avec 5 branches :

- une pour sa multiplicité. En anglais, une distinction est faite entre les termes *multiplicity* et *fold*. Le premier est la multiplicité théorique de l'événement, en d'autres termes, le nombre total de transitions que contient la cascade de désexcitation de l'état de départ de l'événement. Le second est la multiplicité de l'événement reconstruit, c'est-à-dire le nombre de photons détectés ayant été mis ensemble dans un événement. Le terme multiplicité utilisé ici se réfère au *fold* anglais ;
- une pour son temps d'occurence. Il s'agit de la moyenne des temps d'arrivée de l'ensemble des photons composant l'événement ;
- une pour les énergies de chacun des photons constituant l'événement,
- une pour la différence entre le temps d'arrivée de l'événement et celui de chacun de ses photons,
- une pour les identifiants des détecteurs ayant mesuré chacun des photons de l'événement.

Les données sous forme d'arbre ROOT, permettent de construire rapidement les visualisations servant à l'analyse.

Projections des données, directes ou par coïncidences

Pour en effectuer l'analyse, les données sont projetées sous forme de spectres ou de matrices (spectres 2D) qui peuvent être conditionnés ou non. Généralement, les spectres étudiés sont une projection des énergies des photons. Dans le cas des matrices, elles sont une projection des énergies des photons en fonction des énergies des autres photons constituant l'événement. Des conditions sur la multiplicité, le détecteur, le temps ou d'autres énergies de photons peuvent être ajoutées pour construire ces

spectres.

Les outils proposés par GAMMAWARE sont conçus pour permettre une utilisation aisée des matrices. Ces objets permettent de visualiser les coïncidences (les corrélations) entre leurs deux axes. Une matrice γ-γ montre les corrélations qui existent entre les photons d'une énergie et les énergies des autres photons dans les événements. GAMMAWARE permet de sélectionner une plage en énergie, sur un axe de la matrice, pour laquelle une projection des coïncidences est effectuée. Le logiciel permet également de soustraire un fond au spectre créé. Ce fond est calculé en coïncidence avec d'autres plages en énergie définies sur l'axe de la matrice.

La construction des matrices nécessite d'utiliser des *macro* ROOT. Ce sont des programmes écrits dans le language C++ utilisé par ROOT. Ces programmes permettent de relire automatiquement les arbres stockant les données et de définir comment remplir une ou plusieurs matrices. En effet, il est possible de conditionner le remplissage d'une matrice suivant différents critères accessibles à travers l'arbre de départ. Ces critères peuvent être la coïncidence avec une énergie particulière ou un angle particulier entre deux photons par exemple. Ces critères sont définis suivant l'analyse à réaliser.

Écueils des projections successives

Lors de la construction d'une matrice, les événements de multiplicité supérieure à 2 sont projetés sur un espace à 2 dimensions. Les corrélations existantes entre tous les photons de ces événements sont perdues. L'événement est découpé en un ensemble de sous-événements contenant toutes les paires de photons réalisables à partir de l'événement de départ. Lors d'une projection de la matrice ou d'une sélection sur la matrice, il est possible que les événements de multiplicité supérieure à 2 contribuent de manière plus importante qu'ils ne devraient [Beausang et al., 1995].

Cet état de fait se généralise pour tout événement de multiplicité plus haute que le nombre de dimensions de l'espace dans lequel il est analysé. En effet, dans ce cas, il sera intégré à l'analyse sous la forme de l'ensemble des sous-événements décorrélés, ayant la multiplicité considérée. Si lors de l'analyse, ces sous-événements sont projetés dans un espace de dimension inférieure, l'événement de départ contribuera de manière plus importante qu'il ne le devrait. Afin de limiter les projections successives réalisables pour ces événements de haute multiplicité, tout en gardant les possibilités offertes par le logiciel, les analyses décrites dans ce manuscrit sont réalisées en construisant des matrices. Qu'elles soient conditionnées ou non, ces denières sont réalisées dans le respect des règles énoncées dans l'article de [Beausang et al., 1995], limitant les sur-contributions des événements.

Autres projections des données

Des projections des données conditionnées sur d'autres paramètres qu'une unique énergie sont possibles. Elles peuvent permettre de fournir des indications complémentaires, ou d'accéder à d'autres

caractéristiques que l'énergie d'excitation pour un niveau.

En particulier, le spin et la parité (sous-section 1.3.2.1) d'un niveau excité peuvent être déduits à partir de ce type de projection. Les désexcitations par photons ne sont pas isotropes. La première désexcitation par γ d'un produit de fission excité (cas induit par neutron froid) peut être émise dans n'importe quelle direction de l'espace. En revanche, la transition suivante n'est plus isotrope. En fonction de son type de transition et du type de la première, certains angles d'émissions par rapport à la première transition sont favorisés. En sélectionnant les données suivant l'énergie d'une transition, puis en projetant les énergies en coïncidence suivant les différents angles de détection par rapport à la transition sélectionnée, il est possible de déterminer l'anisotropie de la seconde transition par rapport à la première. L'ajustement de cette anisotropie permet de déterminer le type de la seconde transition si celui de la première est connu. Il est ensuite possible de déduire le spin et la parité du niveau excité dont est issue cette transition. Le travail d'analyse de ces anisotropies est appelé analyse des corrélations angulaires.

2.3 Exploration de la matrice brute de fission du ^{241}Pu

Une première étape d'un travail rigoureux sur les données consiste à vérifier ce qui a été produit durant l'expérience. Pour cela, une matrice brute des coïncidences, c'est-à-dire non conditionnée, a été construite. Les désexcitations majoritaires des noyaux les plus produits sont celles qui seront les plus représentées dans les données. Une projection des énergies mesurées lors de l'expérience mettrait donc en évidence des pics dus à ces transitions. Cependant, le travail avec ce spectre en énergie ne permettrait pas d'identifier de manière certaine les noyaux à l'origine de ces transitions. Bien qu'une part importante des données soit composée d'événements ne contenant qu'un gamma, le manque de corrélations pour ces photons empêche de savoir quel noyau en est à l'origine. En effet, plusieurs noyaux ont des transitions à des énergies similaires et/ou indissociables vu les résolutions en énergie des détecteurs (sous-section 2.2.2) utilisés pour cette expérience.

Une matrice de coïncidences γ-γ a donc été construite. L'observation des énergies en coïncidence avec les énergies des pics observés sur la projection de la matrice, sensiblement les mêmes que ceux de la projection en énergie de l'expérience, permet de lever une part de l'ambiguïté sur l'origine des γ. En effet, il est possible de vérifier que les énergies des pics les plus intenses d'un spectre conditionné et l'énergie sur laquelle ce spectre a été conditionné correspondent aux transitions appartenant à une même cascade dans un noyau donné. Dans ce cas, il est probable que ce noyau soit à l'origine du pic sur lequel la condition a été placée. Il faut cependant garder à l'esprit que différents noyaux peuvent contribuer à un même pic et que plusieurs noyaux peuvent avoir des portions de cascades trop semblables pour être différenciées avec une seule condition en énergie.

2.3.1 Contenu de la matrice brute

Les contributeurs majoritaires de l'expérience peuvent provenir de différentes sources. Les origines suivantes ont pu être mises en évidence :

- les produits de fissions majoritaires,
- les décroissances β des produits de fissions,
- les produits de la radioactivité de la cible,
- les produits des réactions (n,γ).

Ces différentes sources sont développées dans les paragraphes suivants. Les expériences de fission du ^{241}Pu et du ^{235}U étant très similaires, les mêmes contributions ont été mises en évidence dans le cas de l'uranium. La seule différence notable est les produits de la radioactivité de la cible dont les contributions ne sont pas évidentes dans la matrice brute.

La figure 2.13 montre une projection partielle de la matrice brute. Les sous-figures (a), (b) et (c) correspondent aux parties de 0 à 600 keV, de 1300 à 1800 keV et de 1800 à 4000 keV respectivement. Sur cette figure, certains pics parmi les plus intenses ont été labélisés. Les noyaux contribuant majoritairement à ces pics ont été identifiés et sont indiqués. Ils suivent un code couleur, suivant leur mode de production. La radioactivité de la cible est en vert, les produits de fission en bleu, les noyaux principalement produits par décroissance des produits de fissions sont en marron, enfin, les produits de réaction (n,γ) sont en rouge. Les pics qui ne sont pas labélisés n'ont pas été clairement identifiés et peuvent avoir pour origines une superposition de sources parmi celles présentées.

Produits de fissions majoritaires

L'expérience ayant pour but l'étude des produits de fissions, ceux ayant les sections efficaces de production les plus importantes font partie des contributeurs majoritaires dans les données. Ces noyaux apparaissent en rouge sur la figure 2.6, de la sous-section 2.1.3.3. Par exemple, les isotopes ^{102}Zr, ^{106}Mo et ^{135}Te font partie de ces produits ayant de fortes sections efficaces. Les transitions appartenant à la partie basse de leurs schémas de niveaux, en d'autres termes les transitions par lesquelles une majorité de leurs cascades de désexcitation se terminent, contribuent suffisamment aux données pour être visibles dans la matrice brute. Les pics à 171 keV et 326 keV, en particulier, sont soit des transitions vers l'état fondamental, soit des transitions immédiatement au-dessus de celles-ci des 3 isotopes cités en exemple.

Décroissances β^-

Les produits des réactions de fission de cette expérience font partie des isotopes riches en neutrons. Ils contiennent plus de neutrons que le ou les éventuels noyaux stables de leur série isotopique. Ces noyaux sont instables et décroissent par émission β^-, comme le rappelle la sous-section 1.2.2. La formation de ces produits de décroissance β, dans des états excités, est suivie par des cascades γ qui

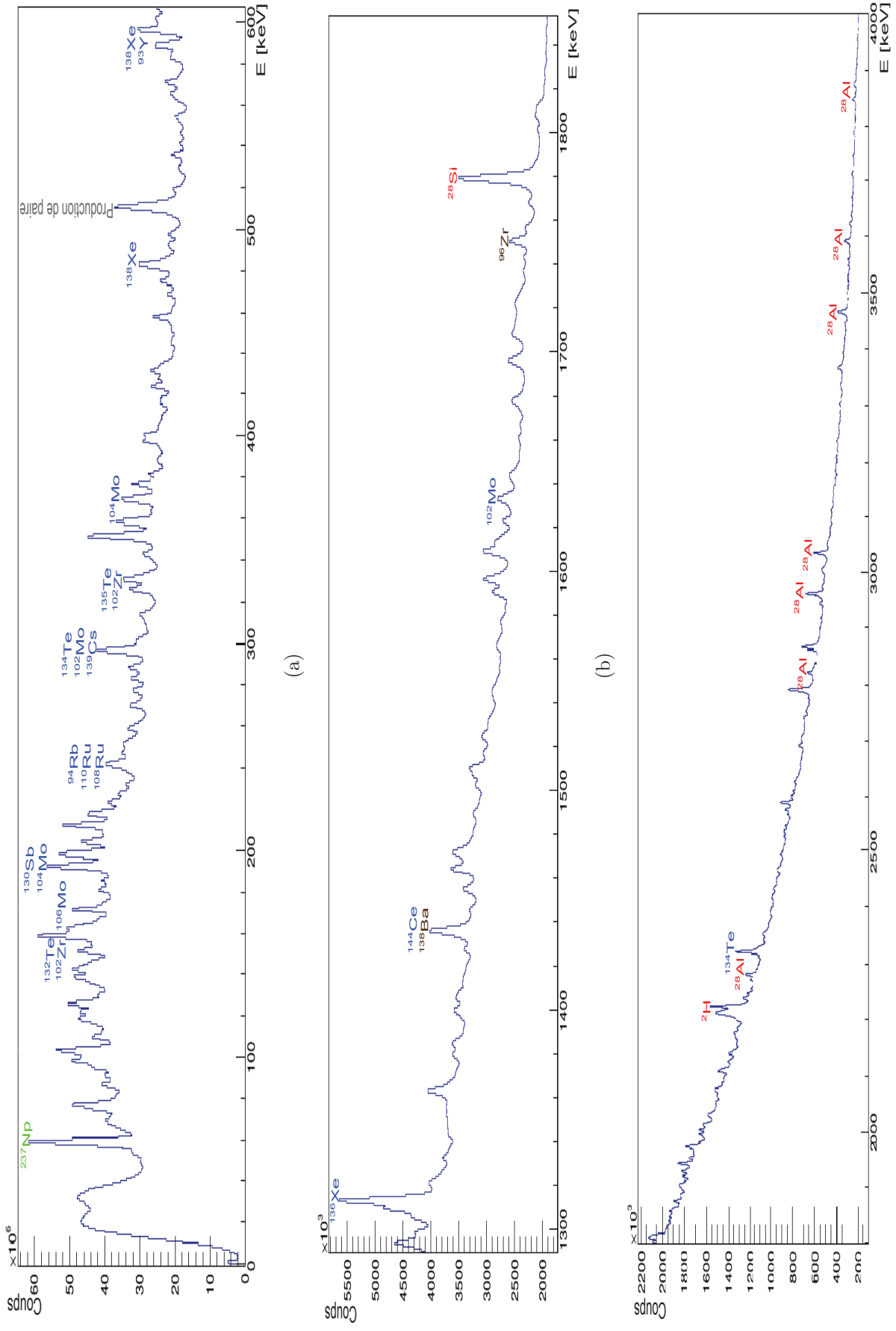


FIGURE 2.13 – Projection partielle de la matrice de coïncidence brute de l'expérience de fission du ^{241}Pu ; (a) de 0 à 600 keV ; (b) de 1300 à 1800 keV ; (c) de 1800 à 4000 keV.

apparaissent dans les données de l'expérience. Les isotopes produits de cette manière peuvent être les mêmes que ceux produits par fission (cas des produits de fission les moins riches en neutrons), ou ceux reliant les produits de fissions aux isotopes de la vallée de stabilité se trouvant dans leur chaîne de décroissance β. Par exemple, l'isotope ^{96}Zr a une section efficace de production environ 50 fois plus faible que les isotopes les plus produits par fission. La transition de 1750 keV, vers l'état fondamental de cet isotope, apparaît pourtant clairement, car cet isotope est également produit par les décroissances β des isotopes ^{96}Y, ^{96}Sr dont les productions sont plus importantes. De plus, cette transition suit la désexcitation du ou des niveaux excités peuplés lors de la décroissance β. Le pic à 1436 keV est en partie composé par des transitions de bas de schéma (proches du niveau fondamental) de l'isotope ^{138}Ba. Ce noyau n'est pas produit par fission. C'est le noyau stable de fin de chaîne de décroissance β de noyaux produits en grandes quantités lors de l'expérience. Les transitions apparaissant ici sont celles participant à la désexcitation du ou des niveaux peuplés lors de la décroissance β. L'accumulation de ces produits de décroissance β fait que leurs transitions contribuent fortement dans les données. Elles participent au bruit de fond du signal attendu pour les études relatées dans ce manuscrit.

Radioactivité de la cible

Le ^{241}Pu est un isotope radioactif, émetteur β^- ayant une durée de vie de 14,29 ans. Le noyau formé après cette décroissance est l'^{241}Am, émetteur α d'une durée de vie de 432,6 ans. Une majorité des désexcitations du ^{237}Np formé passe par une transition de 59,5 keV tombant sur le niveau fondamental. L'activité de la cible est importante au point que cette transition, souvent seule désexcitation du ^{237}Np, est reconstruite en coïncidences fortuites avec d'autres γ, issus d'autres réactions.

Réactions (n,γ)

Comme il a déjà été mentionné dans le paragraphe 2.2.1, des réactions des neutrons avec d'autres matériaux de l'expérience ont lieu. Les plus notables sont les réactions avec l'^1H, à l'origine d'une transition de 2223 keV, ainsi que les réactions avec l'^{27}Al à l'origine de nombreuses transitions faisant apparaître des pics en particulier au delà de 2 MeV. L'^{28}Al étant émetteur β, sa décroissance en ^{28}Si est suivie d'une transition γ de 1779 keV qui apparaît également dans la matrice. De la même manière que pour la transition du ^{237}Np, les gammas de transitions de ^2H et ^{28}Si, sont émis en quantités suffisantes, pour être reconstruites en coïncidences avec d'autres γ issus de l'expérience. Pourtant, ce sont les seules émissions γ de leur réaction d'origine.

Annihilation de positons Un pic à 511 keV est également visible. Il apparait très peuplé dans la matrice brute de l'expérience. Des γ de 511 keV, issus de l'annihilation de positons créés lors de la réaction de matérialisation de paires des photons de haute énergie, sont émis en coïncidence avec les pics de simple et double échappement correspondant et de leurs cascades de désexcitations.

Conclusion de l'exploration de la matrice brute

Les expériences de fission induite par neutron, étudiées par spectroscopie-γ, génèrent un flux important de rayonnements γ. Ceux-ci peuvent provenir de nombreuses sources, énoncées précédemment. Les réactions des neutrons avec les matériaux de l'expérience fournissent des informations bien connues et précieuses pour la pré-analyse de l'expérience. Les produits de fission qui ressortent majoritairement correspondent aux maxima de production prédits par les simulations.

Cependant, lors des études décrites dans la suite de ce manuscrit, l'ensemble du signal n'est pas utile. Seule une fraction de celui-ci est d'intérêt lors d'une analyse particulière. L'objet de cette analyse et sa principale difficulté sont de sortir cette fraction du reste du signal, qui est alors considéré comme du bruit.

2.4 Conclusion

Ce chapitre décrit la mise en œuvre des expériences de fission de la campagne EXILL, ainsi que la caractérisation du système de détection. La mise en forme des données et une première étape de leur dépouillement sont également abordées.

Dans une première partie, les expériences de fission de la campagne EXILL sont décrites en trois points, le faisceau, le multi-détecteur et la cible.

Cette partie commence par décrire le parcours des neutrons froids du faisceau. Ils sont issus du réacteur à haut flux (HRF) de l'ILL. Après avoir été thermalisés, ils sont transportés vers l'aire expérimentale à travers un guide supermiroir. Ils sont ensuite collimatés avant d'arriver à l'expérience. Ces différentes étapes sont détaillées.

La première partie de ce chapitre enchaîne sur la description du multi-détecteur de rayonnement γ. Il se compose de cristaux de germanium, un semi-conducteur dont les interactions avec les photons ainsi que la collecte de l'énergie sont décrites. Le signal est transmis vers l'électronique de détection avant d'être encodé. Le détecteur comprend des moyens d'améliorer le signal, tels que des détecteurs anti-Compton servant de vétos ou encore une configuration des cristaux en *clovers*, permettant la mise en place d'un algorithme d'*AddBack*.

La première partie se termine sur une description des différentes cibles utilisées pour la fission. L'utilisation de ces cibles avait pour but l'étude de noyaux riches en neutrons. Pour cela, trois cibles ont été utilisées, l'une de plutonium, les deux autres d'uranium. Les différences entre les deux cibles d'uranium devaient permettre l'utilisation d'une technique d'analyse particulière qui a échoué. De plus, l'utilisation de différents actinides (^{235}U et ^{241}Pu) permet de produire des noyaux légèrement différents. Des sections détaillent la description des cibles, leurs buts ainsi que les productions atten-

dues.

Une seconde partie traite de la mise en forme des données. Celle-ci consiste à calibrer les détecteurs en temps et en énergie. Les outils et méthodes utilisés pour réaliser ces calibrations sont décrits.

Ces calibrations permettent d'avoir accès à des grandeurs caractérisant le système de détection, telles que la résolution et l'efficacité de détection. Elles sont définies et leurs valeurs pour les détecteurs utilisés sont exposées.

Les expériences de fission ont été réalisées sur des temps longs. Les vérifications de la stabilité de la calibration et de la résolution ont donc été effectuées et sont également présentées. Le détecteur demeure suffisamment stable pour permettre la sommation de la totalité des données de l'expérience de fission du ^{241}Pu. En revanche, la détection de l'énergie des photons n'a pas été stable durant l'expérience de fission du ^{235}U. La calibration doit donc être corrigée au cours du temps.

L'analyse des données de spectroscopie γ consiste en partie à l'interprétation des corrélations entre les différentes énergies des photons émis par un noyau se désexcitant. La calibration permet d'obtenir ces énergies. Les corrélations entre les photons doivent être reconstruites. C'est le rôle de la reconstruction des événements, qui est relatée dans cette partie. Ces événements sont stockés sous la forme d'arbres avant d'être analysés sous forme de matrices et de spectres. La description de ces objets ainsi que leur utilisation est le propos de la fin de cette deuxième partie.

Une dernière partie traite de l'analyse succincte du contenu de la matrice brute de fission du ^{241}Pu. Son contenu renseigne sur le bon fonctionnement de l'expérience, en permettant de vérifier quelles réactions ont eu lieu. Les réactions apparaissant le plus clairement dans les données brutes sont présentées. Elles correspondent à la radioactivité de la source, aux captures de neutrons par les matériaux de l'expérience et aux fissions. Les désexcitations les plus intenses issues de ces dernières sont celles des produits de fission majoritaires d'après les simulations, ainsi que celles de leurs produits de décroissance. Une analyse de la matrice brute de fission du ^{235}U fournit des résultats similaires.

Les différentes réactions les plus visibles peuvent permettre de guider l'analyse réalisée par la suite.

3 Recherche de formes de noyaux riches en neutrons : analyse des expériences EXILL

3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux analyses de l'expérience de fission du ^{241}Pu de la campagne EXOGAM à l'ILL (EXILL). Il se compose de 3 parties correspondant aux différents résultats expérimentaux obtenus lors du travail présenté dans ce manuscrit.

Une première partie montre l'intérêt d'une sélection en multiplicité. En effet, les événements désirés sont en compétition avec des événements faisant partie du bruit de fond. Une présélection en multiplicité a pour but d'augmenter la proportion des événements désirés, ou de diminuer le bruit de fond, dans les données analysées.

Une seconde partie est consacrée à l'étude des isotopes de ruthénium riches en neutrons, produits par fission. Le but est de déterminer leurs changements de formes avec l'enrichissement en neutrons. Cette partie se compose d'un état de l'art et des résultats expérimentaux obtenus.

Une troisième partie présente l'étude des isotopes de strontium riches en neutrons, produits par fission. Leurs changements de formes avec l'enrichissement en neutrons et la possible coexistence de plusieurs formes dans ces noyaux sont au centre de l'étude. Cette partie se compose de la même manière que la précédente : un état de l'art précède les résultats expérimentaux obtenus.

3.2 Étude des effets d'une sélection en multiplicité

3.2.1 Idée générale de l'étude

Comme il a été présenté dans la sous-section 2.3.1, les données récoltées lors de l'expérience de fission du ^{241}Pu sont composées des mesures de photons issus de diverses réactions. Les désexcitations

issues de noyaux produits par fission, décroissance bêta et réaction de captures radiatives, sont visibles. Lors d'une expérience de fission avec arrêt des produits dans la cible, en plus des réactions d'activation dues au faisceau réagissant avec les matériaux de structure, une accumulation des produits de fission a lieu au centre du dispositif expérimental. Tous ces noyaux, produits de fission et noyaux activés, peuvent être radioactifs bêta. Dans ce cas, leur décroissance s'accomplit au centre du dispositif expérimental, conduisant à la collecte de leurs photons de désexcitation.

Une grande partie des noyaux riches en neutrons des régions de la carte peuplées par les expériences de fission peuvent aussi être étudiés par décroissance bêta. Les dispositifs expérimentaux concernés permettent une grande précision d'analyse. C'est le cas en particulier pour les isotopes de ruthénium riches en neutrons ([Kaffrell et al., 1973], [Sümmerer et al., 1980], [Stachel et al., 1984], [Aystö et al., 1990]). L'intérêt des expériences EXILL réside donc dans l'analyse des désexcitations promptes des noyaux produits par fission. Dans ce cas, les photons émis après décroissance bêta ou capture neutronique participent au bruit de fond. Une méthode de traitement des données permettant la diminution de ce bruit de fond doit donc être mise en place, si elle existe.

Les réactions de fission conduisent à la formation de deux fragments complémentaires excités (voir sous-section 1.4.3). Elles se distinguent donc des réactions de capture radiative et de décroissance bêta par les émissions de photons de deux noyaux simultanément. En cela, il est attendu que le nombre moyen de désexcitations γ, et *a fortiori*, que le nombre de photons détectés pour ces réactions, soit plus important que celui des réactions appartenant au bruit de fond. En suivant ce raisonnement, la proportion d'événements d'intérêt est plus importante parmi ceux ayant une multiplicité élevée. Pour vérifier ce fait, les effets d'une sélection en multiplicité γ sont étudiés.

3.2.2 Résultats expérimentaux

Les isotopes de ruthénium ^{108}Ru et ^{110}Ru ont leur transition $2_1^+ \rightarrow 0^+$ de 242 keV. Ces deux isotopes ont des bandes fondamentales très similaires, provenant du même type d'excitation. Des transitions de ces deux isotopes apparaissent sur la figure 3.1, qui présente les émissions γ en coïncidences avec un photon de cette énergie, pour les événements de multiplicité supérieure ou égale à 2. Les cascades de désexcitations de ces deux noyaux, qui se terminent par cette transition, sont visibles sur le spectre. Les transitions de bas de schémas de niveaux des noyaux complémentaires (les étains), dont la transition vers l'état fondamental de l'isotope ^{130}Sn est connue, sont visibles également. Pour finir, une transition de 1537.9 keV de l'isotope ^{90}Rb est aussi apparente. Les transitions apparaissant proviennent :

- d'isotopes de ruthénium produits aussi bien par fission que par décroissance bêta,
- d'isotopes d'étain produits par fission,
- de l'isotope ^{90}Rb très peu produit par fission et donc provenant quasiment exclusivement de décroissance bêta.

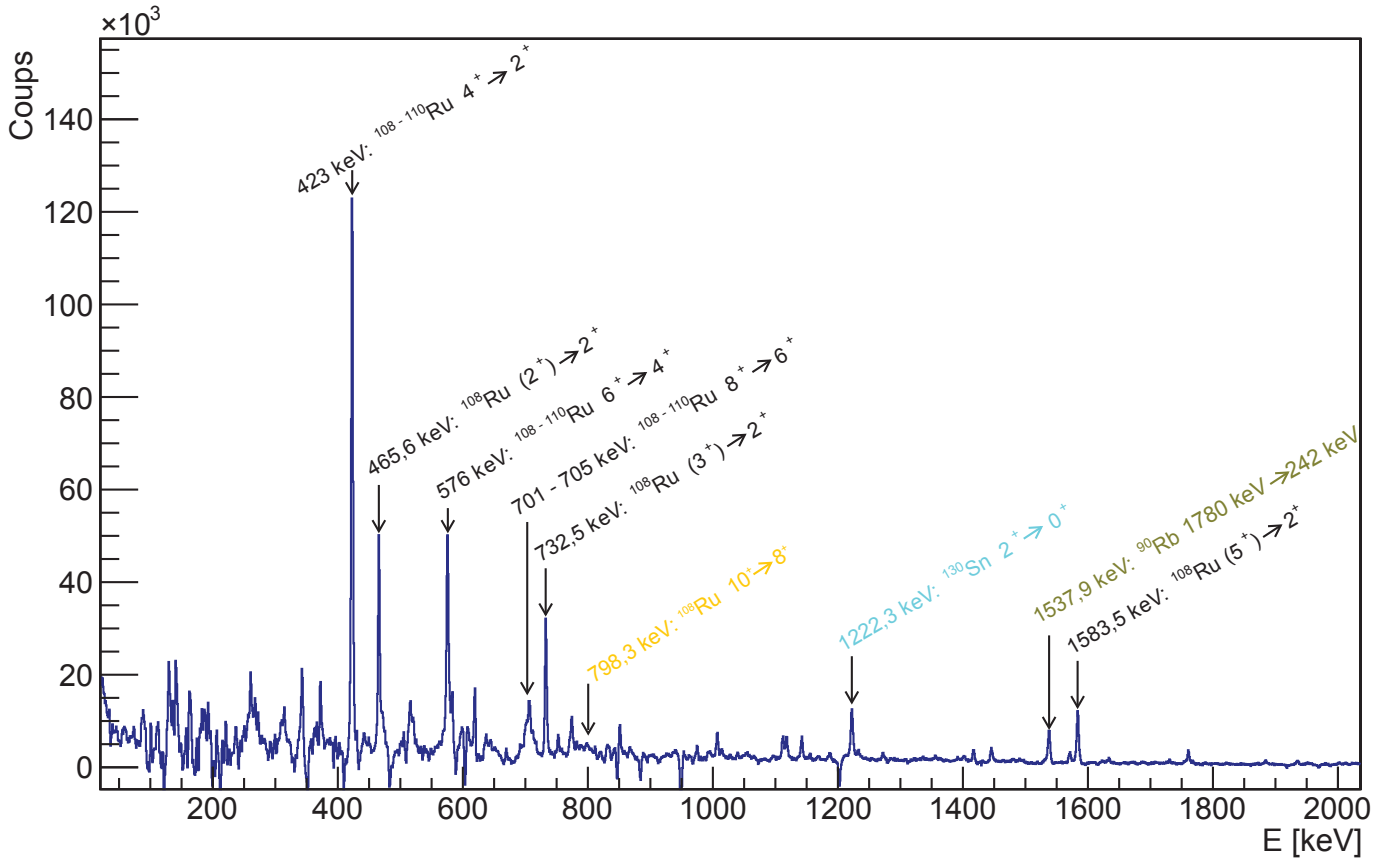


FIGURE 3.1 – Spectre des émissions γ en coïncidence avec un photon de 242 keV, pour les événements de multiplicité supérieure ou égale à 2. Les transitions les plus intenses sont identifiées par leur énergie mesurée, le noyau auquel elles appartiennent, ainsi que les états de départ et d'arrivée de la transition.

Les transitions de 4041,1 keV de l'isotope ^{132}Sn (n'apparaissant pas sur le spectre dont l'échelle d'énergie s'arrête autour de 2 MeV), de 1583,5 keV de l'isotope ^{90}Rb (en vert) et de 798,3 keV de l'isotope ^{108}Ru (en jaune) sont sélectionnées pour cette étude. La première sert de référence et de normalisation. Dans le cas d'une coïncidence avec une transition de 242 keV, l'isotope 132 de l'étain est produit uniquement en coïncidence avec le ruthénium 108. La probabilité qu'il soit émis en coïncidence avec un ruthénium 110, donc avec 0 neutron d'évaporation est négligée. La transition de 798,3 keV étant la transition $10^+ \rightarrow 8^+$ du ruthénium 108, elle n'est pas peuplée lors d'une décroissance bêta ([Stachel et al., 1984]) et sert d'indicateur pour les effets de la sélection sur les isotopes issus de la fission. La transition du rubidium sert d'indicateur pour les effets sur les isotopes issus de décroissance bêta.

Les spectres en coïncidence avec un photon de 242 keV sont générés pour l'ensemble des événements de multiplicité égale ou supérieure à 2, 3, 4 et 5. Sur ces 4 spectres, les pics représentant les 3 transitions sélectionnées sont ajustés à l'aide d'une fonction gaussienne sur fond. Les intégrales de ces gaussiennes sont calculées. Les résultats sont ensuite normalisés à leur valeur dans le cas où

la multiplicité est égale ou supérieure à 2 et à la valeur de l'intégrale du pic du ^{132}Sn pour chaque sélection en multiplicité. La première normalisation sert à plafonner les résultats à 1. La seconde sert à visionner les tendances pour la fission et les décroissances bêta en fonction d'une transition issue d'un état dont le mode de production n'est pas susceptible de varier avec la multiplicité. Les résultats sont présentés sous la forme d'un graphique dans la figure 3.2.

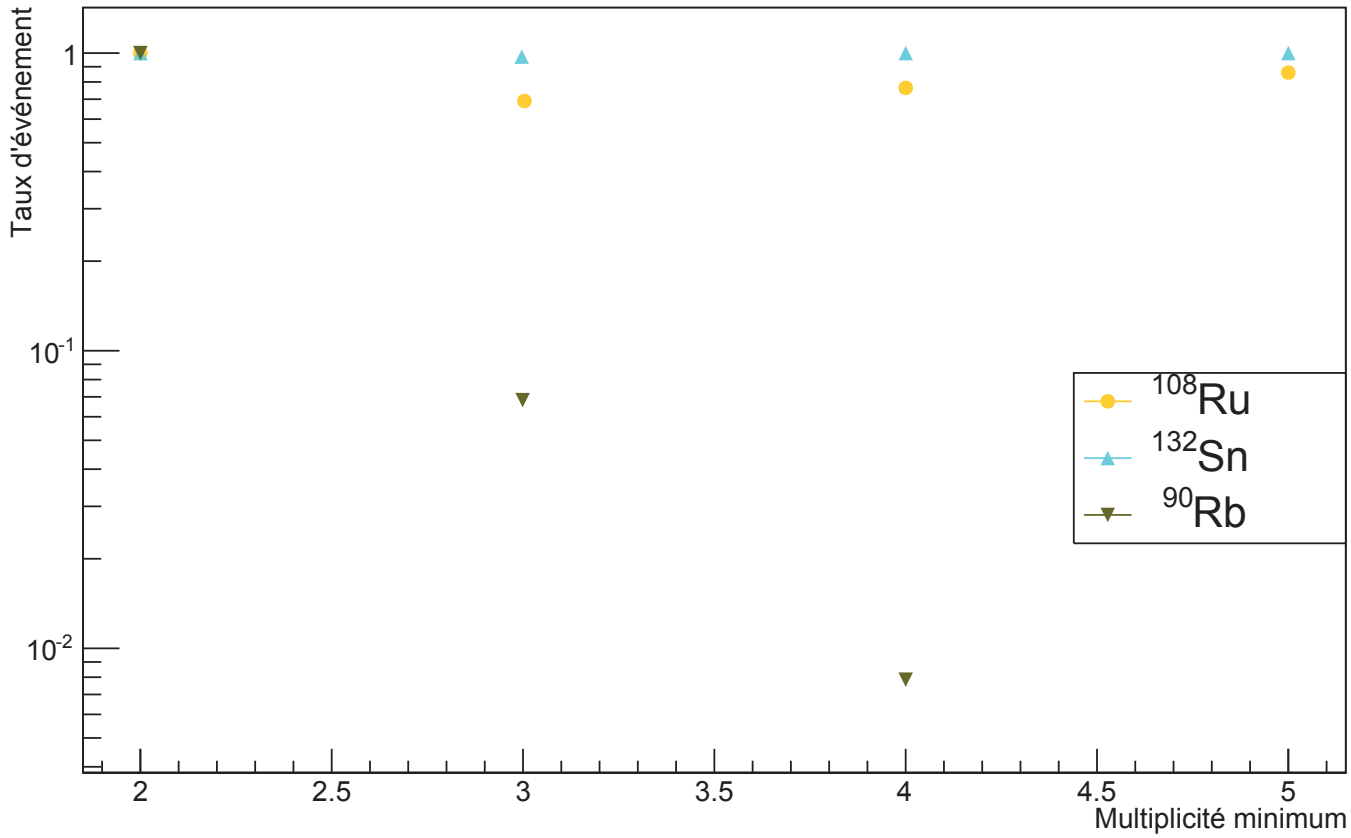


FIGURE 3.2 – Variations des taux d'événements issus de fission ou de décroissance bêta, représentés par les transitions $10^+ \rightarrow 8^+$ du ^{108}Ru et 1780 keV $\rightarrow$ 242 keV du ^{90}Rb respectivement, dans le cas d'une présélection des événements de multiplicités supérieures ou égales à 3, 4 et 5. Une normalisation a été effectuée et est décrite dans le texte.

Sur cette figure, les points correspondant à la transition du ^{108}Ru sont croissants, ce qui indique que la proportion d'événements issus de la fission augmente. *A contrario*, ceux du ^{90}Rb sont décroissants, la proportion d'événements issus de décroissance bêta diminue. L'absence de point indiquant la transition du ^{90}Rb pour une multiplicité minimum de 5 est due au fait qu'aucun ajustement de pic ne peut être fait à l'énergie considérée, ce qui indique que la transition est absente ou négligeable dans ce cas.

3.2.3 Conclusion orientée en vue des analyses à suivre

L'augmentation du taux d'événements de fissions avec l'augmentation de la multiplicité des événements, illustrée par l'exemple précédent, s'observe avec de nombreuses autres énergies et différents noyaux. En conclusion, une présélection des événements de haute multiplicité permet d'augmenter cette proportion d'événements issus de fissions et donc désirés, au détriment des événements issus de décroissances bêta appartenant au bruit de fond. Cependant, la figure 3.3, donnant le nombre d'événements associés à chaque multiplicité montre que lorsque la multiplicité requise augmente de 1, un demi ordre de grandeur du nombre d'événements disponibles est perdu. Un compromis entre la statistique disponible et la proportion de décroissances bêta doit donc être réalisé.

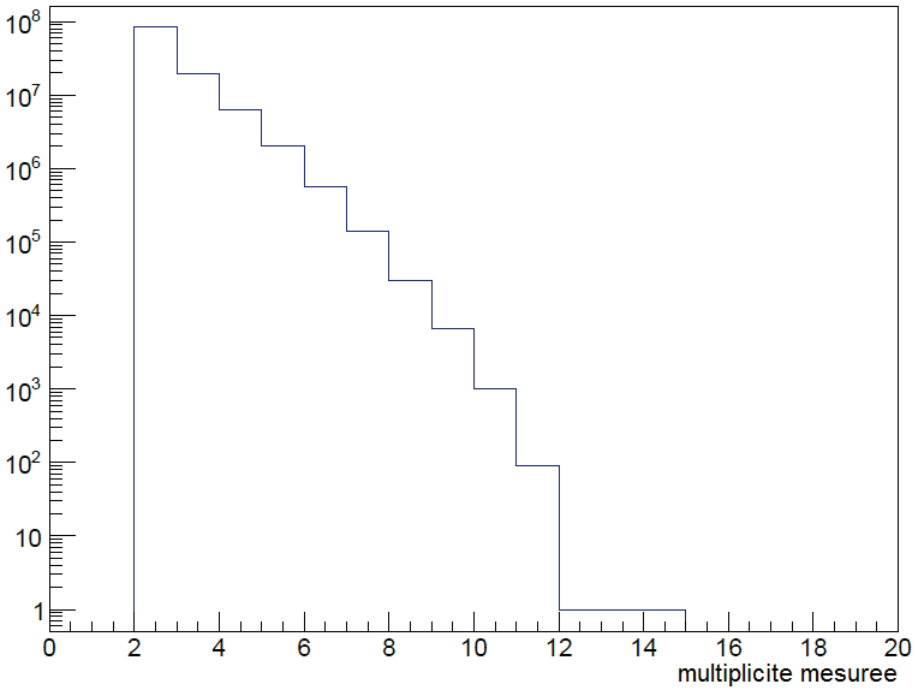


FIGURE 3.3 – Nombre d'événements en fonction de leur multiplicité.

Les études comprises dans ce chapitre, présentées dans les sections 3.3 et 3.4 ont été réalisées avec une présélection des événements de multiplicité supérieure ou égale à 4. Cette valeur rend la proportion d'événements issus de β très faible, voire négligeable (environ 1 % dans l'exemple présenté) en conservant de la statistique.

3.3 Étude des isotopes de ruthénium (Z=44) riches en neutrons

Les noyaux ont longtemps été imaginés sphériques. Il a été découvert que ce n'est le cas que pour une minorité d'entre eux. La figure 3.4 est une carte des noyaux donnant leur déformation

quadrupolaire calculée en fonction de leur nombre de neutrons et de protons [Delaroche et al., 2010]. Sur cette carte, les noyaux à l'intérieur de la zone délimitée par les lignes violettes sont ceux ayant été observés et les noyaux noirs sont les noyaux stables. Différentes zones de déformations sont visibles. Le long des axes représentant les nombres magiques sphériques de nucléons (voir sous-section 1.3.2), la déformation est faible, ou nulle, les noyaux sont proches de la sphéricité. En dehors de ces zones, les noyaux se déforment à mesure qu'ils s'éloignent de ces nombres magiques. Les lignes rouges mettent en évidence les isotopes de strontium et de ruthénium.

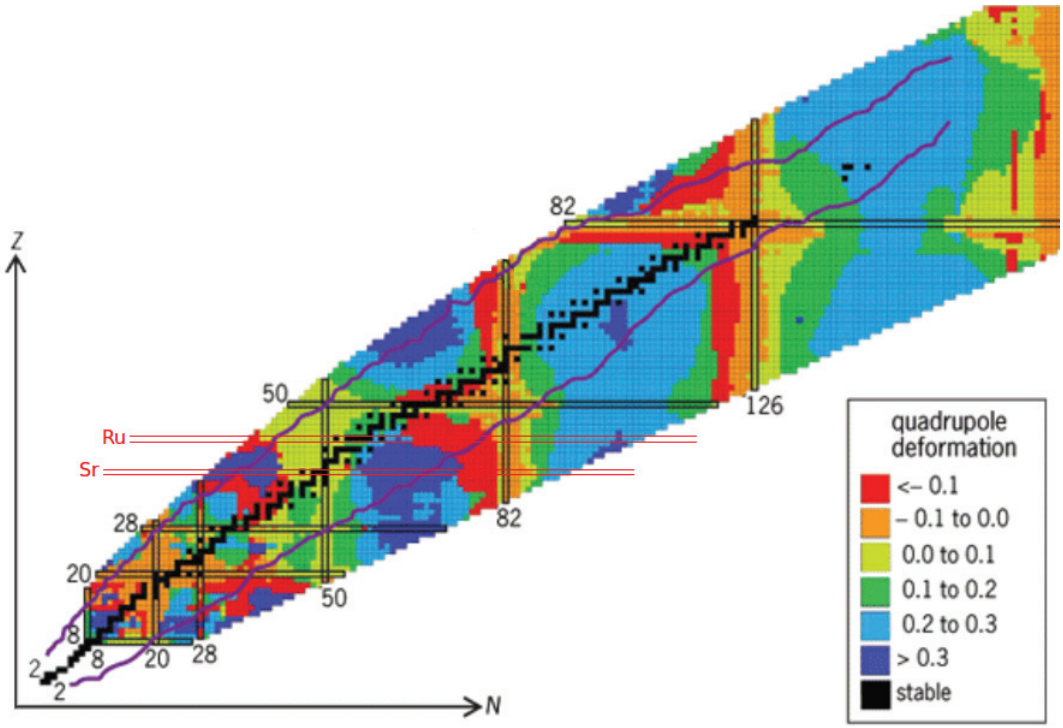


FIGURE 3.4 – Carte des noyaux donnant la déformation quadrupolaire calculée en fonction de N le nombre de neutrons et de Z le nombre de protons [Delaroche et al., 2010]. Les isotopes de strontium et de ruthénium sont mis en évidence par des lignes rouges.

Les isotopes de ruthénium (Z=44) constituent une zone de recherche particulièrement intéressante concernant les changements de formes. En effet, si ils ont été observés sphériques dans la vallée de stabilité (A $\sim$ 98, proche du nombre magique N = 50) [Kharraja et al., 1998], leur forme change avec l'enrichissement en neutrons, vers des formes allongées puis triaxiales (A $\sim$ 100-114) [Aystö et al., 1990] [Deloncle et al., 2000] [Shannon et al., 1994]. De plus, certains calculs récents Hartree-Fock-Bogolioubov (basés sur l'approximation des nucléons baignant dans un champ moyen) prédisent que l'isotope ^{120}Ru serait à nouveau sphérique [Hilaire and Girod, 2007] en s'approchant du nombre magique N = 82.

Les surfaces d'énergies potentielles des isotopes ^{98}Ru à ^{120}Ru, calculées avec la méthode de HFB, sont présentées sur la figure 3.5 [Hilaire and Girod, 2012]. Sur ces surfaces, la croix rouge symbolise les caractéristiques (énergie et déformation) calculées de l'état fondamental du noyau.

La position de cette croix sur la surface se déplace avec l'enrichissement en neutrons. Elle suit le déplacement du puit de potentiel (zone bleue) dans lequel elle se trouve. Les calculs reproduisent bien les changements de formes mesurés dans la série isotopique et décrits précédemment. Ils décrivent les noyaux passant de sphériques à allongés, puis triaxiaux avant de redevenir sphériques.

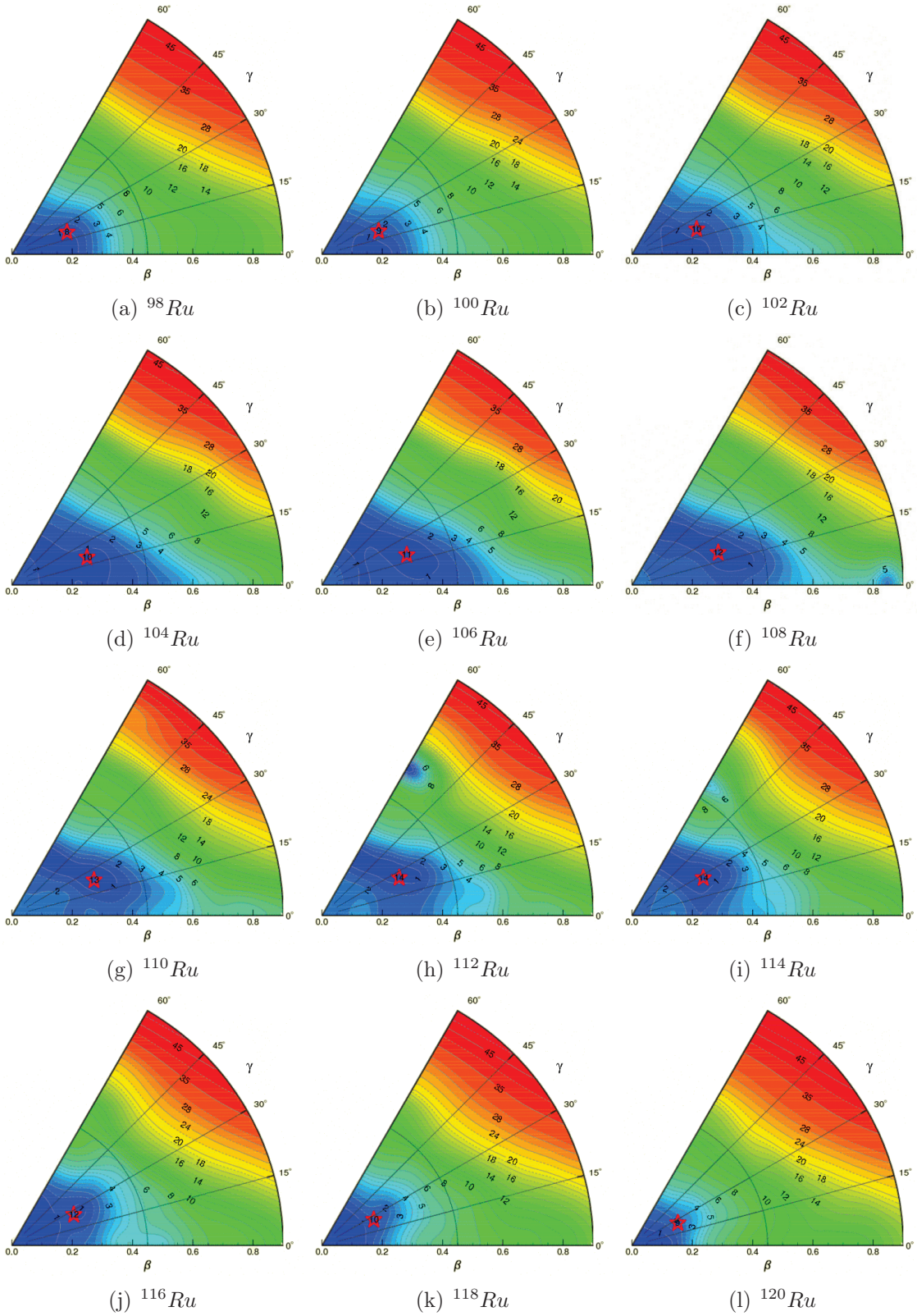
L'étude décrite dans ce manuscrit se concentre sur les isotopes 108 à 115, produits durant l'expérience de fission du ^{241}Pu. Leurs productions sont attendues à des taux proches de 10^{-2} par fission induite par neutrons froids pour les plus abondants (autour de l'isotope 110) et ces taux décroissent jusqu'à 10^{-4} pour le ^{115}Ru. Les résultats obtenus sur ces noyaux dans de précédentes études sont présentés dans une première partie, les résultats obtenus durant cette étude font l'objet de la partie suivante.

3.3.1 État de l'art : cas des isotopes de ruthénium

Les figures 3.6 à 3.13 sont des représentations des schémas de niveaux évalués par ENSDF [ENSDF, 1986] pour les isotopes de ruthénium de masse 108 à 115 respectivement. Le fait que ces schémas aient été évalués signifie que les informations qu'elles contiennent sont un recoupement de plusieurs sources. Ces informations ont donc, à priori, un degré de fiabilité plus important que celles issues d'un article unique. Les spins et/ou parités entre parenthèses sont des tentatives de caractérisation du niveau, moins fiables que ceux sans parenthèses. Ces schémas sont basés sur les représentations par bandes d'ENSDF. Les schémas par bandes sont cependant des versions partielles, certains niveaux peuvent être manquants. Ils sont alors représentés sous la forme d'intervalles d'énergie comprenant un nombre de niveaux. Ce type de représentation permet une visualisation rapide des différentes cascades de désexcitation et permet également de discuter des propriétés du noyau dans ses états excités, présentant des propriétés communes au sein d'une même bande.

Cas de l'isotope ^{108}Ru

La figure 3.6 est une représentation par bandes du schéma de niveaux du ^{108}Ru évalué par ENSDF. Sur ce schéma, la bande (A) est la bande fondamentale, ou bande *yrast*. La bande (B) est constituée de deux sous-bandes, à spins pairs pour l'une et impairs pour l'autre. Cette bande est la bande vibrationnelle-γ. Ce type de bande est formé à partir d'états collectifs. Pour un noyau allongé, il s'agit d'états de vibrations qui l'aplatissent. Les bandes (C) et (D) sont composées d'états à parité négative et à spins pairs et impairs respectivement. Ces bandes proviennent de configurations à 2 neutrons célibataires dans les orbitales $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$. Les deux neutrons impliqués sont promus à des niveaux d'énergie supérieure à leur niveau dans l'état fondamental. La bande (E) est également composée de 2 sous-bandes, l'une à spins pairs, l'autre à spins impairs et de parité positive. C'est



(a) ^{98}Ru (b) ^{100}Ru (c) ^{102}Ru

(d) ^{104}Ru (e) ^{106}Ru (f) ^{108}Ru

(g) ^{110}Ru (h) ^{112}Ru (i) ^{114}Ru

(j) ^{116}Ru (k) ^{118}Ru (l) ^{120}Ru

FIGURE 3.5 – Énergies potentielles calculées avec la méthode de Hartree-Fock-Bogolioubov (voir 1.3.3) en fonction de la déformation, pour les isotopes ^{98}Ru (a) à ^{120}Ru (l). [Hilaire and Girod, 2012]

une bande vibrationnelle-γ à 2 phonons.

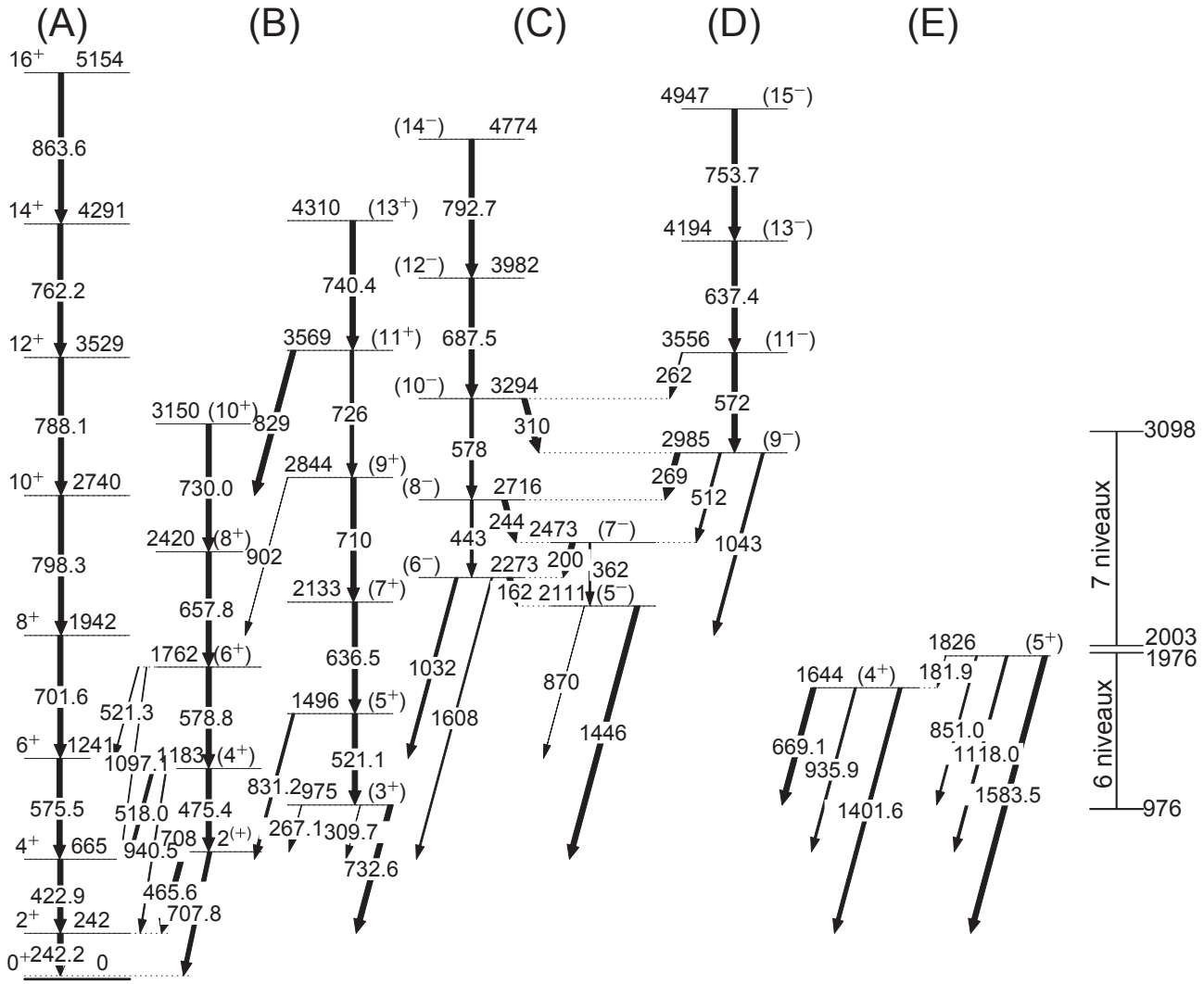


FIGURE 3.6 – Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{108}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

La première observation de désexcitations γ du ^{108}Ru a été faite par [Wilhelmy, 1969]. Il s'agissait uniquement de la désexcitation du niveau 2^+ de la bande fondamentale. Puis, cette bande a été étendue d'un niveau par [Cheifetz et al., 1970]. Peu de temps après, [Kaffrell et al., 1973] a observé pour la première fois la bande vibrationnelle-γ jusqu'au niveau 3^+. Les travaux de [Stachel et al., 1984] ont permis d'étendre cette bande jusqu'au niveau 5^+ et d'observer pour la première fois la bande vibrationnelle-γ à 2 phonons. Puis, [Zhu et al., 1992] ont étendu la bande fondamentale jusqu'au niveau 10^+ et [Shannon et al., 1994] la bande vibrationnelle-γ jusqu'au niveau 9^+. [Lu et al., 1995] ont ensuite étendu la bande *yrast* jusqu'au niveau 16^+ donné sur le schéma actuel. Les bandes (C) et (D) ont d'abord été identifiées par [Deloncle et al., 2000], jusqu'aux niveaux 6^- et 7^- respectivement. Enfin, le schéma de niveaux, tel qu'il est présenté sur la figure 3.6 a été établi par [Che et al., 2004].

[Aystö et al., 1990] indiquent que, d'après les études précédentes, une transition de phase s'opère dans les formes des noyaux de la série isotopique à partir de la masse A=108. Les noyaux plus légers ont été observés comme étant des rotateurs sphériques alors que l'isotope 108 aurait un caractère de rotateur triaxial mou. L'étude des auteurs indique un caractère de rotateur triaxial quasi-rigide. [Shannon et al., 1994] confirment que le modèle de rotateur triaxial rigide reproduit une partie du schéma de niveaux expérimental. Cet accord n'est cependant pas complet. Le noyau semblant être déformable en γ est susceptible de s'applatir. Les niveaux de la bande γ ne montrent pas de séparations plus importantes, soit entre les énergies des niveaux pairs et impairs suivants, soit impairs et pairs suivants. D'après [Lu et al., 1995] ce fait indique que ce noyau n'est ni mou ou déformable suivant l'axe γ, ni un rotateur triaxial rigide, bien qu'il en ait les caractéristiques dans le bas de son schéma. Un modèle simple de collectivité en vibration-rotation permet une description des résultats expérimentaux dans son cas. [Deloncle et al., 2000] indiquent que les calculs HFB effectués situent le niveau fondamental comme étant triaxial ($\gamma = 25°$, $\beta \sim 0,3$) et déformable en triaxialité. Un minimum secondaire apparait, donnant une bande rotationnelle superdéformée (rapport des axes grand/petit = 1,8) située à 5 MeV au-dessus du niveau fondamental. Aucune bande de ce type n'a été observée jusqu'à présent. [Che et al., 2004] ont également réalisé des calculs mais suivant un modèle en couches en rotation *(Cranked Shell Model)*. Ces calculs donnent des résultats similaires à ceux de [Deloncle et al., 2000], avec un niveau fondamental triaxial (γ = -22°, $\beta = 0,29$) et situé dans un puits aux bords peu abrupts. Dans ces calculs, la triaxialité augmente avec la fréquence de rotation, avec une valeur γ = -27,3° pour $\omega = 0,4\ MeV/\hbar$. Des calculs plus récents effectués avec le modèle *Interacting Boson Model 1* par [Luo et al., 2009b] sont en faveur d'un noyau mou selon la déformation γ plutôt que d'un noyau triaxial.

Cas de l'isotope ^{109}Ru

Le schéma de niveaux du ^{109}Ru est présenté sur la figure 3.7. Cette figure s'articule autour de 2 parties. La première, à gauche, est composée des bandes (A), (B), (C) et (D), telles qu'elles sont fournies par la version évaluée d'ENSDF. Les bandes (A) et (B) ont des parités positives. Elles leur viennent de la présence de leur neutron célibataire sur les orbitales $\nu g_{7/2}$ et $\nu d_{5/2}$ ayant également cette propriété. Les bandes (C) et (D) sont formées sur la présence du neutron célibataire dans l'orbitale $\nu h_{11/2}$. La parité négative de cette dernière explique la parité des états de ces bandes. Les 4 bandes se rattachent au niveau fondamental représenté à leur droite. Les niveaux composant la partie de droite ne sont pas représentés mais symbolisés par des intervalles d'énergies comprenant un nombre de niveaux. Ces derniers ne forment pas de bande. Leur identification a été effectuée par [Graefenstedt et al., 1989]. Ils ne seront pas discutés dans ce manuscrit.

[Hopkins et al., 1973] indiquent que la première observation et identification de désexcitation γ du ^{109}Ru a été faite par J. Wilhelmy d'après leur communication privée. Ce dernier aurait identifié

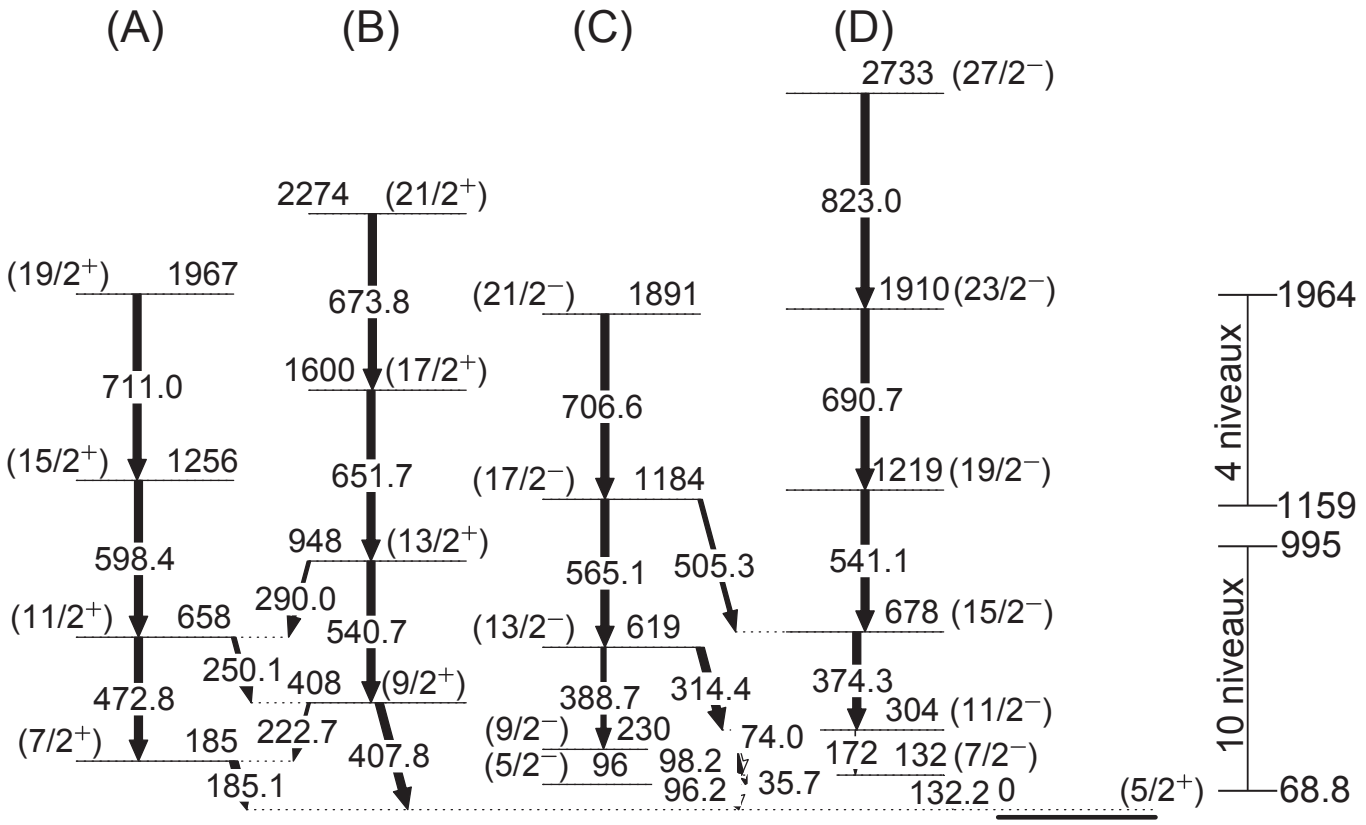


FIGURE 3.7 – Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{109}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

les transitions comme appartenant au noyau, mais sans pouvoir les placer sur le schéma. [Hopkins et al., 1973] se sont servi des indications reçues et de ses résultats pour débuter la construction du schéma. Les premières bandes ainsi formées ont été les bandes (C) et (D) entre les spins 7/2 et 15/2. L'ordre des transitions n'était pas celui présenté ici. [Butler-Moore et al., 1995] ont réordonné ces bandes en les rattachant au niveau fondamental. Ils ont également étendu la bande (D) jusqu'au niveau le plus haut présenté sur la figure 3.7. La première assignation de spins et de parités a été faite par ces travaux. Le schéma présenté a ensuite été construit par [Hwang et al., 1998]. Pour cela, ils ont complété la bande (C) et découvert les bandes (A) et (B).

La version évaluée par ENSDF date de 2006. Cette même année, les travaux de [Wu et al., 2006] ont considérablement étendu le schéma. Ils proposent des transitions jusqu'aux niveaux $31/2^+$ pour la bande (A), $33/2^+$ pour la bande (B), $33/2^-$ pour la bande (C) et $39/2^-$ pour la bande (D). À ce jour, ces travaux n'ont pas encore été évalués et ne sont pas représentés.

Comme l'isotope pair ^{108}Ru montre des signes de triaxialité, [Butler-Moore et al., 1995] ont effectué des calculs des niveaux d'énergie pour le noyau ^{109}Ru dans le cadre d'un modèle de couplage entre un neutron $\nu h_{11/2}$ et un cœur triaxial. Ces calculs reproduisent plutôt bien la bande (D), bien qu'à haut spin, les énergies soient un peu surestimées. Après la découverte des bandes à parités positives, [Zhu et al., 1998] ont également effectué des calculs de couplage entre un cœur triaxial et

une quasi-particule, mais en laissant l'orbitale libre. Ces calculs, effectués avec $\beta = 0{,}2$ et $\gamma = 24°$ sont en bon accord général avec le schéma de niveaux. Cependant, les écarts d'énergie dans la bande (D) et à haut spin pour les bandes (A) et (B) y sont sous-estimés. La valeur très faible de β par rapport à celles des voisins pairs est justifiée par le fait que le couplage avec une particule pourrait réduire la déformation quadrupolaire.

Cas de l'isotope ^{110}Ru

La figure 3.8 est une représentation par bandes du schéma de niveaux du ^{110}Ru évalué par ENSDF. Sur ce schéma, la bande (A) est la bande fondamentale, ou bande *yrast*. Les bandes (B) et (C) sont les bandes vibrationnelles-γ à spins pairs et impairs respectivement. La bande (D) est une bande quasi-vibrationnelle-γ à 2 phonons. La bande (E) serait soit un partenaire dédoublé de la bande fondamentale, soit une bande d'excitation à 4 quasi-particules. Les bandes (F), (G), (H) et (I), ont une parité négative. (F) et (H) sont de spin impair alors que (G) et (I) sont de spin pair. Une première tentative d'explication par [Jiang et al., 2003] a indiqué que ces bandes pourraient provenir d'excitations à 2 quasi-neutrons. (F) et (G) seraient basées sur les orbitales $\nu\{3/2^+ \otimes 7/2^-\}$ et (H) et (I) sur les orbitales $\nu\{3/2^+ \otimes 5/2^-\}$. Cependant, l'assignation en spin des bandes (F) et (G) était différente de celle présentée figure 3.8. Une explication plus récente par [Luo et al., 2009a] indique que ces 4 bandes seraient 2 sets de bandes provenant de rotations et montrant un dédoublement chiral. Un objet est dit chiral si il ne peut pas être superposé à son image par symétrie de plan. Il existe alors deux versions de l'objet, lévogyre et dextrogyre, images l'une de l'autre par cette même symétrie. Les différences entre les formes des deux objets peuvent modifier légèrement leurs propriétés en rotation. Une bande de rotation unique dans un cas symétrique serait alors dédoublé pour une forme chirale.

La transition vers l'état fondamental a été observée pour la première fois par [Wilhelmy, 1969]. [Cheifetz et al., 1970] ont ensuite étendu la bande fondamentale jusqu'au niveau 6^+. [Aystö et al., 1990] ont découvert les premiers niveaux des deux bandes vibrationnelles-γ ((B) et (C)). [Zhu et al., 1992] ont ajouté un niveau sur la bande fondamentale. Puis, [Shannon et al., 1994] ont étendu la bande fondamentale jusqu'au niveau 10^+ et les bandes vibrationnelles-γ jusqu'aux niveaux 8^+ et 9^+ pour les bandes (B) et (C) respectivement. Peu de temps après, [Lu et al., 1995] ont étendu la bande *yrast* jusqu'au niveau 16^+ et observé les bandes (F) et (G) jusqu'aux niveaux 9^- et 6^- respectivement. Les travaux de [Jiang et al., 2003] ont considérablement augmenté les connaissances sur ce noyau, puisqu'ils ont ajouté un niveau à la bande fondamentale, 2 niveaux dans chacune des bandes vibrationnelles-γ. Ils ont construit les bandes (F) et (G) jusqu'aux niveaux 13^- et 16^-, bien que les assignations de spin et parité faites à ce moment aient été différentes. Ils ont également découvert les bandes (E), (H) et (I), telles qu'elles sont présentées sur le schéma de niveaux. La version actuelle du schéma a été complétée par [Wu et al., 2006] pour les bandes (A), (B) et (C), et par les travaux couplés de [Zhu et al., 2009] et [Luo et al., 2009a] pour les bandes (D)

et (F). Les dernières références ont également modifié les spins et parités des bandes (F) et (G) pour leurs valeurs actuelles.

Les ^{108}Ru et ^{110}Ru ont des bandes fondamentales très semblables jusqu'au niveau 8^+. Ceci est également vrai pour leurs bandes vibrationnelles-γ, à l'exception des énergies des têtes de bandes, comme le souligne [Aystö et al., 1990]. La différence d'énergie d'excitation pour les têtes de bande fait que le niveau 2_2^+ se situe à une énergie inférieure à celle du niveau 4_1^+, ce qui est un des signes empiriques de triaxialité [Davydov and Filippov, 1958]. Un autre signe veut que l'énergie d'excitation du niveau 3^+ soit la somme des énergies d'excitation des 2 premiers niveaux 2^+, ce qui est à peu près vérifié dans les deux noyaux. Les auteurs indiquent que dans le cas de l'isotope ^{110}Ru, en plus du caractère triaxial, la ductilité suivant l'axe de déformation γ est également à prendre en compte.

Comme pour l'isotope ^{108}Ru, [Shannon et al., 1994] indique que le modèle du rotateur triaxial rigide reproduit une partie du schéma de niveaux expérimental du ^{110}Ru. Ce qu'infirme [Lu et al., 1995], pour qui l'observation des mêmes signatures expérimentales que pour l'isotope plus léger proviennent plutôt d'effets de collectivité en vibration et rotation. D'après ces auteurs, ce noyau aurait également un caractère de rotateur triaxial rigide ou déformable à bas spin, et serait dominé par les effets collectifs à plus haut spin.

[Jiang et al., 2003] ont également effectué des calculs pour ce noyau, avec un modèle en couches en rotation *(CSM)*. Dans ces calculs, la bande fondamentale est bien reproduite lorsque $\beta = -0,3$ et $\gamma = 24°$. Le ^{110}Ru serait donc, dans cette configuration, triaxial penchant du coté oblate. Des résultats similaires ont été obtenus par [Wu et al., 2006]. La découverte des bandes chirales à parité négative par [Luo et al., 2009b] est un argument supplémentaire en faveur de la triaxialité pour ce noyau. En effet, les doublets chiraux ne sont présents que pour des symétries planaires. Elles se forment typiquement dans les noyaux impairs-impairs triaxiaux ([Frauendorf and Meng, 1997]). De plus, [Luo et al., 2009b] ont réalisé des calculs *IBM1* dont le résultat est que le schéma de niveaux est reproduit lorsque le noyau est considéré comme un rotateur triaxial rigide. Ces calculs sont soutenus par le fait que les écartements entre spins pairs et impairs de la bande vibrationnelle-γ sont opposés à ceux du ^{108}Ru, et donc sont différents de ceux attendus pour un noyau mou suivant γ.

Cas de l'isotope ^{111}Ru

Le schéma de niveaux évalué par ENSDF et structuré en bandes du ^{111}Ru est présenté sur la figure 3.9. Il se compose de 4 bandes de parités positives (A) à (D) et de 4 bandes de parités négatives (E) à (H). Les 2 premières bandes seraient basées sur des configurations dans lesquelles des neutrons célibataires peupleraient les orbitales $\nu 2d_{5/2}$ ou $\nu 1g_{7/2}$. Les deux bandes suivantes ont des têtes de bandes ayant des spins plus petits. Elles seraient construites sur des configurations $\nu 3s_{1/2}$

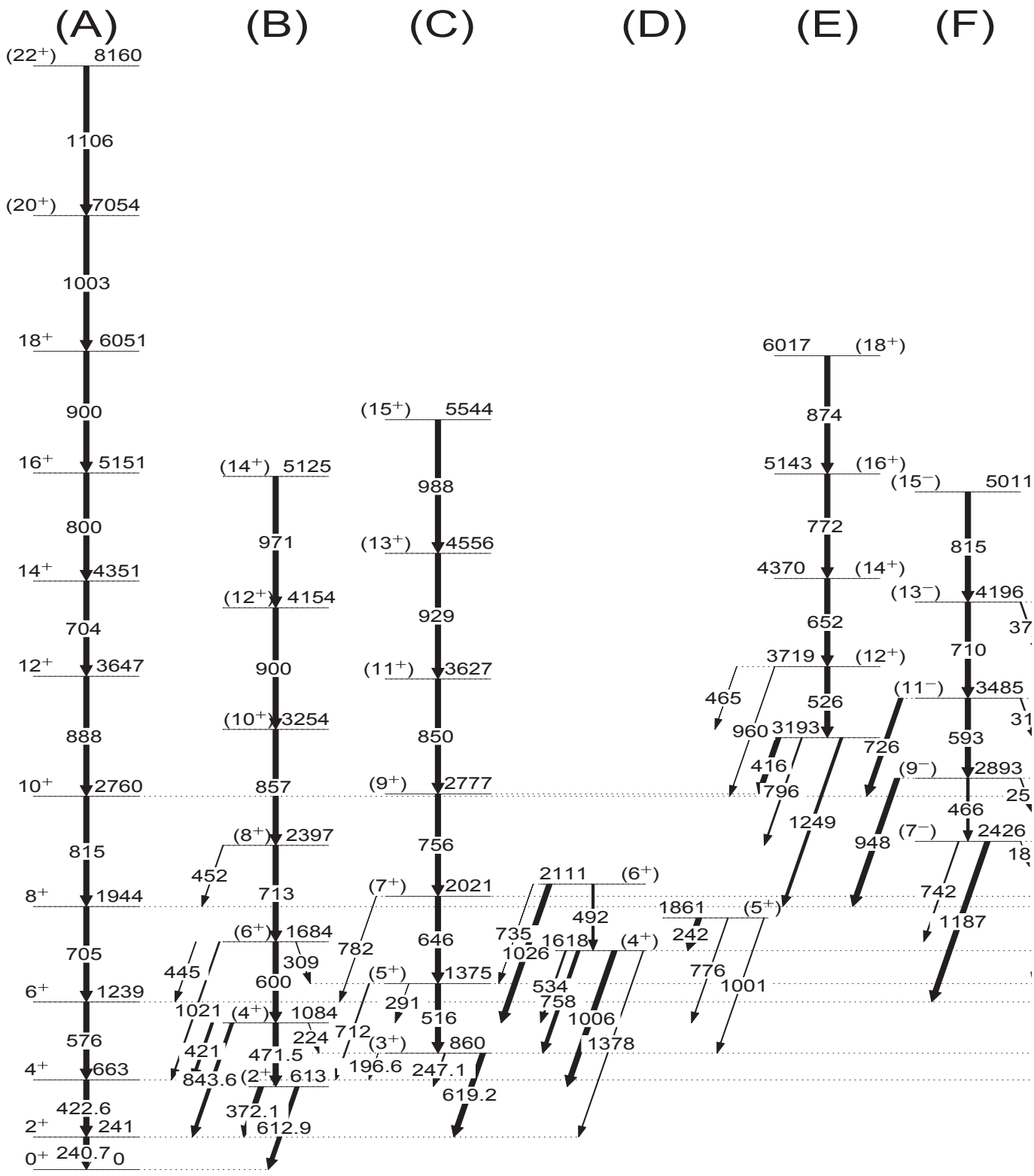
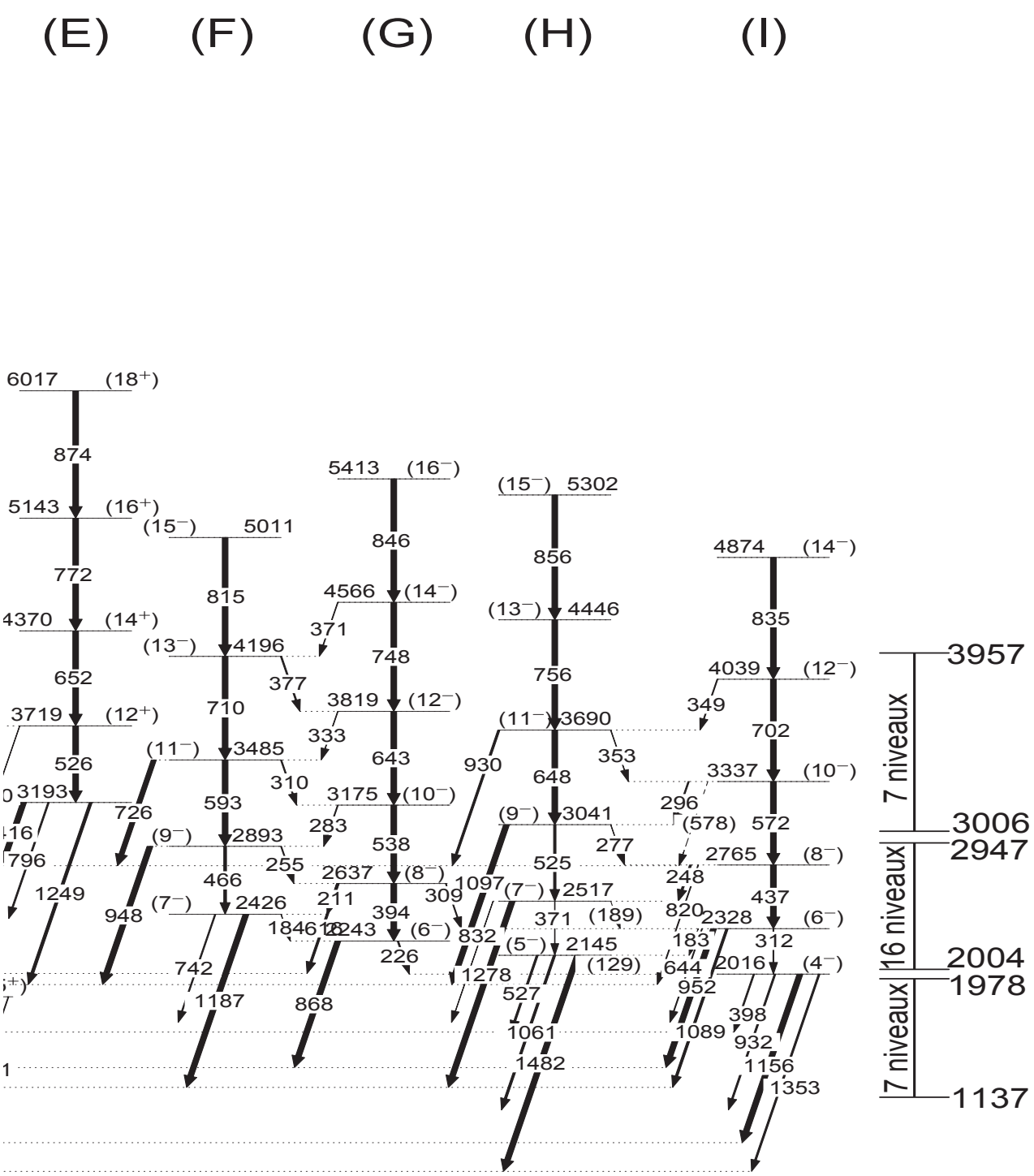


FIGURE 3.8 – Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{110}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

et $\nu 2d_{3/2}$. Ces 4 orbitales ont des parités positives expliquant la parité de ces bandes. Les bandes (E), (F), (G) et (H) viendraient de configurations impliquant l'orbitale $\nu h_{11/2}$. Cette orbitale serait



à l'origine de leur parité négative.

Comme pour le ^{109}Ru, le ^{111}Ru aurait d'abord été découvert par J. Wilhelmy, mais sans que celui-ci ne place les transitions observées dans un schéma. Par la suite, [Hopkins et al., 1973] observent un certain nombre de transitions qu'ils placent dans un ordre différent de celui présenté sur

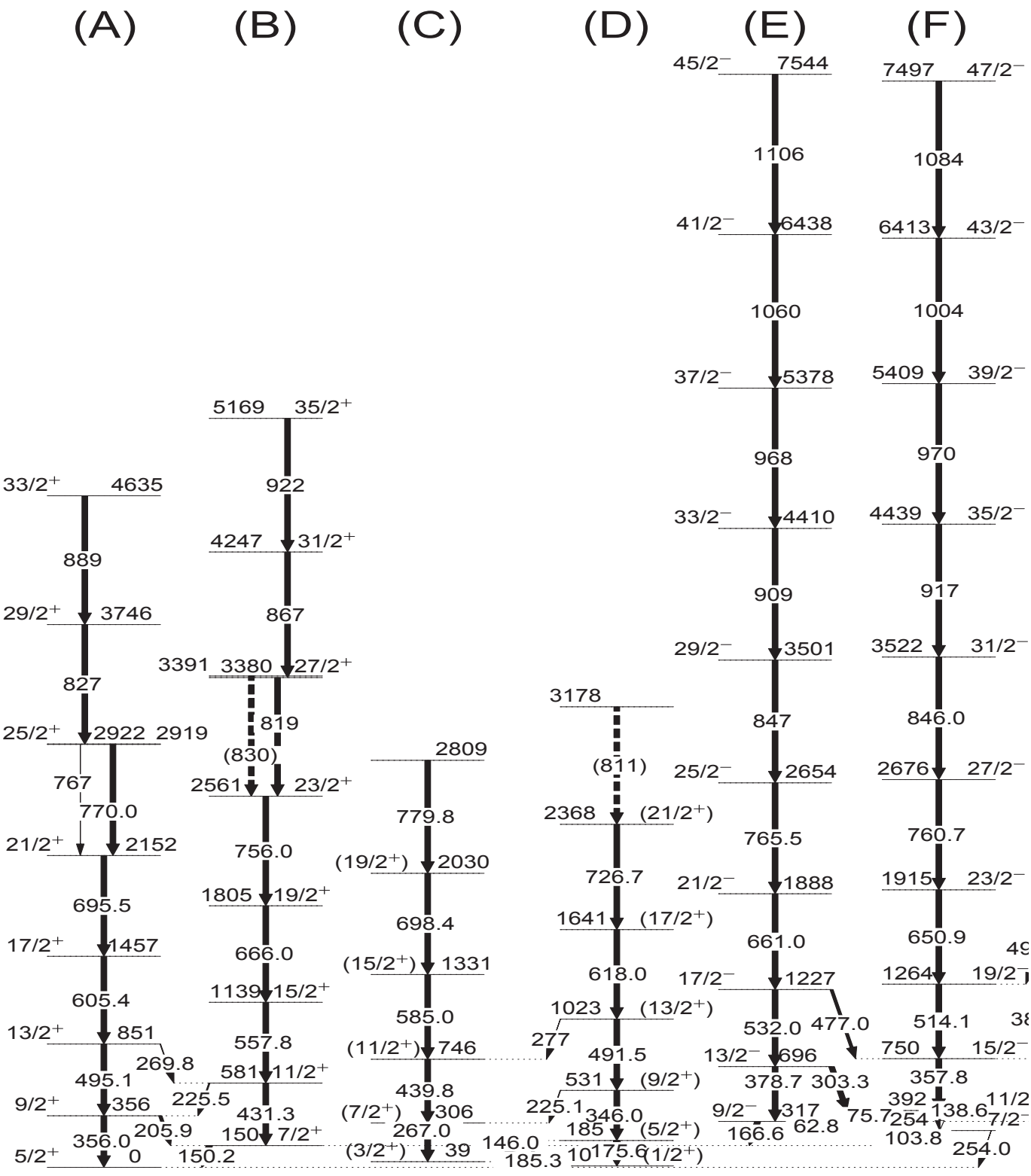
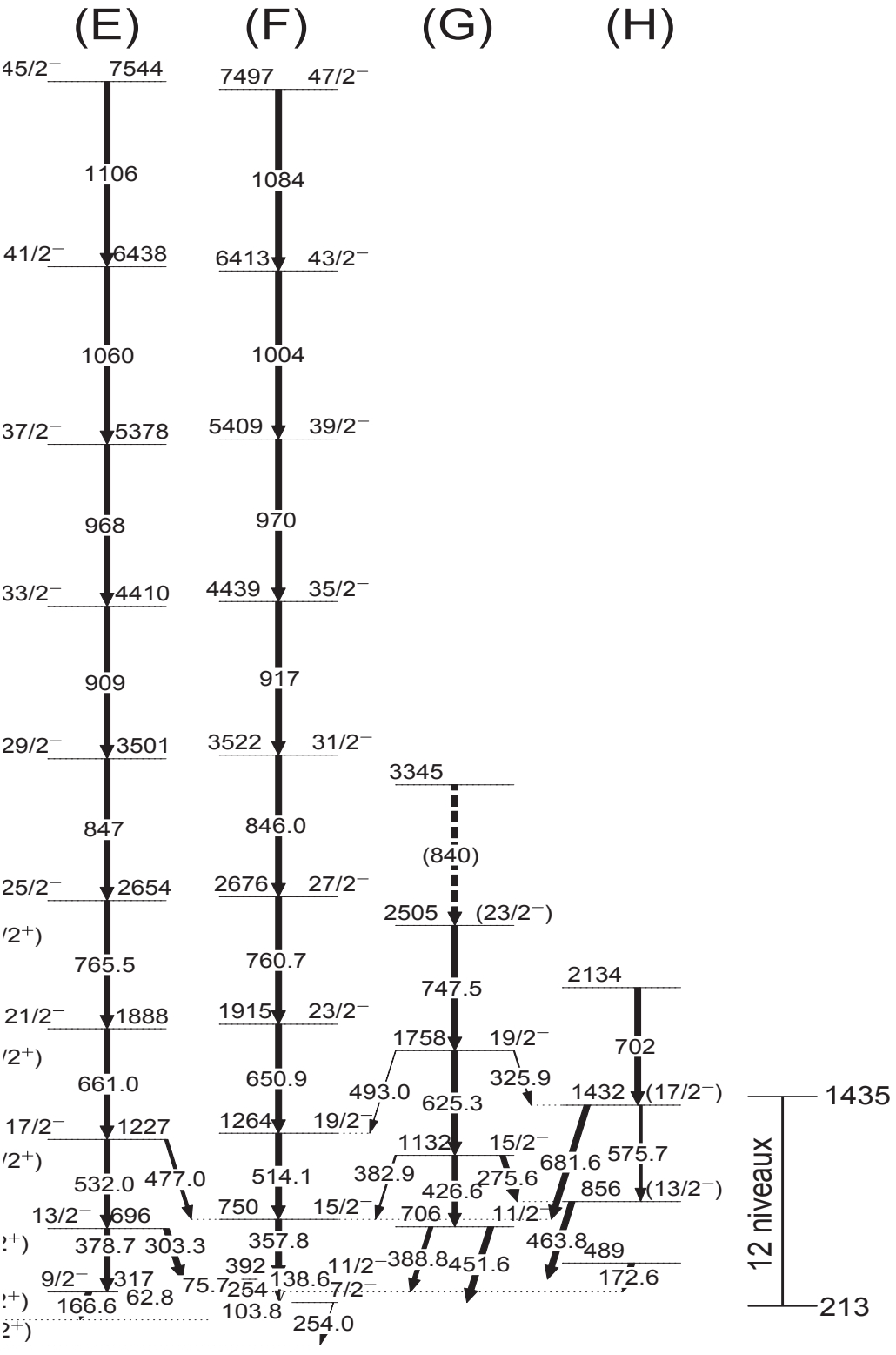


FIGURE 3.9 – Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{111}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

la figure 3.9. Elles correspondent aux désexcitations des niveaux $7/2^+$ (B), $9/2^+$ (E) et $7/2^-$ à $15/2^-$ (F). Puis, [Butler-Moore et al., 1995] complètent le schéma en ajoutant 3 niveaux à la bande (F). Sur



cette bande, ils assignent les spins et parités des niveaux $27/2^-$ à $11/2^-$, alors même que la transition de 150 keV est toujours mal placée. Grâce à l'observation de certaines transitions interbandes, [Hwang et al., 1998] réorganisent le schéma de niveaux vers sa version actuelle. Ils observent également les bandes (E), (F) et (G) jusqu'aux niveaux $25/2^-$, $31/2^-$ et $(23/2^-)$ respectivement. Les bandes (A)

$(25/2^+)$, (B) $(27/2^+)$, (C), (D) et (H) ont été découvertes par [Urban et al., 2004]. Leurs travaux ont également ajouté un niveau aux bandes (E) et (G). Par la suite, [Wu et al., 2006] ont complété le schéma pour arriver à la version présentée dans ce manuscrit.

[Butler-Moore et al., 1995] ont réalisé les calculs pour ce noyau dans son modèle cœur triaxial couplé à un neutron $\nu h_{11/2}$. Pour cela, ils se basent sur les résultats qui indiquent une possible triaxialité dans le ^{110}Ru. Leur modèle est en bon accord avec les niveaux $11/2^-$ à $27/2^-$ de la bande (F), qu'ils s'attachent à reproduire. Les énergies de niveaux de hauts spins sont cependant surestimées. Plus récemment, après avoir étoffé le schéma de niveau, [Urban et al., 2004] discutent également ces résultats. Cependant, ils s'attachent à une description basée sur les orbitales sans discuter de la forme de ce noyau. Leurs conclusions ont été présentées au début de ce paragraphe.

Cas de l'isotope ^{112}Ru

La figure 3.10 est une représentation par bandes du schéma de niveaux du ^{112}Ru évalué par ENSDF. Sur ce schéma, la bande (A) est la bande fondamentale, ou bande *yrast*. La bande (B) est constituée de deux sous-bandes, à spins pairs pour l'une et impairs pour l'autre. Cette bande est la bande vibrationnelle-γ. La bande (C) est également composée de deux sous-bandes à spins pairs et impairs et à parités positives. Elle pourrait être une bande vibrationnelle-γ à 2 phonons. Les bandes (D) et (E) sont également composées de 2 sous-bandes à spins pairs et impairs. Elles diffèrent des bandes précédentes car elles sont de parités négatives. Ces bandes seraient construites sur la configuration $\nu 3s_{1/2} \otimes \nu 1h_{11/2}$ et seraient partenaires chirales.

La première observation de désexcitations provenant du ^{112}Ru a été effectuée par [Cheifetz et al., 1970]. Lors de ces travaux, les deux premières transitions de la bande fondamentale ont pu être observées. La bande vibrationnelle-γ (B) a été découverte par [Aystö et al., 1990]. Ces derniers ont pu observer les désexcitations des niveaux 2^+ et 3^+. Par la suite, [Zhu et al., 1992] ont étendu la bande fondamentale jusqu'au niveau 10^+. Puis [Shannon et al., 1994] ont étendu la bande vibrationnelle-γ jusqu'aux niveaux 8^+ et 9^+. [Lu et al., 1995] ont ensuite étendu la bande *yrast* jusqu'au niveau 16^+ avant que [Simon, 1999] ne complètent les bandes (A) et (B) jusqu'aux niveaux 20^+ et 17^+ respectivement. Ces deux bandes ont été enrichies jusqu'aux niveaux présentés dans ce manuscrit grâce aux travaux de [Hua et al., 2003] pour la première et [Wu et al., 2006] pour la seconde. Les articles couplés [Zhu et al., 2009] et [Luo et al., 2009a] (voir également [Luo et al., 2009b]) transcrivent les découvertes des bandes (C), (D) et (E) telles qu'elles sont présentées sur la figure 3.10.

[Aystö et al., 1990] montrent que l'isotope ^{112}Ru est plus facilement déformable suivant l'axe γ que les deux isotopes pairs plus légers. Les mêmes indices expérimentaux que pour l'isotope ^{110}Ru les conduisent à conclure que c'est un noyau triaxial mou. [Shannon et al., 1994] indiquent que le modèle du rotateur rigide décrit correctement la partie basse du schéma de niveaux. [Lu et al., 1995]

indiquent que le modèle rotation-vibration collectif reproduit correctement le haut du schéma. Les auteurs indiquent également que les moments d'inertie de l'isotope sont plus importants et varient plus vite que ceux des deux isotopes pairs plus légers, ce qui laisse présumer que ce noyau a une déformation plus grande. Les calculs dans le modèle du rotateur triaxial rigide effectués par [Simon, 1999] montrent une évolution du paramètre de triaxialité γ. Celui-ci passe de 26,4° à bas spin à un intervalle de 12° à 15° à plus haut spin : le noyau est moins triaxial lorsqu'il est soumis à la rotation. L'étude de [Hua et al., 2003] donne une valeur pour le bas du schéma de 25° ou 35°, leur modèle ne permettant pas de déterminer une valeur unique. La première valeur est proche de celle des travaux de [Simon, 1999]. En revanche, la seconde valeur indique que le noyau serait triaxial mais plutôt du côté oblate.

Comme pour le ^{110}Ru, l'espacement des niveaux pairs et impairs dans la bande vibrationnelle-γ, confirmé par le modèle *IBM1*, ainsi que la présence de doublets chiraux à parités négatives ([Luo et al., 2009b]) prouvent le caractère rotateur triaxial rigide de ce noyau. [Zhu et al., 2009] ont réalisé des calculs *CSM* pour ce noyau. Leurs résultats sont différents de ceux présentés jusqu'ici. Dans ces calculs, les surfaces d'énergies potentielles situent le niveau fondamental sur l'axe oblate (γ = -59° pour β = 0,24). Un second minimum, moins profond, est situé vers la triaxialité pure (γ = -30°). Cependant, la surface évolue lorsque le noyau est mis en rotation et le minimum se déplace vers β = 0,26, γ=-39° lorsque la fréquence de rotation atteint $\hbar\omega = 0,4$ MeV.

Cas de l'isotope ^{113}Ru

Le schéma de niveaux du ^{113}Ru évalué par ENSDF est présenté sur la figure 3.11. Ce schéma est composé de 3 parties (A), (B) et (C). Les deux premières sont des bandes à parités négatives. Comme pour les isotopes ^{109}Ru et ^{111}Ru, leur parité vient de la présence de leur neutron célibataire sur l'orbitale $\nu h_{11/2}$. Le niveau le plus bas présenté sur ces bandes se situe au-dessus du niveau fondamental. Cependant, aucune transition reliant ces bandes au niveau fondamental n'a été observée et l'énergie d'excitation de la tête de bande est inconnue. La partie (C) ne se présente pas sous forme de bandes. Son niveau de plus basse énergie est le niveau fondamental du noyau.

[Kurpeta et al., 1998] indiquent que la première observation de désexcitation du noyau a été réalisée par W. Urban, sans que celle-ci soit publiée. Les auteurs ont alors présenté la partie (C) du schéma reproduit ici, sans assigner de spin ou de parité. Ce sont les décroissances β du ^{113}Tc qui ont été analysées pour construire cette partie du schéma. Les assignations seront réalisées par les mêmes auteurs, presque 10 ans plus tard [Kurpeta et al., 2007].

Entre temps, le ^{113}Ru a été observé parmi les produits de la fission spontanée de ^{252}Cf. Les deux types de réactions donnent des résultats très différents puisque dans ce deuxième cas, ce sont les bandes (A) et (B) qui ont été mesurées [Zhang et al., 2003].

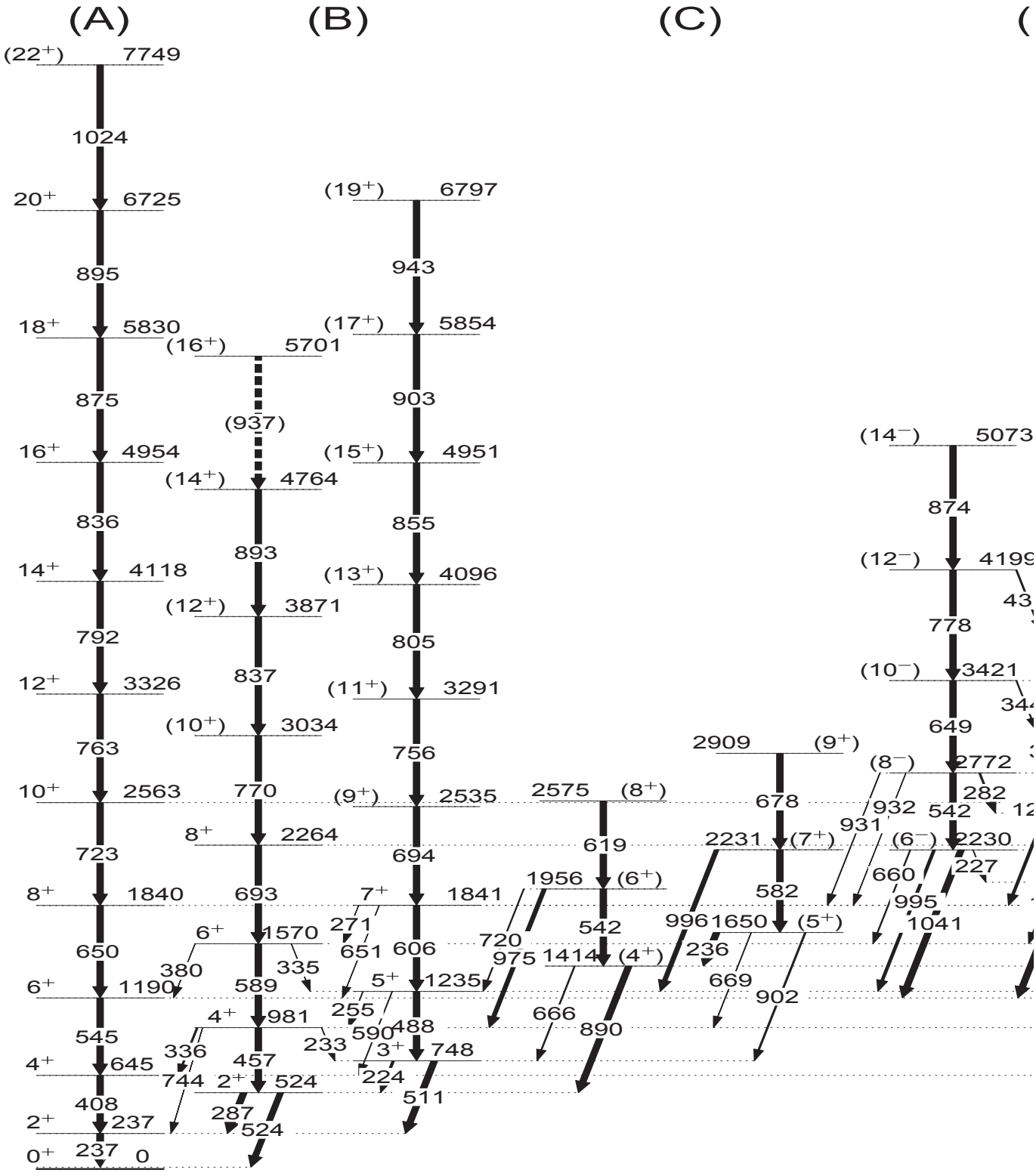
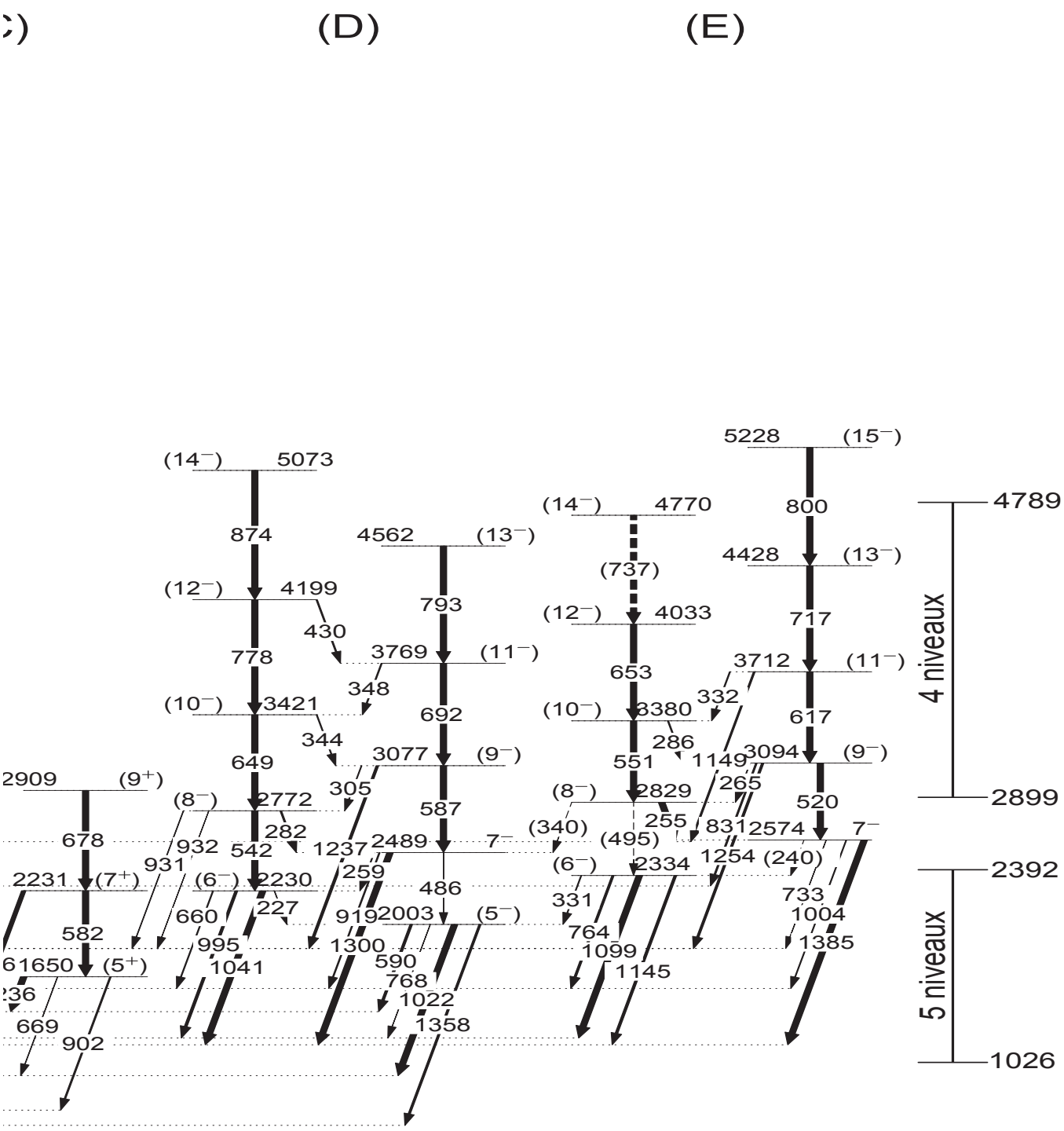


FIGURE 3.10 – Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{112}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

Ce noyau a été modélisé par [Kurpeta et al., 2007]. Les calculs ont été réalisés dans le *Core-QuasiParticule Model*, où le noyau ^{113}Ru est modélisé par la superposition d'un neutron couplé à un



cœur ^{112}Ru et un trou sur une couche neutron couplé à un cœur ^{114}Ru. Le cœur ^{112}Ru a été pris triaxial et mou suivant γ avec des paramètres moyens $< \beta > \sim 0,28$ et $< \gamma > = 26°$, d'après des calculs auto-cohérents Hartree-Fock. La valeur de $< \beta > \sim 0,4$ est calculée avec un hamiltonien de Bohr. Les bas de schéma des 2 voisins pairs étant proches, les mêmes paramètres ont été pris pour

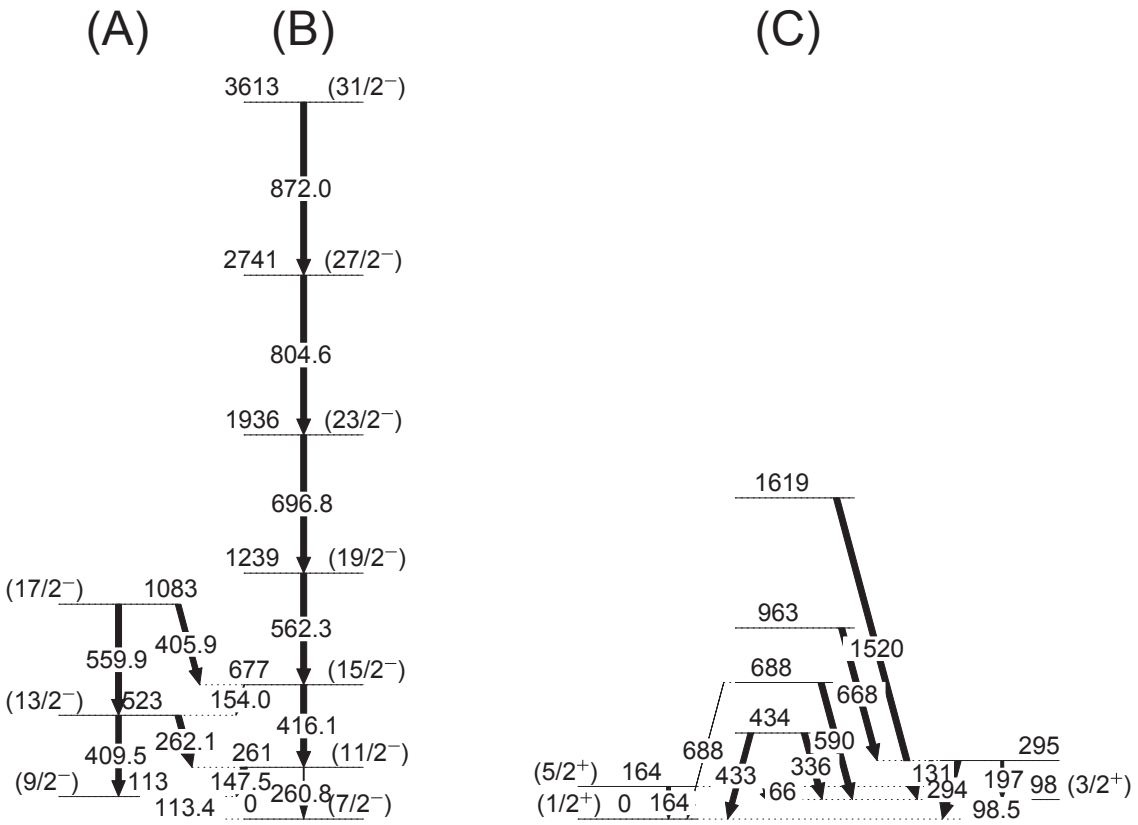


FIGURE 3.11 – Représentation du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{113}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]

le ^{114}Ru. Les résultats obtenus ne permettaient de retrouver l'ordre des niveaux des bandes (A) et (B) que lorsque la force quadrupolaire était manuellement augmentée. Les auteurs justifient ce choix en expliquant que le neutron célibataire pourrait déformer le cœur. Avec les meilleurs ajustements possibles, les auteurs obtiennent pour la forme du ^{113}Ru : $< \beta > \sim 0,28$ et $< \gamma > \sim 26°$, soit la forme prise pour le cœur.

Cas de l'isotope ^{114}Ru

La figure 3.12 est une représentation par bandes du schéma de niveaux du ^{114}Ru évalué par ENSDF. Sur ce schéma, la bande (A) est la bande fondamentale. La bande (B) est constituée de deux sous-bandes, à spins pairs pour l'une et impairs pour l'autre. Cette bande est la bande vibrationnelle-γ. La bande (C) se compose de la même manière que la bande précédente. Une première tentative d'attribution indique qu'il pourrait s'agir de la bande vibrationnelle-γ à 2 phonons.

[Shannon et al., 1994] sont les premiers à avoir observé les désexcitations de ce noyau. Le schéma de niveaux se composait alors d'une bande fondamentale jusqu'au niveau 10^+ et d'une bande vibrationnelle-γ jusqu'aux niveaux 2^+ et 5^+ pour les parties à spins pairs et impairs respectivement.

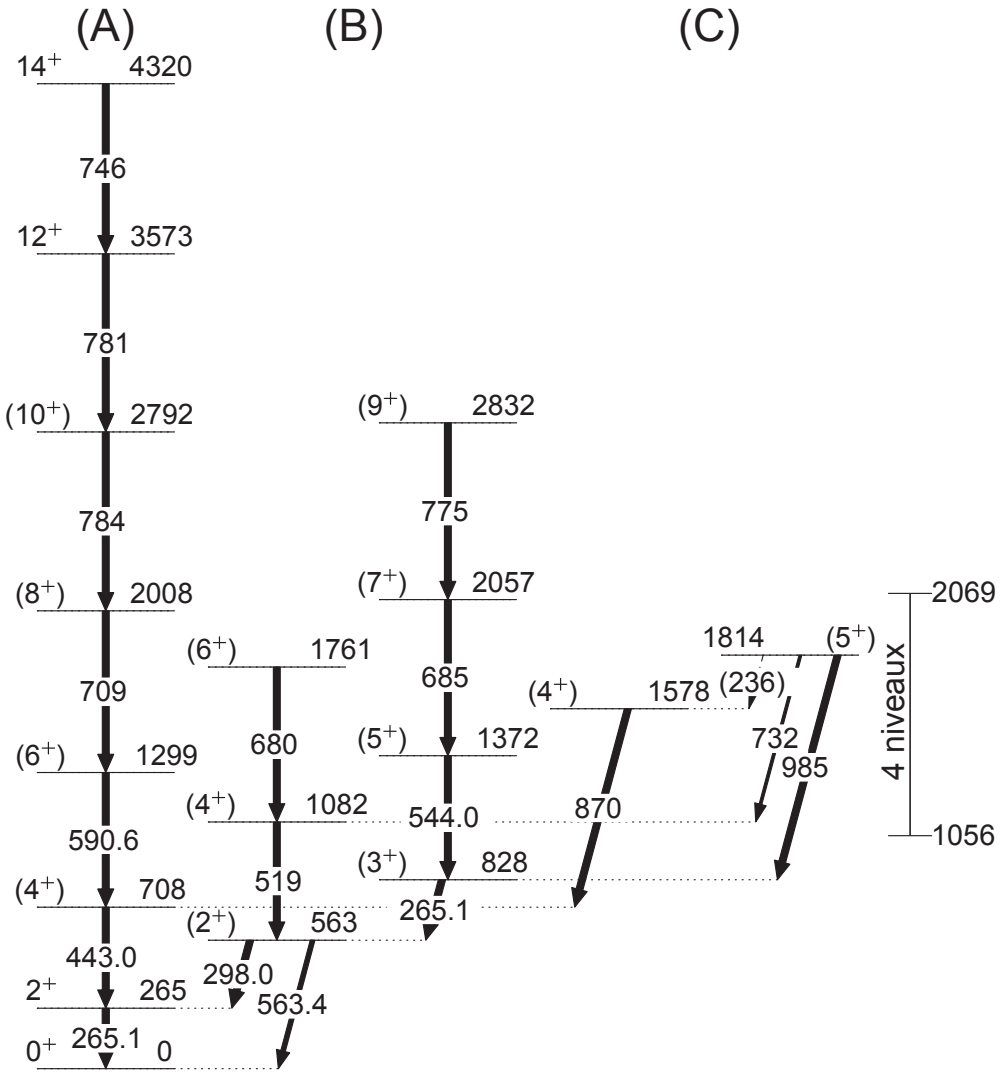


FIGURE 3.12 – Représentation par bandes du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{114}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

Plus récemment, [Rissanen et al., 2011a] ont observé le niveau 4^+ de la bande vibrationnelle-γ et découvert la bande (C) en observant son niveau 4^+ également. Très peu de temps après, les travaux de [Yeoh et al., 2011] ont établi le schéma dans sa forme actuelle, ajoutant 2 niveaux à la bande (A), 3 niveaux à la bande (B) et le niveau 5^+ de la bande (C).

[Shannon et al., 1994] indiquent que le schéma de niveaux de cet isotope, comme ceux des isotopes ^{108}Ru, ^{110}Ru et ^{112}Ru, partage des caractéristiques de rotations basées sur un niveau fondamental triaxial. La faible extension de leur schéma de niveaux, et le fait que 2 transitions entre la bande vibrationnelle-γ et la bande *yrast* aient des énergies quasi-égales ne leur permettent pas de comparer leur schéma au modèle du rotateur triaxial rigide. [Xu et al., 2002] ont effectué des calculs de *CSM* sur ce noyau. Les résultats donnent un minimum pour les surfaces d'énergies complètement *oblate*, avec des paramètres $\beta = 0{,}24$ et $\gamma = -59°$. Cependant, ce minimum est peu marqué et s'étend jusqu'à des valeurs de γ marquant une triaxialité pure. [Yeoh et al., 2011] ont utilisé les valeurs de

déformation fournies par [Xu et al., 2002] et [Shannon et al., 1994] (même β mais $\gamma = 27{,}2°$) pour calculer les énergies des orbitales. Dans les 2 cas, 2 *backbending* sont possibles dans ce noyau (voir chapitre 4), correspondant à l'alignement de neutrons $\nu h_{11/2}$ pour le premier et de protons $\pi g_{9/2}$ pour le second. Cependant, seul le minimum triaxial permet de reproduire le premier backbending à la fréquence de rotation à laquelle il est observé (0,4 MeV).

Cas de l'isotope ^{115}Ru

Le schéma de niveaux du ^{115}Ru dans sa version évaluée ne comprend que 3 niveaux. Le niveau fondamental est lié à un niveau excité par une transition de 61,7 keV. Un second niveau excité est situé au-dessus du premier. Aucune transition γ le liant aux 2 autres niveaux n'a encore pu être observée. Le schéma est présenté sur la figure 3.13.

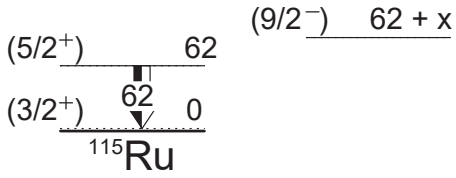


FIGURE 3.13 – Représentation du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{115}Ru. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

Les niveaux présentés ici ont été découverts par [Kurpeta et al., 2010], mais leur assignation de spins et parités était alors différente. De nouveaux arguments apportés par [Rissanen et al., 2011b] ont établi l'assignation actuelle. Le manque d'informations complémentaires sur ce noyau ne permet pas de discuter davantage de sa stucture.

3.3.2 Résultats expérimentaux : cas des isotopes de ruthénium

Les résultats expérimentaux de cette thèse ont été obtenus en analysant des spectres avec fond soustrait, à partir de matrices de coïncidences γ-γ pour les spectres 1 fois conditionné, ou de matrice 1 fois conditionnée, donc de coïncidences γ-γ-γ pour les spectres 2 fois conditionnés. Les spectres et les matrices dont ils sont issus ont été générés avec le logiciel GammaWare, comme décrit dans la sous-section 2.2.5.

Comme il a été rappelé dans le paragraphe 1.4.3, lors d'événements de fission, les désexcitations des deux fragments émis sont attendues en coïncidence. De cette manière, la sélection d'un noyau ou d'une bande particulière d'un noyau s'effectue en conditionnant les données sur les énergies des transitions du noyau ou de la bande considérés, et/ou sur celles d'un des noyaux complémentaires. Dans le cas où toutes les conditions sont mises sur le même noyau, l'ensemble

des transitions issues de niveaux peuplés dans les noyaux complémentaires peuvent apparaître dans les spectres. Dans le cas de conditions sur un noyau et un seul noyau partenaire, seuls ces deux noyaux apparaissent. Ce mode de sélection du noyau cible, inhérent aux expériences de spectroscopie γ-prompt, sans autre système de sélection, suppose qu'une partie au moins du schéma de niveaux du noyau cible ou de l'un de ses fragments complémentaires est connue. La partie 3.3.1 présente les niveaux connus pour les isotopes de ruthénium considérés. Les isotopes d'étain de masse 126 à 132, noyaux complémentaires majoritaires de ceux de ruthénium d'intérêt, ont également des schémas de niveaux évalués suffisamment fournis pour cette analyse. Les transitions de départ de l'analyse ont été choisies parmi les transitions du bas des schémas évalués.

Les coïncidences avec les transitions des fragments complémentaires sont effectuées avec les transitions de bas de schéma. En effet, en dehors de cas particuliers tels que niveaux isomériques et/ou ayant un autre mode de désexcitation que l'émission de γ, ces transitions terminent les différentes cascades de désexcitation et sont donc les transitions de leurs noyaux les plus abondantes dans les données.

Suivant les conclusions de la section 3.2, l'étude est menée sur une présélection, dans les données, des événements de multiplicité supérieure ou égale à 4. Du fait que certaines coïncidences en énergie sont suffisamment sélectives par elles-mêmes pour éviter une partie conséquente du fond issu des décroissances β, cette étude a également été réalisée en partie en présélectionnant les événements de multiplicité supérieure ou égale à 3. Dans ces cas, le fond restant est contrebalancé par l'augmentation de la statistique disponible. Les coïncidences pour lesquelles cette deuxième présélection permet de remonter plus haut dans le schéma de niveaux que la première seront précisées dans les paragraphes suivants. Si aucune précision n'est donnée, c'est la première présélection (multiplicité $\geqslant$ 4) qui est appliquée.

Afin d'augmenter la statistique disponible pour l'étude d'un noyau ou d'une bande, les différents spectres conditionnés pouvant conduire aux résultats recherchés ont également été sommés. Les analyses de ces spectres sommes ont été intégrées aux résultats présentés dans cette sous-section.

Cas de l'isotope ^{108}Ru

Pour l'isotope ^{108}Ru, en conditionnant une fois sur la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ des isotopes complémentaires pairs ^{130}Sn ou ^{132}Sn, et avec une seconde condition soit sur le même isotope, soit parmi les transitions du ^{108}Ru, les désexcitations de la bande *yrast* depuis le niveau 8^+ au maximum peuvent être observées.

Avec une condition parmi les transitions du bas de schéma de niveaux du noyau partenaire ^{131}Sn et une deuxième condition parmi celles du ^{108}Ru, les transitions *yrast* depuis le niveau 10^+ peuvent être observées, ainsi que celles de la bande (B) (figure 3.6) depuis les niveaux (8^+) et (7^+).

Avec deux conditions parmi les transitions de la bande *yrast*, dont au moins une désexcite un niveau au-dessus du 6^+ du ^{108}Ru, les désexcitations de cette bande sont observables depuis le niveau 12^+. C'est ce qu'illustre le spectre 3.14 en coïncidence avec les transitions $10^+ \rightarrow 8^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$. Sur ce spectre, les autres transitions de cette bande, depuis la $12^+ \rightarrow 10^+$ (3529 keV $\rightarrow$ 2741 keV) sont visibles. Un pic issu des désexcitations du fragment complémentaire ^{130}Sn ainsi que des pics non labélisés, provenant d'autres réactions que celles de fission produisant des isotopes de ruthénium sont également visibles.

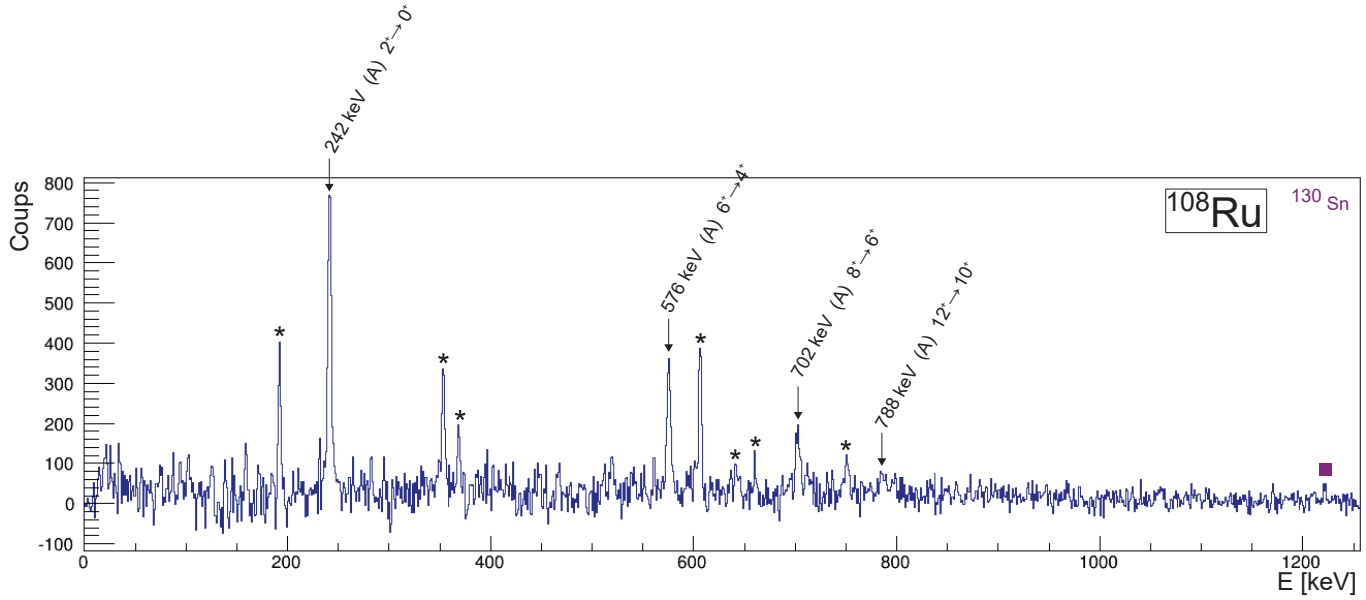


FIGURE 3.14 – Spectre des énergies détectées en coïncidence avec 798 keV et 423 keV, énergies des transitions $10^+ \rightarrow 8^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$ de la bande yrast de l'isotope ^{108}Ru. Les pics correspondant à des transitions appartenant à cet isotope sont labélisés par leurs énergies ainsi que les spins des états de départ et d'arrivée. Un pic appartenant à un noyau complémentaire est symbolisé par un carré de couleur. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent à des polluants : le couple de produits de fission ^{136}Te et ^{104}Mo.

Sur la figure 3.14, bien que l'isotope ^{108}Ru soit un des isotopes de ruthénium les plus produits, la mise en évidence des niveaux de spin supérieur à 6 sans présence de polluant est compliquée voire impossible. Cela s'explique du fait que les transitions issues de ces niveaux sont plus faiblement produites, ce qui implique qu'elles nécessitent plus de statistique pour être mises en évidence. Cette statistique supplémentaire s'obtient en partie grâce aux coïncidences à basse énergie, mais celles-ci étant moins sélectives qu'à plus haute énergie (la densité de transitions à basse énergie étant très importante), d'autres noyaux apparaissent.

En conclusion, les bandes (A) et (B) ont pu être confirmées jusqu'aux niveaux 12^+, (8^+) et (7^+) respectivement. Les autres bandes précédemment observées lors d'expériences de fission n'ont pas pu être observées. Aucune nouvelle transition n'a pu être ajoutée.

Cas de l'isotope ^{109}Ru

Dans le cas de l'isotope ^{109}Ru, avec une condition sur les transitions du bas de schéma du noyau complémentaire ^{131}Sn et une deuxième condition parmi les transitions du ^{109}Ru, seules les transitions $(7/2^+)\rightarrow(5/2^+)$ et $(11/2^+)\rightarrow(7/2^+)$ sont observables et seulement lorsque l'une d'entre elles sert de condition.

Quelles que soient les conditions dont au moins une est placée parmi les désexcitations des autres fragments complémentaires, aucune des transitions appartenant au ^{109}Ru n'est observable.

Les meilleurs résultats concernant ce noyau sont obtenus lorsque les deux conditions sont placées parmi les transitions du noyau, et sur la même bande. Avec ce type de sélection, les transitions de chacune des bandes de la figure 3.7 ont pu être observées, désexcitant le noyau depuis les niveaux $(15/2^+)$ pour la bande (A), $(9/2^+)$ pour la bande (B), $(17/2^-)$ pour la bande (C) et $(19/2^-)$ pour la bande (D). Pour illustrer ce fait, le spectre 3.15 est construit. Il montre les énergies en coïncidence avec des photons de 541 keV et 98 keV, correspondant respectivement aux transitions $(19/2^-)\rightarrow(15/2^-)$ (bande (D)) et $(9/2^-)\rightarrow(7/2^-)$ (transition bande (C)$\rightarrow$bande (D)). Sur ce spectre, les pics correspondant aux autres transitions de la cascade la plus probable désexcitant le niveau $23/2^-$ ($E^* = 1910$ keV) sont visibles, indiqués par leur énergie et par la transition correspondante. Les pics issus des noyaux complémentaires sont marqués d'un carré de couleur. D'autres pics appartenant à des polluants apparaissent également.

Pour conclure l'observation du ^{109}Ru dans cette analyse, les 4 bandes présentées sur la figure 3.7 ont été observées. Cependant, aucun des niveaux d'énergie d'excitation supérieure à $E^* = 1256$ keV n'a pu être observé. Aucune nouvelle transition n'a été observée.

Cas de l'isotope ^{110}Ru

Pour la recherche de l'isotope ^{110}Ru dans les données de l'expérience, diverses conditions ont également été essayées. Avec une condition au moins sur les fragments complémentaires de masse paire, ou ^{129}Sn, et une deuxième condition soit sur le même isotope, soit sur les transitions du bas de schéma de niveaux du ^{110}Ru, seules les transitions de la bande *yrast* peuvent être observées, désexcitant le noyau depuis le niveau 10^+.

Avec deux conditions parmi les transitions du noyau dont au moins une désexcitant un niveau de spin supérieur à 6, ou une parmi celles du noyau et une sur les transitions du noyau complémentaire ^{131}Sn, la bande *yrast* est observée jusqu'au niveau 12^+. De plus, les bandes (B) et (C) (figure 3.8) sont également observées jusqu'aux niveaux (8^+) et (7^+) respectivement, ainsi que la bande (G) jusqu'au niveau (8^-). Cette dernière bande peut être observée dans le cas d'une

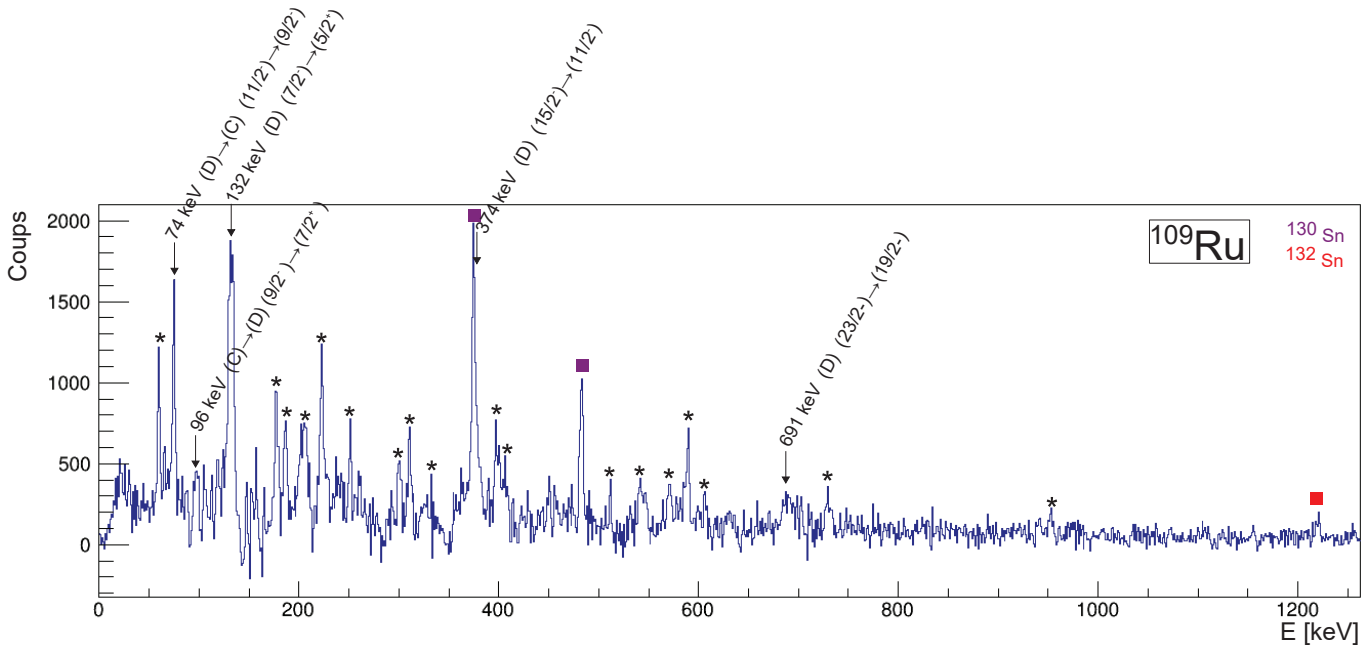


FIGURE 3.15 – Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 541 keV et 98 keV, énergies des transitions $(19/2^-)\rightarrow(15/2^-)$ et $(9/2^-)\rightarrow(7/2^-)$ de la bande (D) de l'isotope ^{109}Ru. Les pics correspondant à des transitions appartenant à cet isotope sont labélisés par leurs énergies ainsi que les spins des états de départ et d'arrivée. Des pics appartenant aux fragments complémentaires sont symbolisés par des carrés de couleur. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent à des polluants. Plus de la moitié sont issus des produits de fission complémentaires ^{138}Xe et ^{101}Zr, les autres n'ont pas été identifiés.

présélection des événements de multiplicité supérieure ou égale à 3, mais ne peut pas être observée lorsque cette présélection est bornée à 4.

La figure 3.16 est un spectre des énergies en coïncidence avec des photons de 515 keV et 619 keV. Ces énergies correspondent aux transitions $(5^+)\rightarrow(3^+)$ et $(3^+)\rightarrow2^+$ de l'isotope ^{110}Ru respectivement. Sur ce spectre les transitions appartenant aux isotopes complémentaires ont leurs pics marqués d'un carré de couleur, correspondant à l'isotope auquel elles appartiennent. Les transitions de l'isotope de ruthénium d'intérêt sont marquées avec leurs énergies ainsi que les spins des états de départ et d'arrivée de la transition. De ce fait, la transition désexcitant l'état 2^+ (E* = 242 keV), suivant directement les transitions sur lesquelles ont été placées les conditions, apparaît. Des transitions arrivant sur le niveau (5^+) (E* = 1375 keV) apparaissent également : $(7^+)\rightarrow(5^+)$ (2021 keV $\rightarrow$ 1375 keV) de la bande (C), $(8^-)\rightarrow(6^-)$ (2637 keV $\rightarrow$ 2243 keV) de la bande (G) et $(6^-)\rightarrow(5^+)$ (2243 keV $\rightarrow$ 1375 keV) qui relie la transition précédente à la bande (C). Bien que les conditions placées permettent d'obtenir un spectre dominé par les transitions du ^{110}Ru et de ses fragments complémentaires, elles laissent apparaître également d'autres transitions, marquées d'une étoile, appartenant à des polluants.

En résumé, 4 des 9 bandes présentées sur le schéma de niveaux du ^{110}Ru (figure 3.8) ont pu

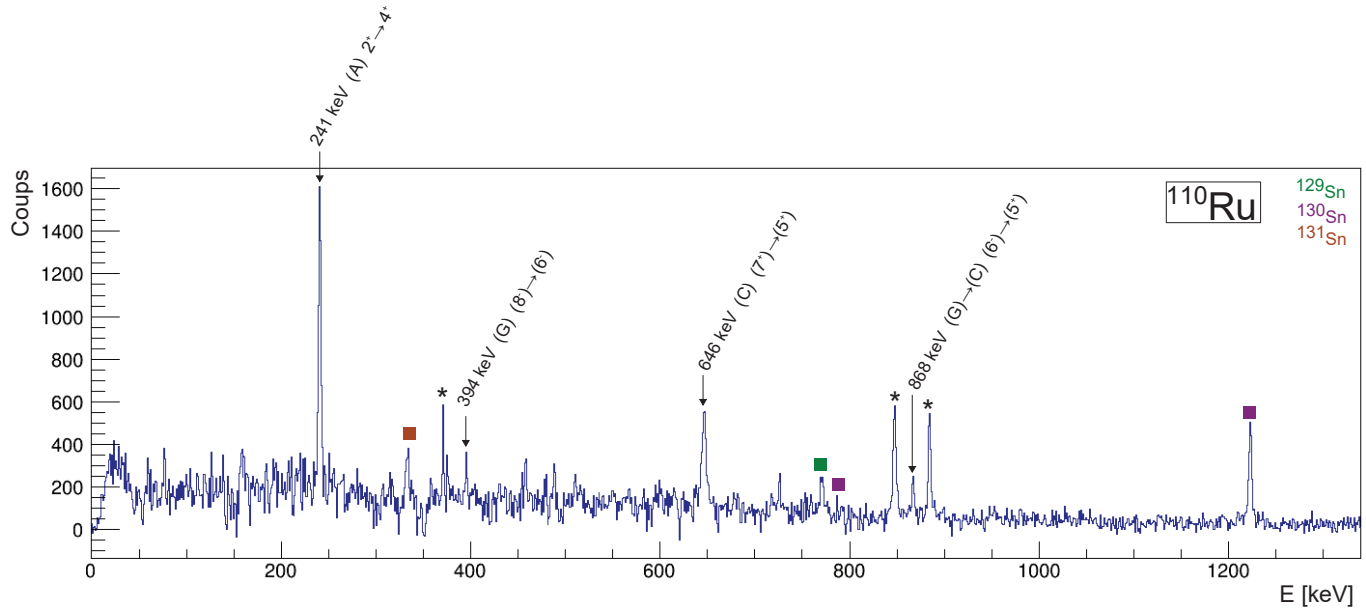


FIGURE 3.16 – Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 515 keV et 619 keV, énergies des transitions $(5^+)\rightarrow(3^+)$ et $(3^+)\rightarrow 2^+$ de la bande (C) de l'isotope ^{110}Ru. Les pics correspondant à des transitions appartenant à cet isotope sont labélisés par leurs énergies ainsi que les spins des états de départ et d'arrivée. Des pics appartenant aux noyaux complémentaires sont symbolisés par des carrés de couleur. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent à des polluants.

être confirmées. Il s'agit des bandes (A) jusqu'au niveau à E* = 3647 keV, (B) jusqu'au niveau à E* = 2397 keV, (C) jusqu'au niveau à E* = 2021 keV et (G) jusqu'au niveau à E* = 2637 keV. Aucune autre transition n'a pu être observée.

Cas de l'isotope ^{111}Ru

La recherche de l'isotope ^{111}Ru effectuée avec des conditions dont au moins une appartenait aux transitions des noyaux complémentaires ne donne pas de résultat. Pour être plus précis sur ce point, pour plusieurs bandes, jusqu'à un maximum de 2 transitions peuvent être observées sous la forme de pics très peu intenses sur la projection d'une matrice conditionnée sur une transition du ^{129}Sn. Cependant, ces pics sont noyés dans d'autres pics bien plus intenses. La statistique qu'ils représentent n'est pas suffisante pour ajouter une seconde condition, avec une soustraction de fond efficace.

En utilisant 2 conditions parmi l'ensemble des paires possibles de transitions du ^{111}Ru, seule la bande (F) jusqu'au niveau $23/2^-$ peut être observée.

En conclusion, bien que des indices de la présence d'autres transitions du ^{111}Ru soient présents, seules les transitions désexcitant le niveau $23/2^-$ de la bande (F) ont pu être confirmées.

Aucune nouvelle transition n'a été observée.

Cas de l'isotope ^{112}Ru

Quelles que soient les deux conditions dont au moins une se trouve parmi les transitions des isotopes d'étain complémentaires, seules les trois premières transitions de la bande *yrast* du ^{112}Ru peuvent être observées.

Avec les 2 conditions placées parmi les transitions du ^{112}Ru, les transitions de la bande *yrast* peuvent être observées désexcitant le noyau depuis le niveau 8^+ (E* = 1840 keV). La figure 3.17 est le spectre des énergies détectées en coïncidence avec des photons de 408 keV et 236 keV. Ces énergies correspondent aux deux transitions terminant la bande *yrast*. Sur ce spectre, les deux transitions du dessus : $8^+ \rightarrow 6^+$ (1840 keV $\rightarrow$ 1190 keV) et $6^+ \rightarrow 4^+$ (1190 keV $\rightarrow$ 645 keV) sont visibles, marquées et accompagnées de transitions d'un des noyaux complémentaires : l'isotope ^{128}Sn. D'autres transitions sont également visibles. Ce sont les transitions marquées d'une étoile sur la figure, et elles correspondent à des polluants.

Pour conclure, seules les transitions de la bande *yrast* jusqu'au niveau 8^+ ont été confirmées. Aucune autre transition de ce noyau n'a pu être observée.

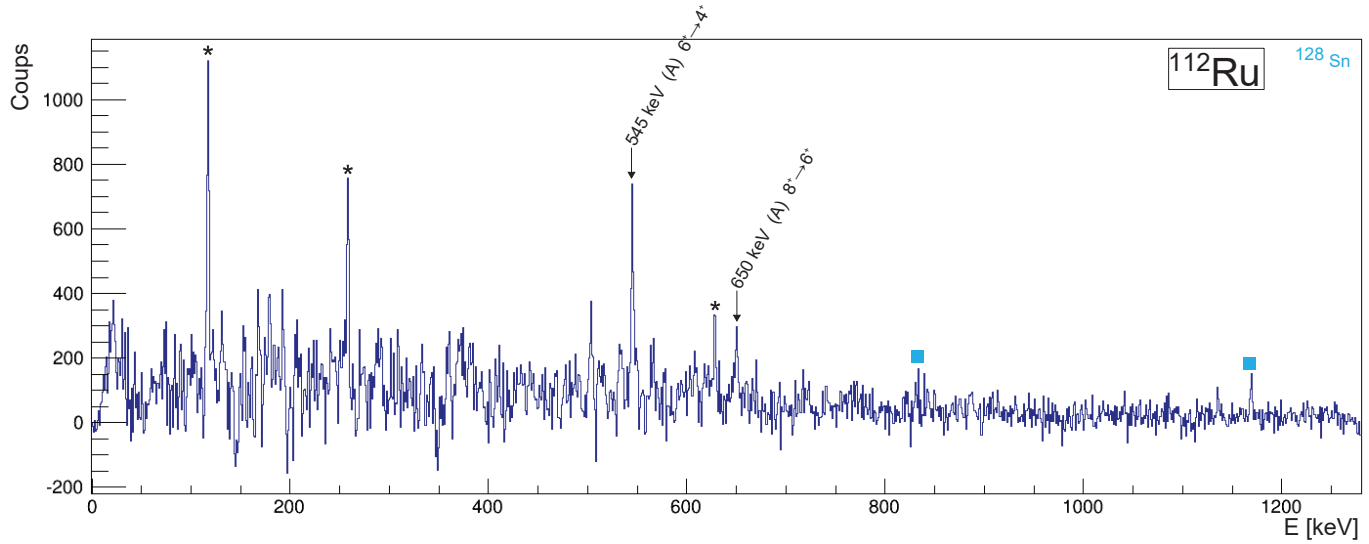


FIGURE 3.17 – Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 408 keV et 236 keV, énergies des transitions $4^+ \rightarrow 2^+$ et $2^+ \rightarrow 0^+$ de la bande yrast de l'isotope ^{112}Ru. Les pics correspondant à des transitions appartenant à cet isotope sont labélisés par leurs énergies ainsi que les spins des états de départ et d'arrivée. Des pics appartenant à un isotope complémentaire sont symbolisés par des carrés de couleur. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent à des polluants.

Cas de l'isotope ^{113}Ru

Quelles que soient les paires de conditions dont au moins une est choisie parmi les transitions des isotopes d'étain complémentaires du ^{113}Ru, aucune de ses transitions n'est observable.

Avec deux conditions parmi les transitions de l'isotope ^{113}Ru, seuls les cas où les 2 transitions prises comme conditions appartiennent à la cascade de désexcitations la plus probable, depuis le niveau $(19/2^-)$ (bande (B)) permettent d'observer des transitions de ce noyau, sans toutefois dépasser le niveau $(19/2^-)$. Cependant, sur les spectres correspondant, les transitions « observables » ne sont pas assez intenses pour les différencier de fluctuations statistiques du fond, mais la probabilité d'observer de telles fluctuations aux énergies auxquelles doivent se trouver ces transitions, et uniquement à ces énergies, reste très faible. Dans les spectres correspondant, des pics sont présents, mais indiquent la présence d'autres réactions sélectionnées sur les mêmes critères en énergie.

En résumé, les deux bandes précédemment observées lors d'expérience de fission l'ont également été lors de cette analyse. La bande (A) a pu être confirmée jusqu'au niveau à E* = 623 keV et la bande (B) jusqu'au niveau à E* = 1239 keV. Aucune autre transition n'a été observée.

Cas de l'isotope ^{114}Ru

Avec deux conditions parmi les énergies des transitions de l'isotope ^{114}Ru, aucune autre transition de ce noyau ne peut être observée.

En plaçant deux conditions aux énergies de transitions du bas des schémas de niveaux des fragments complémentaires paires, la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ de l'isotope de ruthénium 114 peut être observée.

Avec une condition parmi les transitions du bas de schéma du noyau ^{127}Sn et la deuxième parmi les transitions du du ^{114}Ru :

- en sélectionnant les événements de multiplicité supérieure ou égale à 3, la transition $(2^+) \rightarrow 2^+$ peut être observée lorsque la seconde condition est placée sur la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ et la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ peut être observée lorsque la seconde condition est placée sur la transition $(2^+) \rightarrow 2^+$.
- en sélectionnant les événements de multiplicité supérieure ou égale à 4, la transition $4^+ \rightarrow 2^+$ peut être observée lorsque la seconde condition est placées sur la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ et la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ peut être observée lorsque la seconde condition est placée sur la transition $4^+ \rightarrow 2^+$.

Dans les deux cas, la qualification « observable » est soumise aux mêmes conditions que pour l'isotope ^{113}Ru.

En conclusion, seuls les 3 premiers niveaux excités (E* = 708 keV, E* = 563 keV et E* = 265 keV) ont pu être observés. Aucune autre transition de l'isotope ^{114}Ru n'a pu être confirmée et aucune nouvelle transition n'a été observée.

Cas de l'isotope ^{115}Ru

Aucune condition unique ou paire de conditions parmi la transition de 61,7 keV (seule transition évaluée pour ce noyau à ce jour) et les transitions des noyaux complémentaires du ^{115}Ru ne permet de mettre en évidence la présence de cet isotope dans les données.

3.3.3 Conclusions de l'analyse des isotopes de ruthénium riches en neutrons dans les expériences de fission EXILL

Les paragraphes précédents recensent les transitions ayant été observées pour chaque isotope de ruthénium dans la région d'intérêt. Quel que soit l'isotope considéré, aucune ou peu de transitions ont pu être observées par comparaison aux transitions déjà connues sur ces noyaux. De plus, sur le nombre limité de bandes ayant été observées, l'état de plus haut spin observé est inférieur, voir très inférieur à ce qui est déjà connu sur la bande considérée.

Comme l'illustrent les figures 3.14, 3.15, 3.16 et 3.17, les spectres obtenus en double coïncidence pour les isotopes de ruthénium ne permettent pas de sélectionner un noyau unique auquel s'ajoutent les transitions de ses fragments complémentaires, ou ont une faible statistique, voir cumulent les deux phénomènes. Ce fait rendrait, le cas échéant, toute conclusion compliquée, sinon risquée, quant à l'ajout d'une transition dans l'un des schémas de niveaux. Ces deux phénomènes proviennent d'une part des basses énergies des transitions des isotopes de ruthénium, les plaçant dans une région très dense, baissant leur sélectivité et d'autre part des faibles taux de production des isotopes considérés. Cela les rend difficiles à faire sortir des signaux émis par les autres noyaux dont certains sont bien plus produits.

Dans ces conditions, les transitions observées l'ont été uniquement du fait qu'elles étaient déjà connues.

En conclusion, comme aucune bande ou transition n'a pu être ajoutée ou corrigée sur les schémas de niveaux existant pour ces noyaux, aucune nouvelle interprétation concernant leur changement de forme n'a de sens dans cette étude. La découverte de nouvelles bandes ou de niveaux supplémentaires aurait permis d'enrichir les connaissances sur les formes de ces noyaux. Ces apports ont été envisagés avec cette expérience, en particulier pour les isotopes de ruthénium les plus riches en neutrons attendus. Le programme de physique prévu pour cette étude des changements de forme

dans les isotopes de ruthénium riches en neutrons ne peut être atteint avec cette expérience.

3.4 Étude des isotopes de strontium (Z=38) riches en neutrons

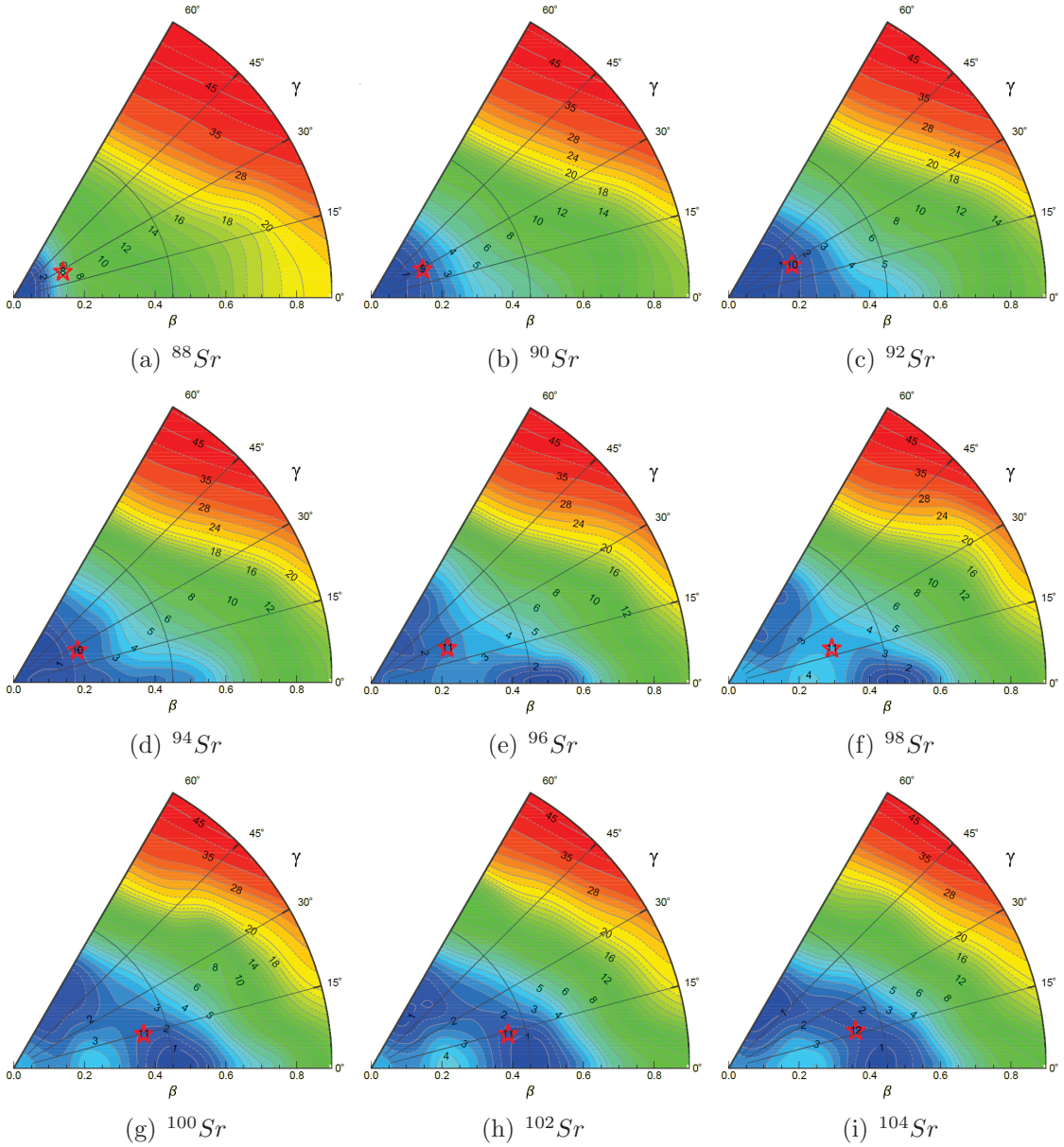
Les isotopes de strontium riches en neutrons se situent dans la même région de la carte des noyaux que les isotopes de ruthénium riches en neutrons. Les deux séries ne sont, en effet, séparées que par 6 protons. Sur la figure 3.4, les strontium ($Z = 38$) riches en neutrons se situent également dans une zone pour laquelle des changements de déformations sont attendus avec l'enrichissement. Cependant, ces changements diffèrent grandement de ceux de la série étudiée précédemment. Sur la figure, les zones vert clair et bleu foncé se rapprochent. La transition entre noyaux quasi-sphériques et fortement déformés est rapide, voire brutale. Ce comportement est bien différent de celui des ruthénium, pour lesquels la transition était continue.

Les résultats des calculs HFB sont présentés dans la figure 3.18 [Hilaire and Girod, 2012] sous la forme de surfaces d'énergie pour les isotopes ^{88}Sr à ^{104}Sr. La position du potentiel minimum se déplace avec l'enrichissement de la manière décrite précédemment. Les isotopes 88 à 94 ont un minimum très sphérique, bien que le puits soit de moins en moins marqué. À partir de l'isotope 96, le minimum se déplace sur l'axe *prolate*, vers une valeur comprise entre $\beta = 0{,}4$ et 0,5. Ces valeurs correspondent à des noyaux très allongés.

Sur ces surfaces, l'étoile rouge représente la position (en déformation et en énergie) de l'état fondamental (0^+) calculé. Dans le cas des isotopes de strontium riches en neutrons, la position ne coïncide pas avec celle du minimum de la surface. En revanche, elle suit le changement de forme, passant de noyaux peu déformés ($\beta \sim 0,15$) pour les plus légers à des noyaux très déformés ($\beta \sim 0,45$) pour les plus lourds. Cette transition se fait de manière continue puisque les isotope 96 et 98 présentent des valeurs de β intermédiaires.

Avec ces surfaces d'énergie, la position de la transition de forme dans la série reste floue. L'isotope ^{96}Sr présente à la fois un état fondamental peu déformé ($\beta \sim 0,2$) et un minimum de potentiel très déformé ($\beta \sim 0,5$). Pour l'isotope ^{98}Sr, ces deux minima sont présents, le minimum prolate étant le plus marqué, mais l'état fondamental se situe au point selle entre les deux. Il semble y avoir, autour des noyaux ^{96}Sr et ^{98}Sr, des phénomènes nucléaires que le modèle utilisé n'arrive pas à décrire avec précision. L'investigation expérimentale de cette région devrait permettre de contraindre plus fortement les modèles.

Les surfaces d'énergie montrent une autre propriété d'intérêt. À partir de l'isotope 92, le puits de potentiel devient moins marqué et s'étend. Au fur et à mesure de l'allongement, le minimum se déplace vers une forme très allongée, mais le minimum sphérique ne disparaît pas complètement. Il



(a) ^{88}Sr (b) ^{90}Sr (c) ^{92}Sr

(d) ^{94}Sr (e) ^{96}Sr (f) ^{98}Sr

(g) ^{100}Sr (h) ^{102}Sr (i) ^{104}Sr

FIGURE 3.18 – Énergies potentielles calculées avec la méthode de Hartree-Fock-Bogolioubov (voir 1.3.3) en fonction de la déformation, pour les isotopes ^{88}Sr (a) à ^{104}Sr (i). [Hilaire and Girod, 2012]

devient un (ou deux) minimum secondaire(s) et se décale le long de l'axe aplati *(oblate)*. Ces minima secondaires peuvent être à l'origine d'états nucléaires ayant des formes très différentes de celle de l'état fondamental. Cette coexistence de forme [Petrovici, 2012] dans les noyaux est un sujet d'intérêt de la série isotopique pour l'étude des déformations.

Cette partie du manuscrit relate l'étude qui a été réalisée sur les isotopes 92 à 96 produits durant l'expérience de fission du ^{241}Pu induite par neutrons froids. Les simulations indiquent que ces isotopes sont produits à raison d'environ 3.10^{-3} par fission pour l'isotope 92 à environ $2,4.10^{-2}$

pour l'isotope 96. Le maximum de production se situerait au niveau de l'isotope 95, produit à hauteur de $2,7.10^{-2}$ par fission. Bien que des isotopes plus riches soient produits, l'étude présentée dans ce manuscrit se limite aux strontium 92 à 96, pour des raisons de temps et de collaboration. Une première sous-section présente l'état de l'art concernant ces noyaux. Une seconde présente les résultats expérimentaux obtenus lors de l'analyse de l'expérience de fission du plutonium.

3.4.1 État de l'art : cas des isotopes de strontium

Les isotopes de strontium 92 à 96 ont un niveau fondamental (et leurs premiers niveaux excités) sphérique ou quasi-sphérique. Les lois de la mécanique quantique impliquent qu'un noyau sphérique est invariant par rotation et qu'aucune bande rotationnelle ne peut être construite sur son état fondamental. Les isotopes de strontium étudiés ici auront donc un comportement beaucoup moins collectif que les isotopes de ruthénium. Leurs schémas de niveaux ne peuvent pas être représentés uniquement sous forme de bandes. C'est pourquoi les représentations des schémas de niveaux, partiels à l'exception de celui de l'isotope 92, suivent des bandes lorsque celles-ci ont un sens. Dans d'autres cas, les niveaux ont été regroupés soit car ils décroissent vers le ou les mêmes niveaux, soit pour des raisons esthétiques. Une part importante des niveaux n'a pas été représentée, mais apparaît sous la forme de bandes d'énergies dans lesquelles le nombre de niveaux connus à ces énergies est inscrit. Sur les schémas, les spins et/ou parités entre parenthèses sont des tentatives de caractérisation du niveau, moins fiables que ceux sans parenthèses.

Cas de l'isotope ^{92}Sr

Les niveaux et transitions ayant été évalués pour le ^{92}Sr sont représentés sur la figure 3.19. Celle-ci se compose de 8 parties. 7 sont notées de (A) à (G) et la dernière comprend l'ensemble des niveaux à gauche des 7 premières. (A) est la bande fondamentale du noyau. (B) et (C) sont 2 bandes reliées à (A). (D) est un début de bande décroissant vers les deux précédentes. (E) se compose d'un niveau se désexcitant vers (C). Les niveaux qui composent (F), (G) et le reste du schéma ne sont liés qu'à la bande fondamentale ou entre eux.

La première mesure de désexcitation γ provenant de ce noyau a été réalisée par [Macias-Marques et al., 1971]. Seule la transition vers l'état fondamental (désexcitant le premier état 2^+) avait pu être observée après décroissance β du ^{92}Rb. L'année suivante, [Olson et al., 1972] proposent un schéma de niveaux dans lequel ils ont ajouté 18 niveaux à celui précédemment défini. Parmi ces niveaux, un seul n'a pas été confirmé, la transition la plus intense le désexcitant ayant été placée ailleurs. Deux des niveaux proposés sont représentés dans la partie (G). Les 15 autres forment la zone à leur gauche, à l'exception des niveaux aux énergies d'excitation 2850 keV et 5894 keV. Les spins

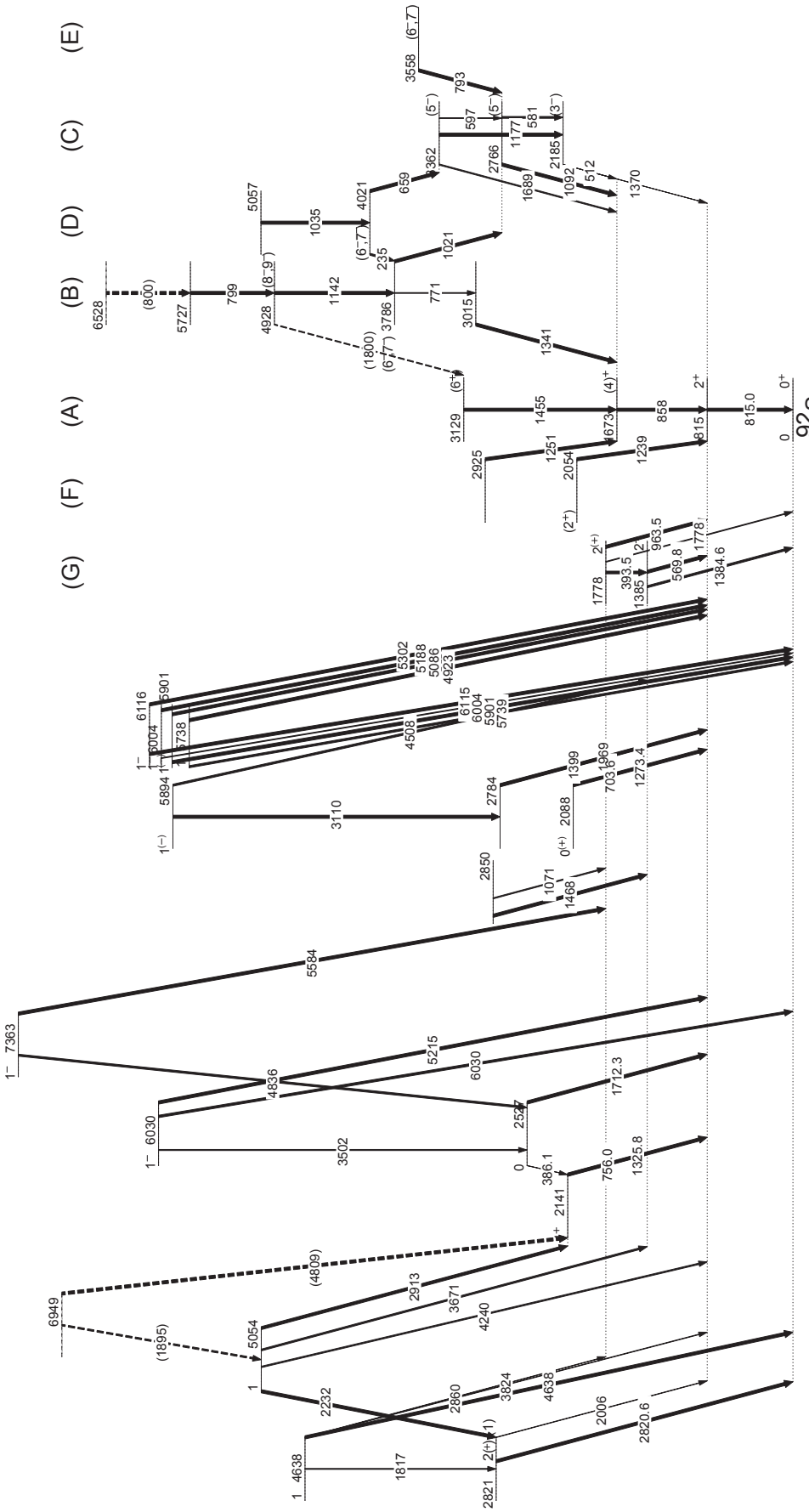


FIGURE 3.19 – Représentation du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{92}Sr. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

et parités proposés par l'auteur, bien que non basés sur des arguments « fermes », sont toujours en vigueur. Le niveau à E* = 2850 keV a été ajouté au schéma par [Alquist et al., 1980]. Dans ces travaux, le niveau à E* = 2054 keV partie (F) a également été ajouté en replaçant une des transitions proposées par Olson. Les spins et parités de certains des niveaux découverts précédemment ont également été confirmés par corrélations angulaires.

[Fotiades et al., 2000] réalisent la première mesure du ^{92}Sr comme produit de la fission d'un noyau composé de ^{226}Th. Les niveaux peuplés dans ce cas sont différents de ceux provenant de décroissance, puisque l'auteur découvre les niveaux aux énergies d'excitation 1673 keV (A), 2186 keV et 2766 keV (C), auxquels il assigne spin et parité, ainsi qu'un niveau à E* = 3786 keV (B). Il place une transition de 793 keV au-dessus de ce dernier, mais ce placement n'a pas été confirmé. Les parties (A) à (F) du schéma ont été complétées par [Stefanova et al., 2002], lors d'une expérience de fission du noyau composé ^{195}Tl. Les spins et parités assignés par les auteurs concordent en partie avec la version évaluée. Pour les états de ces parties du schéma, les spins et parités de la version évaluée ont été obtenus après fission spontanée du ^{248}Cm par [Rzaca-Urban et al., 2009].

[Olson et al., 1972] indiquent que le niveau fondamental du ^{92}Sr doit avoir une configuration $\pi([p_{3/2}]^4, [f_{5/2}]^6)\nu[d_{5/2}]^{-2}$. En prenant en considération des arguments basés sur le modèle en couches, les auteurs indiquent que les niveaux de parité positive et de spin allant jusqu'à 4, peuvent être expliqués par les configurations de neutrons $[d_{5/2}]^4$, de quasi-particules protons $\pi([p_{3/2}]^{-1}[p_{1/2}])$ et $\pi([f_{5/2}]^{-1}[p_{1/2}])$ ainsi que 2 quasi-particules neutrons $\nu([d_{5/2}]^3[s_{1/2}])$. [Alquist et al., 1980] confirment que les niveaux excités de ce noyau ne revêtent pas un caractère collectif, puisque une partie des transitions est de type M1, interdit dans les désexcitations vibrationnelles. De plus, ils découvrent des niveaux excités 0^+ dans ce noyau. Ce type de niveaux a été interprété comme de l'isomérisme de formes dans des séries proches.

[Stefanova et al., 2002] comparent les résultats obtenus (parties (A) à (F)) avec le modèle en couches. Bien que les spins et parités des 3 premiers états de la partie (A) puissent être interprétés comme un alignement des spins de neutrons $[1d^4_{5/2}]$, l'énergie de l'état 4^+ serait bien moins élevée. Les auteurs indiquent que ce niveau semble avoir un caractère vibrationnel, plus qu'être dû à un multiplet. L'état 6^+ (A) peut correspondre à une configuration $\pi[1p^{-1}_{3/2}1p^1_{1/2}]_2\nu[1{d_{5/2}}^4]_4$. Les états (B), (C) et (D) peuvent être obtenus dans ce modèle, par excitations de neutrons, de protons, ou des deux. La réassignation des spins, mais surtout des parités (négatives) effectuée par [Rzaca-Urban et al., 2009] permet de simplifier les excitations nécessaires pour reproduire ces niveaux. Une grande partie peut alors être expliquée par des promotions de neutrons dans les orbitales $[h_{11/2}]$ et $[g_{9/2}]$.

Pour [Hwang et al., 2012], le niveau de la bande (B) à E* = 3786 keV aurait un spin et une parité de 6^+. Il serait le premier niveau d'une bande vibrationnelle octupolaire à deux phonons. Ils interprètent également les niveaux à E* = 2185 keV et 2766 keV de la bande (C) comme formant la bande vibrationnelle octupolaire à un phonon.

Cas de l'isotope ^{93}Sr

La figure 3.20 présente le schéma de niveaux partiel du ^{93}Sr dans sa version évaluée ENSDF. Ce schéma se compose de 7 parties. Les parties (A), (B) et (C) sont les bandes ayant été évaluées. (A) et (C) sont de parité positive, alors que (B) est de parité négative. (D) se compose d'une bande décroissant vers (C). (E) est un ensemble de niveaux qui décroît vers le niveau $(11/2^-)$ de la bande (B). (F) se compose de 2 niveaux de basses énergies, sur lesquels se désexcitent la plupart des niveaux non-représentés sur le schéma. Concernant ces niveaux, leur nombre par bandes d'énergies est fourni à titre indicatif dans la colonne à droite du schéma. Les bandes d'énergies sont délimitées par les énergies des 2 niveaux extrêmes dans cette gamme.

La première mesure de désexcitations de ^{93}Sr est effectuée par [Amiel et al., 1972]. Elle suit la décroissance β de ^{93}Rb et permet d'observer les γ de 213 keV et 433 keV. Le premier schéma de niveaux du noyau est réalisé par [Achterberg et al., 1974]. Dans leur expérience, les noyaux de ^{93}Sr sont également produits par décroissance β. Dans ce premier schéma, les niveaux aux énergies d'excitation 213, 432 et 986 keV sont placés, ainsi que 15 autres niveaux. Parmi ces niveaux, 12 ne sont pas confirmés ou sont le résultat de transitions mal placées. L'étude de [Brissot et al., 1975], également par décroissance β permet d'ajouter 15 niveaux, dont les niveaux à E* = 1238 keV de la bande (C) et à E* = 1780 keV de la bande (B). Toujours suivant le même mode de production, [Bischof and Talbert, 1977] ajoutent 52 nouveaux niveaux appartenant à la zone qui n'est pas représentée.

La première mesure de spectroscopie du ^{93}Sr produit par fission est effectuée par [Hwang et al., 2003]. Grâce à la production de l'isotope par fission spontanée de ^{252}Cf, ils peuvent compléter le schéma de niveaux. Les bandes (D), (E) ainsi que les niveaux ayant une énergie d'excitation supérieure à 1800 keV des bandes (A), (B) et (C) proviennent de ces travaux.

[Bischof and Talbert, 1977] confirment que le niveau fondamental du noyau est un $5/2^+$, ce qui avait été proposé par une expérience antérieure. Ils proposent une configuration $\nu[2d_{5/2}]^5$ ou $\nu[1g_{7/2}]^5$ pour l'expliquer. [Kratz et al., 1982] indiquent que la configuration de l'état fondamental est certainement $\pi[p^4_{3/2}, f^6_{5/2}]\nu[d^5_{5/2}]$.

[Hwang et al., 2003] montrent que les niveaux des bandes (A) et (B) sont en bon accord avec les niveaux du ^{94}Sr. Leurs comparaisons avec le modèle en couches permettent de reproduire la bande (C), mais pas les autres résultats. Les auteurs indiquent que cela peut être dû au fait qu'ils ont négligé le degré de liberté des protons dans leurs calculs. Ces bandes ne sont pas bien reproduites lorsque le noyau est considéré comme un cœur de ^{88}Sr et 5 neutrons de valence. Plus tard, [Hwang et al., 2012] interprètent la bande (B) comme étant une bande vibrationnelle octupolaire à un phonon.

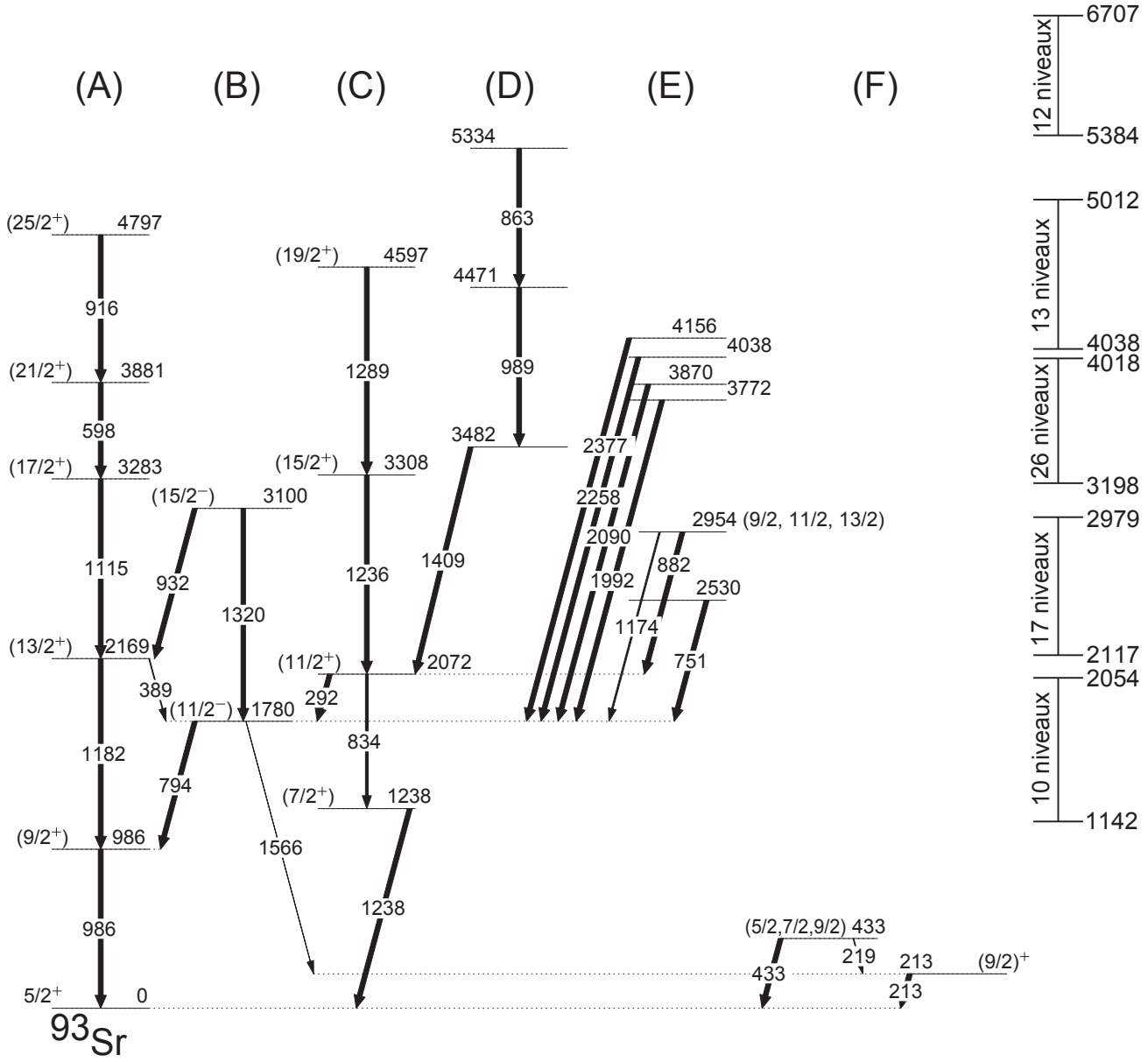


FIGURE 3.20 – Représentation partielle du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{93}Sr. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

Cas de l'isotope ^{94}Sr

Les bandes qui composent le schéma de niveaux du ^{94}Sr sont représentées sur la figure 3.21. Le schéma possède 5 bandes. La première (A) est la bande fondamentale, de parité positive. Les autres bandes ont des parités négatives. Cette propriété peut être expliquée par la promotion de neutrons dans des orbitales à parité négative. Parmi ces 4 autres bandes, seule la bande (D) est composée de niveaux à spins pairs. L'ensemble des niveaux ne se comportant pas par bande est résumé dans la colonne de droite. Celle-ci donne le nombre d'autres niveaux connus par bande d'énergie. Les limites de ces bandes sont définies comme pour l'isotope ^{93}Sr. La transition et le niveau représentés en rouge

ont été ajoutés au schéma évalué et sont discutés dans la sous-section 3.4.2.

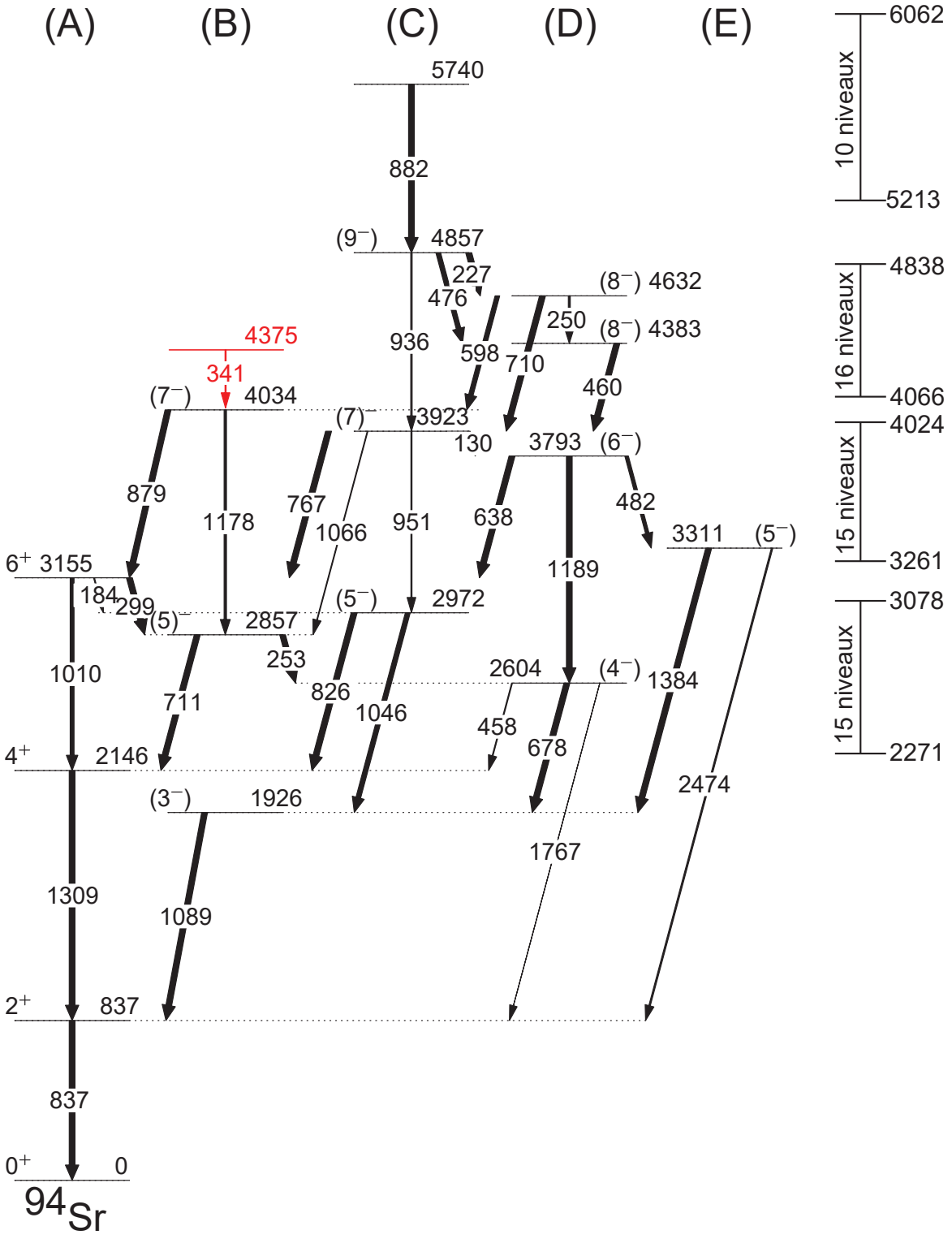


FIGURE 3.21 – Représentation partielle du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{94}Sr. Figure adaptée de [ENSDF, 1986]. La transition et le niveau représentés en rouge sont discutés dans la sous-section 3.4.2.

La première mesure de la transition vers l'état fondamental du ^{94}Sr a été réalisée après

décroissance β de ^{94}Rb. Comme pour l'isotope 92, cette découverte est due à [Macias-Marques et al., 1971]. [Jung et al., 1980] réalisent également une mesure après décroissance β. Les corrélations angulaires effectuées permettent d'assigner les spins et parités des niveaux aux énergies d'excitation 1926 keV, 2146 keV, 2604 keV et de 6 niveaux non-représentés qu'ils observent. Ces assignations sont toujours celles de la version évaluée. Ils ajoutent également, lors de la même publication, 2 niveaux non-représentés sans en faire l'assignation. Beaucoup d'autres niveaux de la zone n'apparaissant pas sont également découvert par les mêmes auteurs. Toujours avec le même mode de production, [Kratz et al., 1982] ajoutent un niveau auquel ils assignent le spin (2^+) toujours d'actualité. Dans ces travaux, 2 autres niveaux n'ont pas été confirmés. [Pahlmann et al., 1982] ont ajouté un des niveaux non représenté. Puis, le niveau à E* = 2972 keV et 3 autres niveaux ont été découverts par [Mach et al., 1991].

Les premières mesures de spectroscopie γ du noyau, produit par fission, ont été réalisées par [Hamilton et al., 1995]. Ces mesures ont permis d'ajouter les niveaux aux énergies d'excitation 2857, 3155, 3923, 4383, 4632, 4857 et 5740 keV. Des spins et parités ont été proposés mais ils diffèrent de ceux de la version évaluée.

Une étude plus récente a été réalisée par [Rzaca-Urban et al., 2009], dans laquelle le mode de production est la fission spontanée du ^{248}Cm. Lors de cette étude, les niveaux aux énergies d'excitation 3311, 3705, 3793 et 4034 keV ont été observés. Les spins et parités de ces niveaux ont été assignés ainsi que ceux des niveaux déjà observés par fission. Ces nouveaux spins et parités sont toujours d'actualité.

La réassignation de spins et de parités de l'étude de [Rzaca-Urban et al., 2009] permet, comme pour l'isotope 92, d'expliquer d'une manière simple une part considérable des niveaux peuplés en fission. Ces états sont alors compréhensibles dans le modèle en couches, par des excitations de neutrons venant peupler les orbitales $[h_{11/2}]$ et $[g_{9/2}]$.

[Hwang et al., 2012] réorganisent le schéma de niveau de l'isotope ^{94}Sr. Pour ces auteurs, les niveaux à E* = 1926 keV de la bande (B), 2604 keV de la bande (D), 2857 keV de la bande (B), 3793 keV de la bande (D), 3923 keV de la bande (C) et 4383 keV de la bande (D) forment une même bande, interprétée comme la bande vibrationnelle octupolaire à un phonon. Une bande vibrationnelle octupolaire à deux phonons serait formée par les niveaux à E* = 4034 keV (bande (B)), 4632 keV (bande (D)), 4857 keV et 5740 keV (bande (C)). À ces niveaux, ils ajoutent un nouveau niveau à 6920 keV, se désexcitant vers le niveau à 5740 keV par une transition de 1179,8 keV. L'interprétation de cette seconde bande est rendue possible par une réassignation des spins et des parités des niveaux, allant de (6^+) pour le niveau à E* = 4034 keV, à (12^+) pour le nouveau niveau.

Cas de l'isotope ^{95}Sr

Le schéma de niveaux du ^{95}Sr est présenté de manière partielle sur la figure 3.22. Il se compose de deux bandes (A) et (B) à parité positive. Une ébauche de troisième bande (C) est également présente mais les spins des niveaux la composant ne sont pas déterminés avec certitude. Ces 3 bandes rejoignent le niveau $(7/2)^+$ de la bande (A), qui se désexcite vers un niveau à E* = 352 keV, de la bande (D). 52 autres niveaux sont présents dans la version évaluée d'ENSDF. Ils sont résumés, comme pour les isotopes précédents dans la colonne de droite. Les niveaux non-représentés se désexcitent directement vers le niveau fondamental ou vers les niveaux à E* = 352 keV, E* = 556 keV et E* = 1239 keV.

La première observation derayonnements γ du noyau a été réalisée par [Cheifetz et al., 1970]. Les transitions de 204 et 352 keV ont été observées lors d'une expérience de fission spontanée du ^{252}Cf. Cependant, le schéma de niveaux proposé par les auteurs inverse ces 2 photons et les attribuent à l'isotope 96 au lieu du 95. Les auteurs indiquent que la transition désexcitant ce qu'ils pensent être l'état 2^+ a déjà été observée par [Wilhelmy, 1969] lors de décroissance β.

En 1975, les expériences de [Gunther et al., 1975] et [Bailleul et al., 1975] ont observé 3 des niveaux de la zone n'apparaissant pas, après décroissance β. Quelques années plus tard, [Pfeiffer et al., 1981] ont considérablement enrichi le schéma de niveaux obtenu après décroissance, puisque leurs travaux ont ajouté pas moins d'une soixantaine de niveaux dans la zone non-représentée. Ces niveaux complètent l'ensemble de la zone non-représentée. Parmi les niveaux représentés sur la figure 3.22, celui à E* = 1239 keV (bande (B)) fait partie des découvertes de cette expérience.

[Hwang et al., 2004] sont les premiers à réaliser une étude du ^{95}Sr produit par fission : la fission spontanée du ^{252}Cf. Lors de cette étude, les auteurs ont construit les bandes (A), (B) et (C), telles qu'elles apparaissent dans la version évaluée d'ENSDF actuellement. Les auteurs montrent que les bandes (A) et (B) sont très proches des niveaux *yrast* du ^{94}Sr. Ils interprètent ces bandes comme un couplage faible entre un neutron sur l'orbitale $g_{9/2}$, sphérique et un cœur ^{94}Sr également sphérique dans son niveau fondamental.

Cas de l'isotope ^{96}Sr

Les niveaux référencés par ENSDF pour le ^{96}Sr sont partiellement présentés sur la figure 3.23. Une partie des niveaux n'est pas représentée, mais est résumée dans la bande de droite, comme pour les isotopes plus légers. Le schéma présenté se compose de 6 bandes. Les bandes (A), (B) et (E) sont de spins pairs et de parité positive. La bande fondamentale (A) est *yrast* seulement jusqu'au niveau 4^+. À partir d'un spin valant 6, la bande rotationnelle (B) le devient. La bande (E) est également une ébauche de bande rotationnelle. La présence de ces bandes peut indiquer un phénomène de

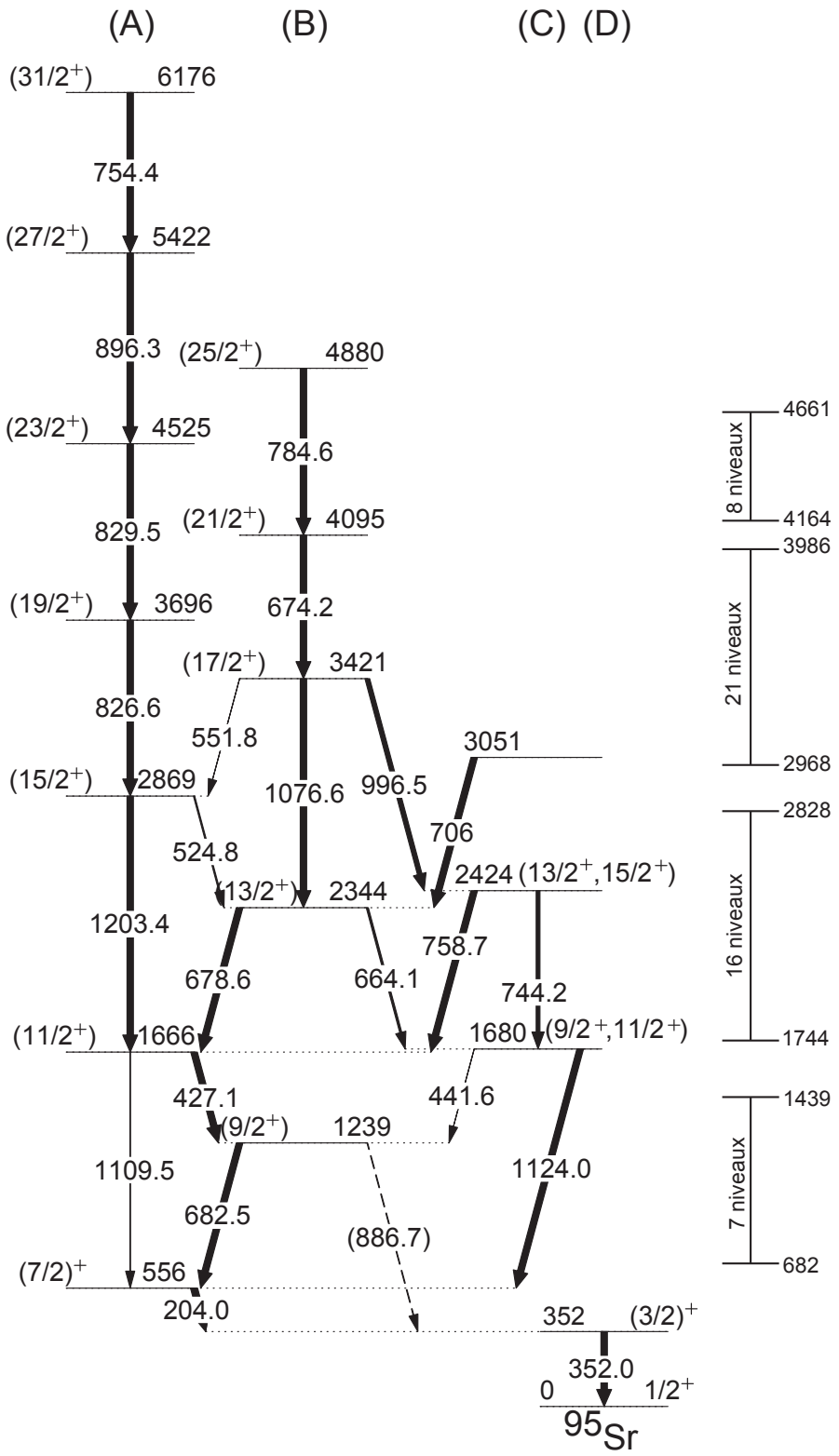


FIGURE 3.22 – Représentation partielle du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{95}Sr. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

coexistence de formes dans ce noyau. La bande (C) est une ébauche de bande à spin impair. La bande (D) est construite sur un niveau 6^+. Pour ces deux bandes, les spins des niveaux les plus

excités restent à déterminer. C'est également le cas pour l'ensemble des niveaux de la bande (F).

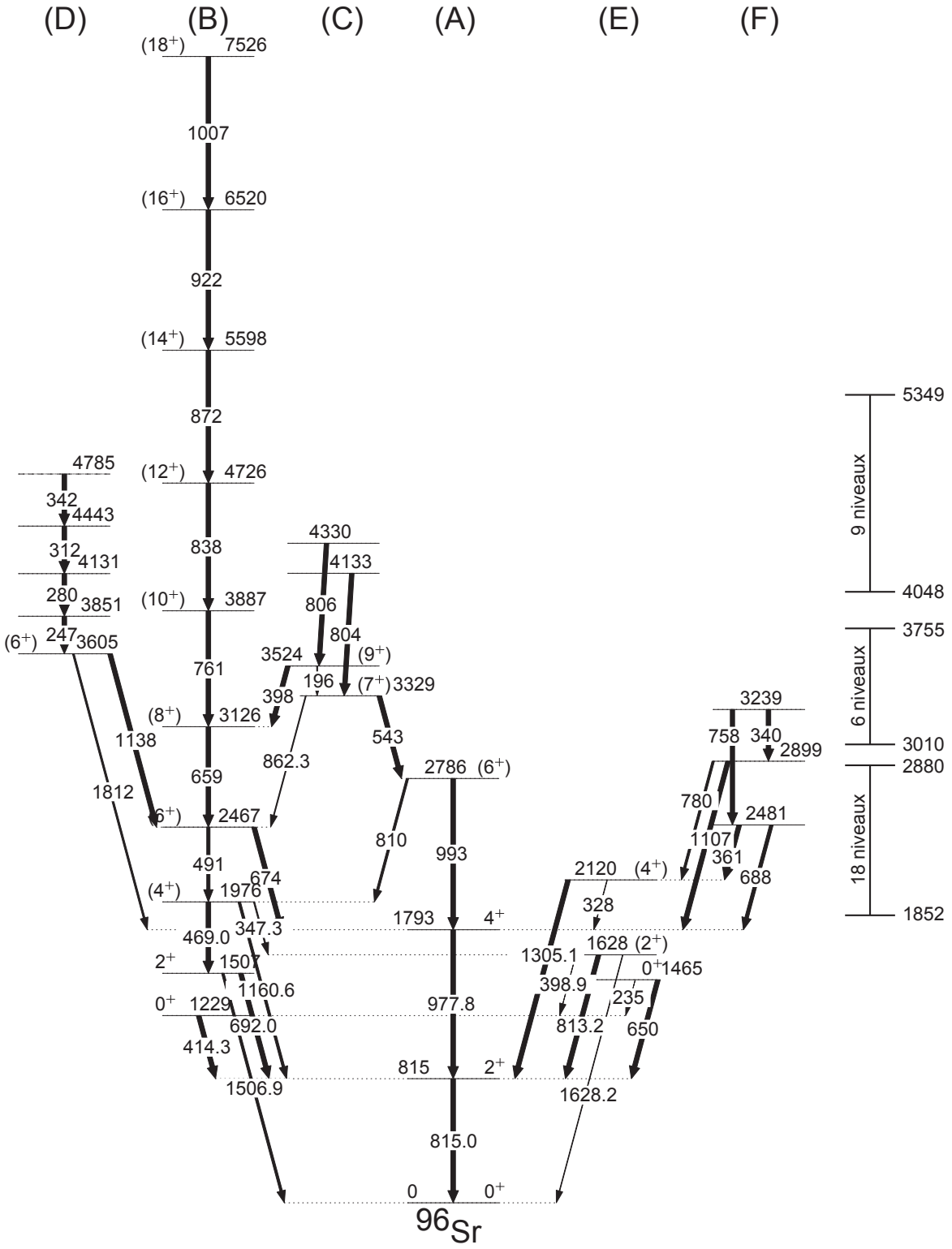


FIGURE 3.23 – Représentation partielle du schéma de niveaux évalué par ENSDF pour l'isotope ^{96}Sr. Figure adaptée de [ENSDF, 1986].

Comme pour les isotopes ^{92}Sr et ^{94}Sr présentés précédemment, la première observation de la

transition vers l'état fondamental a été réalisée par [Macias-Marques et al., 1971] après décroissance β du ^{96}Rb. L'expérience, de décroissance également, de [Gunther et al., 1975] leur permet de mesurer les énergies de certaines transitions, sans que celles-ci ne soient placées dans un schéma de niveaux. Il s'agit de 7 transitions, dont les transitions de 978 keV de la bande (A), de 414 keV et de 692 keV désexcitant la bande (B). Ces transitions ont été placées dans le schéma par [Peuser et al., 1979]. Ils proposent ainsi 10 nouveaux niveaux dont ceux à E* = 1793 keV de la bande (A), à E* = 1229 keV et E* = 1507 keV de la bande (B) ainsi que le niveau à E* = 1628 keV de la bande (E). À cette dernière sera ajouté le niveau à E* = 1465 keV par les travaux de [Jung et al., 1980].

Toujours par décroissance β, mais retardée par l'émission d'un neutron, [Kratz et al., 1982] ajoutent 5 niveaux ayant des énergies supérieures aux niveaux précédents. Parmi les bandes représentées, les niveaux à E* = 1976 keV (bande (B)) et E* = 2120 keV (bande (E)) ont été découverts à cette occasion. Les décroissances mesurées par [Pahlmann et al., 1982] ont permis de découvrir 5 niveaux de haute énergie de la zone non-représentée.

Les fins des bandes (A) et (C) ont été mesurées lors de mesures de fission spontanée des noyaux de ^{242}Pu et de ^{252}Cf réalisées par [Hamilton et al., 1995]. Ces expériences ont également ajouté 3 niveaux dans la bande (B). Pour cette bande, les spins et parités proposés par Hamilton sont toujours valables. Avec une autre source de fission spontanée, celle de ^{248}Cm, [Urban et al., 2001] ont complété d'un niveau la bande (B), ainsi que donné leurs formes actuelles aux bandes (D) et (F). Ils assignent les spins et parité des états des bandes (A), (B), (C), (D) et (F) tels qu'ils sont dans la version évaluée. La bande (B) a été complétée par [Wu et al., 2004], lors d'une expérience de fission de l'^{238}U induite par α.

[Urban et al., 2001] interprètent leurs résultats comme l'émergence vers 1,5 MeV d'une bande (la bande (B)) rotationnelle faiblement déformée $\beta \sim 0,25$, dans un noyau dont le niveau fondamental est sphérique. Certains points restent incertains, comme la nature sphérique du niveau 4^+ de la bande fondamentale, ou déformée du niveau 0^+ de la bande rotationnelle. [Rząca-Urban et al., 2009] assignent une parité négative aux niveaux de la bande (C), à la place de la parité positive évaluée, car ces niveaux peuvent correspondre aux excitations de neutrons proposés pour les isotopes 92 et 94 ($\nu[g_{7/2}, h_{11/2}]_{9^-}$).

Pour [Hwang et al., 2012], les niveaux 0^+ et 2^+ de la bande rotationnelle déformée (B) seraient les niveaux ayant ces spins et parités présentés dans la bande (E). Ils interprètent la bande (D) comme étant la bande vibrationnelle octupolaire à deux phonons. Ils proposent également une nouvelle bande, composée de deux niveaux n'étant pas représentés sur le schéma de la figure 3.23 : un niveau (3^-) à E* = 1852 keV et un niveau (5^-) à E* = 2408 keV. Cette bande serait la bande vibrationnelle octupolaire à un phonon.

3.4.2 Résultats expérimentaux : cas des isotopes de strontium

Comme pour les résultats expérimentaux obtenus pour les isotopes de ruthénium, l'ensemble des spectres et des matrices a été généré avec le logiciel GammaWare. L'analyse s'est portée sur des coïncidences γ-γ et γ-γ-γ.

La sous-section 3.4.1 montre la partie des schémas de niveaux obtenus lors d'expériences de fission, pour les isotopes de strontium 92 à 96. Le reste de ces schémas de niveaux correspond aux études avec un mode de production par décroissance β. Ce mode de production a été utilisé depuis de nombreuses années et avec des systèmes expérimentaux plus efficaces dans la détection de ce type d'événement que ne l'est EXILL. C'est pourquoi, pour l'étude relatée ici, l'accent est mis sur les résultats de fission. L'étude a donc été réalisée en sélectionnant les événements ayant une multiplicité supérieure ou égale à 4.

Pour les isotopes de strontium 92 à 96, les noyaux partenaires de fission du ^{241}Pu attendus sont les isotopes de baryum 148 à 140 dont la spectroscopie γ est connue. Comme ces isotopes vont permettre de sélectionner une partie des événements de fission ayant produit des isotopes de strontium, seules les transitions intenses du bas de schéma seront utilisées. Ces transitions d'énergies relativement basses vont d'environ 600 keV pour l'isotope de ^{140}Ba à environ 140 keV pour l'isotope de ^{148}Ba. Elles se situent dans une région en énergie ayant une forte densité de transitions et seront donc moins sélectives que si elles appartenaient à une région moins dense. Cependant, ce qui est perdu en sélectivité sur ces transitions est en partie compensé par l'efficacité du détecteur à détecter des basses énergies.

Comme pour l'étude des isotopes de Ru présentée précédemment, des spectres sommes ont également été construit et leur analyse a été intégrée aux résultats présentés dans cette sous-section.

Cas de l'isotope ^{92}Sr

Pour l'isotope ^{92}Sr, avec 2 conditions sur les isotopes de baryum pairs, seul l'isotope 146 a permis d'observer les transitions de 815 (A), 570, 393 (G) et 1239 keV (F). Aucune autre transition pouvant être attribuée à l'isotope 92 n'apparaît avec ces conditions.

Avec une condition sur un des isotopes complémentaires et la seconde sur la transition de 815 keV, la transition de 1370 keV (C) apparaît.

Les résultats les plus probants sont obtenus avec deux conditions parmi les transitions des zones (A), (B), (C) et (D). Ces conditions permettent de remonter jusqu'aux niveaux à E* = 3786 keV bande (B), E* = 3558 keV zone (E), E* = 2766 keV bande (C) et E* = 1673 keV sur la bande fondamentale. Ces transitions apparaissent en coïncidence avec des transitions des isotopes de baryum 144, 145, 146 et 148.

Les autres conditions possibles ne font pas apparaître de ^{92}Sr.

Les coïncidences avec des photons de 815 keV et 858 keV sont représentées sur le spectre 3.24. Les énergies, sur lesquelles ce spectre est conditionné, correspondent aux transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $(4^+) \rightarrow 2^+$ de la bande fondamentale de l'isotope ^{92}Sr. Les transitions depuis les niveaux $(6^-, 7^-)$ des bandes (B) et (E) vers le niveau (5^-) de la bande (C) ainsi que depuis ce niveau vers la bande fondamentale sont visibles à 1021, 793 et 1092 keV respectivement. Les transitions appartenant aux bas des schémas des différents fragments complémentaires (^{144}Ba à ^{147}Ba) sont marquées d'un astérisque dont le code couleur est précisé sur la figure. Le ^{92}Sr est faiblement produit dans la fission du ^{241}Pu induite par neutrons froids. En conséquence, les transitions présentées sur ce spectre ont de faibles intensités. Les autres transitions du noyau ne peuvent pas être identifiées sur ce spectre et aucune d'entre elles ne ressort des fluctuations du fond.

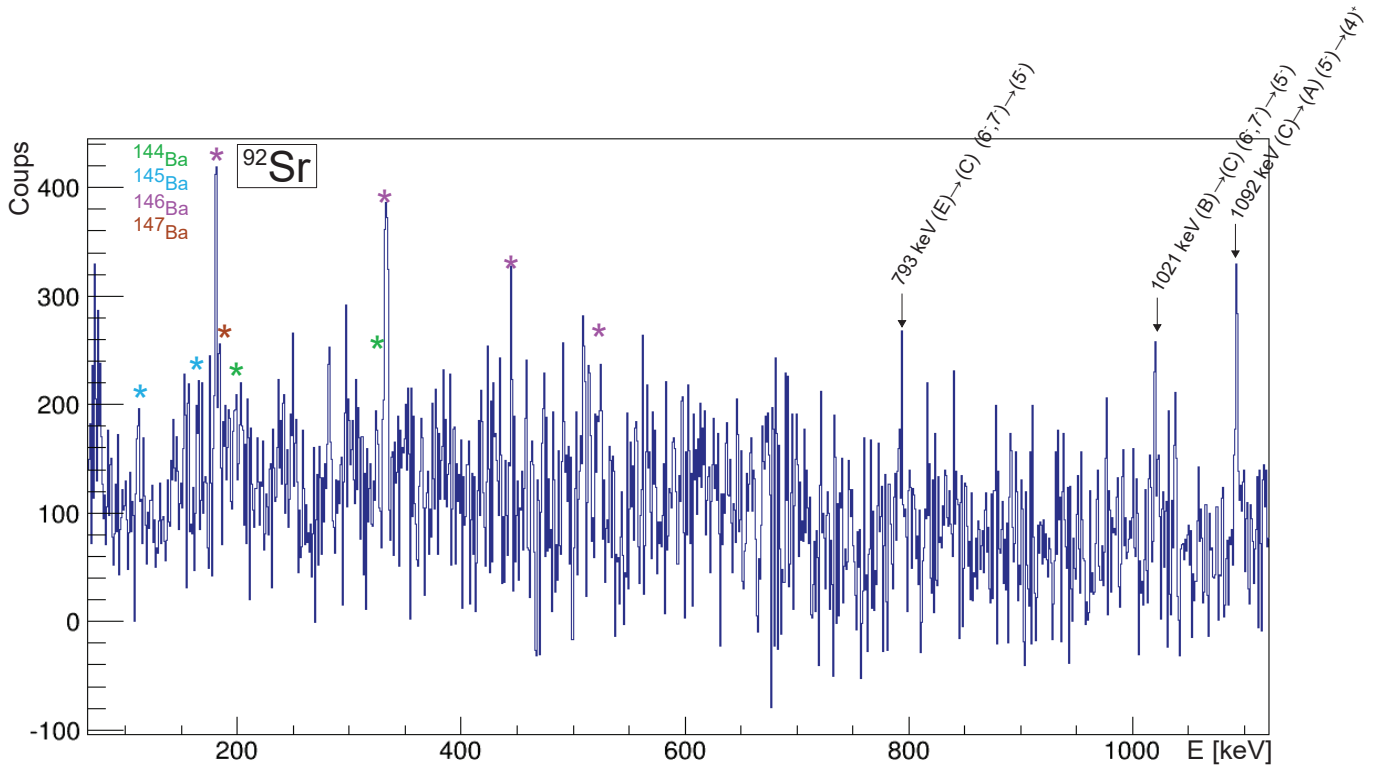


FIGURE 3.24 – Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 815 keV et 858 keV, énergies des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $(4^+) \rightarrow 2^+$ de l'isotope ^{92}Sr. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent aux noyaux complémentaires. Les transitions appartenant au ^{92}Sr sont labélisées avec leurs énergies d'excitation (en keV) ainsi que les spins des niveaux de départ et d'arrivée de chaque transition.

En conclusion de cette analyse du ^{92}Sr, à l'exception de 6 niveaux (dont 3 sur la bande (B), en plus des 2 niveaux de la bande (D), la partie du schéma de niveaux présenté sur la figure 3.19 sous forme de bande a pu être confirmée. Cependant, aucune nouvelle transition n'a été observée.

Cas de l'isotope ^{93}Sr

Les doubles coïncidences parmi les transitions des isotopes des noyaux complémentaires permettent d'observer les transitions désexcitant les niveaux $21/2^+$ (bande (A)) et $11/2^-$ (bande (B)). De tous les fragments complémentaires, seul le ^{146}Ba permet une observation sûre des transitions de l'isotope de strontium 93.

En plaçant une condition sur l'un des noyaux partenaires et une autre sur les transitions du ^{93}Sr, les désexcitations des mêmes bandes peuvent être observées.

Avec 2 conditions parmi les transitions des cascades du ^{93}Sr, l'ensemble de la bande (A), la bande (B) jusqu'au niveau $11/2^-$ et la bande (C) jusqu'au niveau $15/2^+$ peuvent être observées. Ces bandes apparaissent en coïncidence avec les isotopes des baryum 144 à 146.

Avec 2 conditions parmi celle de la bande (A), une transition de 574 keV apparaît en coïncidence avec les couples de transitions [986 keV ; 916 keV] et [986 keV ; 1115 keV]. L'appartenance de cette transition au ^{93}Sr nous est suggérée par [Astier, 2014]. Cependant, cette transition n'apparaît pas en coïncidence avec le couple [986 keV ; 1182 keV]. Dans les 3 spectres obtenus, les transitions observées sont identifiées comme étant celles de la bande (A) de l'isotope 93, ou appartenant à l'un des noyaux complémentaires pairs, les isotopes de baryum 146 et 144. La présence de cette transition en coïncidence avec une transition du haut de la bande pourrait indiquer la présence d'un niveau à E* = 5371 keV dans cette bande. Le placement de cette transition est cependant remis en question par son absence en coïncidence avec celle de 1182 keV. De plus, aucune transition ayant une énergie dont la somme avec 574 keV atteindrait 1182 keV n'a été observée. Ce qui permet d'exclure le placement de cette transition dans le bas du schéma, dans une cascade parallèle à la transition de 1182 keV. L'ambiguité sur l'appartenance de cette transition au noyau ne permet pas de proposer son intégration au schéma de niveaux.

Les transitions apparaissant sur le spectre 3.25, sont conditionnées sur les énergies des transitions $(9/2^+) \rightarrow 5/2^+$ et $(11/2^-) \rightarrow (9/2^+)$ des bandes (A) et (B) du ^{93}Sr. Sur ce spectre, les désexcitations du noyau d'intérêt sont labélisées par leurs énergies (en keV) ainsi que les spins des niveaux de départ et d'arrivée et les transitions des noyaux partenaires sont marquées d'un astérisque. Cet astérisque suit un code couleur fourni sur la figure. Sur ce spectre, une transition intense apparaît, il s'agit de celle de 292 keV, liant la bande (C) à la (B). Une autre transition, autour de 990 keV apparaît également. Elle peut provenir d'une transition entre le niveau à E* = 2771 keV (non-représenté sur le schéma de niveaux 3.20) et celui à E* = 1780 keV, ou provenir de la désexcitation du niveau à E* = 4471 keV de la bande (D). La première option a été préférée à cause de l'absence de pic à 1409 keV malgré la correction en efficacité. Cependant, la désexcitation d'un des niveaux non-représentés a très peu de chance d'apparaître car ces derniers n'ont pas été observé lors d'événements de fission,

mais uniquement de décroissances β.

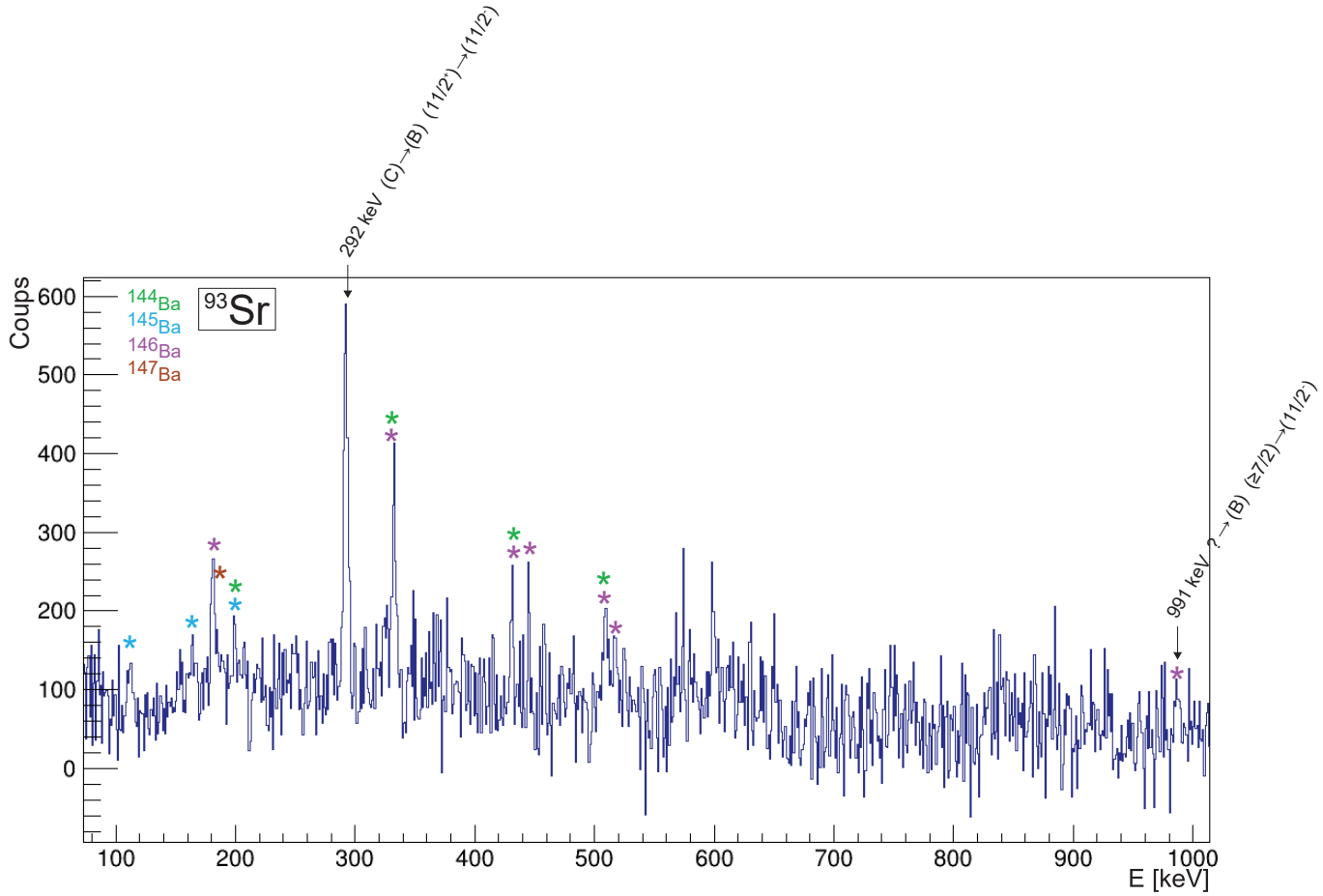


FIGURE 3.25 – Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 986 keV et 794 keV, énergies des transitions $(9/2^+) \rightarrow 5/2^+$ et $(11/2^-) \rightarrow (9/2^+)$ de l'isotope ^{93}Sr. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent aux noyaux complémentaires. Les transitions appartenant au ^{93}Sr sont labélisées avec leurs énergies d'excitation (en keV) ainsi que les spins des niveaux de départ et d'arrivée de chaque transition.

En résumé, la bande (A) présentée sur la figure 3.20 a été confirmée dans son ensemble, ainsi que les bandes (B) et (C) à l'exception ddes niveaux de plus haute énergie d'excitation de chacune des deux bandes. Les niveaux des autres bandes n'ont pas été observés. Aucune nouvelle transition n'a pu être clairement définie, bien qu'une transition à 574 keV soit apparue lors de l'analyse, sans que son attribution à ce noyau ait pu être confirmé.

Cas de l'isotope ^{94}Sr

L'isotope ^{94}Sr apparaît régulièrement lorsque 2 conditions sont placées sur les isotopes de baryum pairs. La transition vers l'état fondamental apparaît avec le ^{142}Ba. Les transitions désexcitant l'état à E* = 2604 keV, en passant par les états à E* = 1926 et à E* = 2146 keV, apparaissent avec

le ^{144}Ba. Ces transitions ainsi que celles désexcitant l'état 9^- de la bande (C) se retrouvent en coïncidence avec le ^{146}Ba.

Avec une condition parmi les transitions des noyaux partenaires et une autre sur celles du ^{94}Sr, les mêmes cascades que précédemment sont visibles, mais sans aller jusqu'au niveau 9^-. Pour ce type de doubles coïncidences, une difficulté s'ajoute dans l'analyse. En effet, la présence d'un fond plus important autour des énergies vers 830-840 keV implique que la coïncidence avec la transition vers l'état fondamental du ^{94}Sr n'est pas aussi sélective que souhaitée. Les sélections de coïncidence avec 837 keV et une transition du bas de schéma des baryum pairs laissent apparaître des transitions du ^{95}Sr en plus de celles des ^{94}Sr et de l'isotope de baryum concerné. L'isotope de strontium 95 n'a pas de transition connue fortement peuplée à ces énergies.

Ces effets ne sont pas complètement compris. Le fond observé autour des énergies à 830-840 keV pourrait être dû à l'interaction des neutrons émis lors de la fission avec le germanium du détecteur, qui conduit à certaines transitions autour de ces énergies. Ces transitions peuvent être élargies par effet Doppler dû au recul du noyau après l'impact d'un neutron très énergétique. Des études complémentaires doivent cependant être réalisées pour en évaluer l'effet sur la sélectivité des conditions autour de cette énergie.

Si l'hypothèse précédente se révèle exacte, une partie du fond autour de 835 keV est un marqueur pour les réactions de fission. La sélection d'un événement de fission ayant donné un baryum (deuxième condition) conduit à l'apparition dans le spectre des noyaux complémentaires majoritaires du baryum choisi. L'isotope de strontium 95, ayant le taux de production le plus important, apparaît donc très régulièrement avec les isotopes de Ba complémentaires du ^{94}Sr.

Avec 2 conditions parmi les transitions du ^{94}Sr, la plupart des transitions désexcitant le niveau à E* = 5740 keV a pu être observée.

Une transition de 341 keV, observée dans une autre expérience, a été proposée par [Astier, 2014]. Cette transition de faible intensité a également été observée avec les doubles coïncidences sur le ^{94}Sr. Elle désexcite donc soit un niveau faiblement peuplé, soit un niveau ayant au moins une autre possibilité pour se désexciter. Son apparition lors de sélections du bas de schéma : 837 keV et 1309 keV ou 1089 keV, mais non lors d'une sélection avec le haut du schéma : 837 keV et 882 keV par exemple, indique que cette transition se situe dans la zone intermédiaire. Lorsqu'elle apparaît, elle est systématiquement en coïncidence avec les transitions de 879 keV et de 1178 keV de la bande (B). Son intensité relative indique qu'elle pourrait être placée juste au-dessus de ces transitions. La transition à 1178 keV avec laquelle la transition à 341 keV est en coïncidence ne peut pas être la transition à 1179,8 keV proposée par [Hwang et al., 2012], désexcitant un niveau à E* = 6920 keV vers le niveau à E* = 5740 keV. En effet, la transition à 341 keV est en coïncidence avec 879 keV, mais n'apparait pas en coïncidence avec 882 keV.

Le placement de cette transition de 341 keV au-dessus de la transition de 1178 keV indiquerait

la présence d'un niveau à E* = 4375 keV se désexcitant vers le niveau à E* = 4034 keV. Ce nouveau niveau et la nouvelle transition ont été représentés en rouge sur le schéma de niveaux de la figure 3.21.

La transition de 341 keV abordée précédemment a été entourée en rouge sur le spectre 3.26. Ce dernier a été conditionné sur les énergies de 837 keV et 1309 keV, correspondant aux transitions du bas de la bande fondamentale du ^{94}Sr. Les transitions appartenant à ce noyau sont labélisées avec leurs énergies ainsi que les spins des niveaux qu'elles lient, celles des noyaux complémentaires sont marquées d'un astérisque de couleur. Sur ce spectre, l'ensemble des transitions intenses appartenant aux cascades des bandes (A), (B), (C) et (D) passant par le niveau 4^+ est visible. Les intensités des pics, bien plus importantes que pour les spectres présentés précédemment, indiquent que ce noyau est beaucoup plus produit. La transition de 837 keV, faisant partie des conditions, apparaît également sur le spectre. Elle illustre le point développé précédemment à propos du fond présent autour de cette énergie.

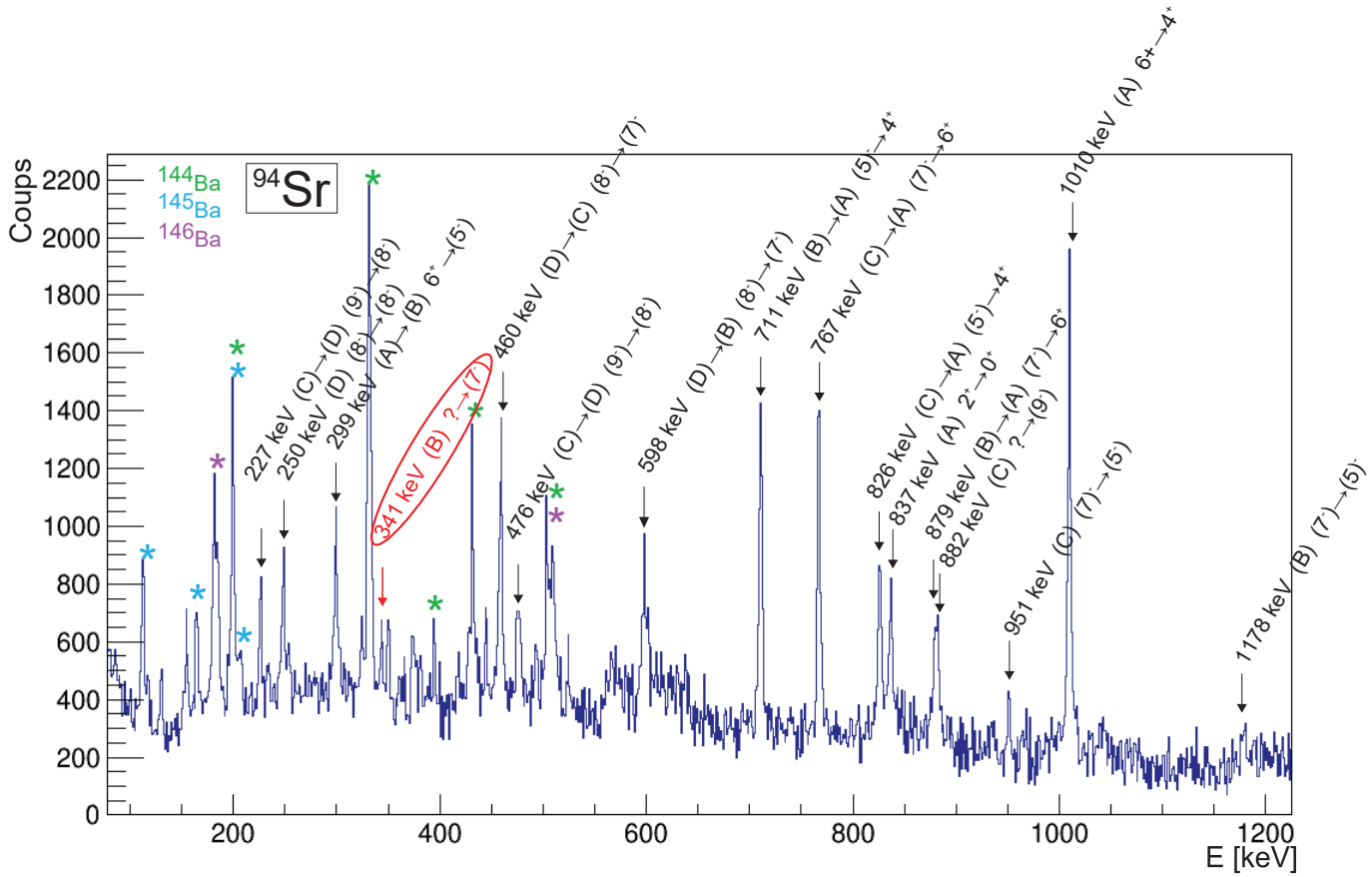


FIGURE 3.26 – Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 837 keV et 1309 keV, énergies des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$ de l'isotope ^{94}Sr. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent aux noyaux complémentaires. Les transitions appartenant au ^{94}Sr sont labélisées avec leurs énergies d'excitation (en keV) ainsi que les spins des niveaux de départ et d'arrivée de chaque transition.

Pour conclure, l'ensemble du schéma de niveaux présenté sur la figure 3.21 a pu être confirmé. Une nouvelle transition des 341 kev, désexcitant un niveau à E* = 4375 keV vers le niveau à E* = 4034 keV (niveau (7^-) de la bandes (B)) est proposée.

Cas de l'isotope ^{95}Sr

En conditionnant les spectres avec 2 transitions parmi celles des fragments complémentaires pairs, les désexcitations provenant du niveau $9/2^+$ de la bande (B) ont été mesurées en coïncidence avec le ^{146}Ba, et celles du même niveau et du niveau à E* = 1679 keV de la bande (C) ont été mesurées en coïncidence avec le ^{144}Ba.

Avec une condition sur un noyau partenaire et une condition parmi les transitions du ^{95}Sr, les transitions désexcitant les niveaux $(19/2^+)$ et $(17/2^+)$ ont pu être observées.

La bande (C) au complet, ainsi que les bandes (A) et (B) jusqu'aux niveaux $(27/2^+)$ et $(21/2^+)$ respectivement, ont pu être observées avec 2 conditions parmi les transitions du noyau. Les transitions inter-bandes, croisant les bandes (A) et (B), ont pu être observées à l'exception de la transition de 551 keV.

Aucune autre transition déjà référencée n'a pu être observée. De même qu'aucune transition non-référencée n'est apparue de manière régulière. Cependant, pour des raisons de temps, le travail d'investigation autour de ce noyau n'a pas pu être aussi approfondi que celui des autres noyaux.

Le spectre des coïncidences avec des photons de 352 keV et 204 keV est présenté sur la figure 3.27. Ces énergies correspondent aux transitions liant les bandes produites par fission avec le niveau fondamental dans le ^{95}Sr. Les transitions des isotopes de baryum complémentaires sont marquées d'un astérisque. La comparaison des spectres précédents avec celui-ci permet de se rendre compte de l'évolution de la distribution des fragments complémentaires pour chaque isotope de Sr. Les isotopes ^{144}Ba à ^{147}Ba sont présents en coïncidence avec les ^{92}Sr et ^{93}Sr. Le ^{147}Ba n'apparaît plus (il correspondrait à l'absence d'évaporation de neutron) et est remplacé par les isotopes 142 et 143. Ces coïncidences permettent de montrer que les 3 bandes produites par fission sont peuplées lors de l'expérience. En effet, les désexcitations de la bande (A) depuis le niveau $(15/2^+)$, celles de la bande (B) depuis le niveau $(21/2^+)$ et toutes celles de la bande (C) (voir figure 3.23) sont labélisées. Le spectre est conditionné sur des énergies basses, pour lesquelles la densité de photons détectés lors de l'expérience est très importante. Cette propriété est à l'origine du manque de sélectivité des transitions des isotopes de ruthenium, c'est aussi le cas ici. Cependant, ce manque de sélectivité est compensé d'une part par la soustraction du fond (comme pour les Ru) et d'autre part par le fait que le ^{95}Sr est un des noyaux les plus produits de l'expérience. Malgré cela, le spectre obtenu est bruité, surtout pour des énergies inférieures à 600 keV.

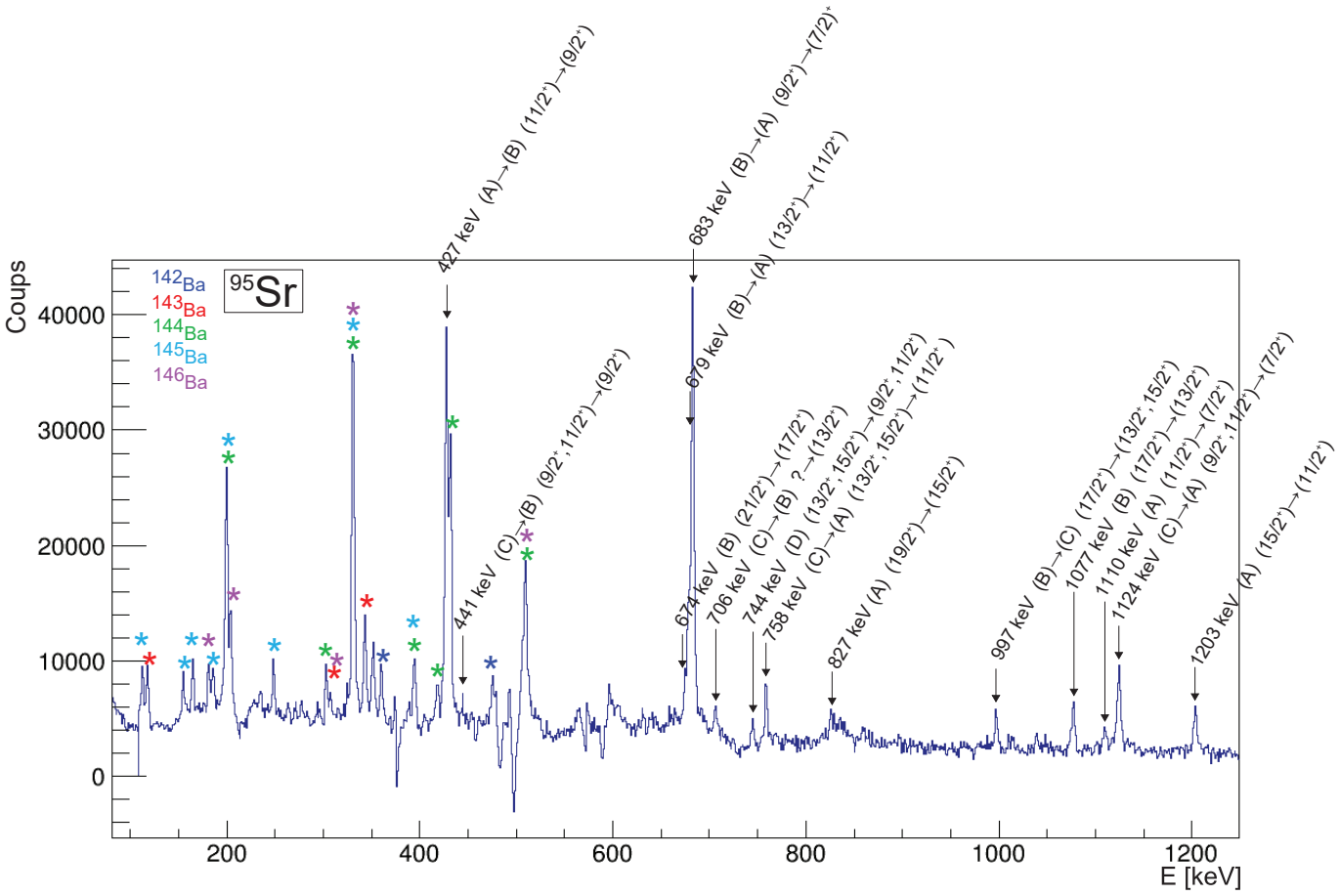


FIGURE 3.27 – Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 204 keV et 352 keV, énergies des transitions $(7/2^+) \rightarrow (3/2^+)$ et $(3/2^+) \rightarrow 1/2^+$ de l'isotope ^{95}Sr. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent aux noyaux complémentaires. Les transitions appartenant au ^{95}Sr sont labélisées avec leurs énergies d'excitation (en keV) ainsi que les spins des niveaux de départ et d'arrivée de chaque transition.

En conclusion, les 4 bandes présentées sur la figure 3.22 ont été confirmée lors de cette analyse, à l'exception des niveaux de plus hautes énergies d'excitation des bandes (A), (B) et (C). Cependant, aucune nouvelle transition n'a pu être proposée.

Cas de l'isotope ^{96}Sr

Avec 2 conditions sur les transitions de ^{142}Ba, les transitions de 659 keV, 674 keV, 978 keV et de 815 keV (bandes (B) et (A)) ont pu être observées. À ces transitions s'ajoutent celles de 469 keV, 1506 keV et de 1160 keV de la bande (B) et (B) vers (A) lorsque les 2 conditions sont placées sur l'isotope ^{144}Ba.

Les résultats sont sensiblement les mêmes lorsqu'une transition est choisie comme condition dans ses fragments complémentaires et une autre dans l'isotope de strontium 96.

Avec différents jeux de 2 conditions parmi les transitions du ^{96}Sr, les transitions des baryum 142 à 146 ont été observées. À leur côté, ont pu être observées les transitions des bandes :

- (A),
- (B), jusqu'à celles désexcitant le niveau (10^+), à l'exception de celles liées au niveau 0^+,
- (C).

Les transitions de la bande (D) n'ont pas été observées. Seules les transitions de 347 et 813 keV, liant les bandes (B) et (E) ainsi que (E) et (A) ont pu être observées en plus de celles mentionnées précédemment.

Les conditions pouvant permettre l'observation des autres niveaux connus du noyau n'ont donné aucun résultat. Aucune nouvelle transition liée aux bandes visibles n'a pu être découverte.

Le spectre présenté sur la figure 3.28 montre les coïncidences avec des photons de 659 keV et 815 keV. Dans le ^{96}Sr, ces énergies correspondent aux transitions $(8^+) \rightarrow (6^+)$ de la bande rotationnelle (B) et $2^+ \rightarrow 0^+$ de la bande fondamentale. Les pics, labélisés par des énergies, montrent les différentes cascades entre les transitions servant de conditions. À ces cascades s'ajoutent les transitions peuplant le niveau (8^+), provenant des niveaux à E* = 3887 keV de la même bande, ou aux énergies d'excitation 4330 keV et 3524 keV de la bande (C). De même, les transitions des Ba complémentaires apparaissent, marquées d'un astérisque. Une particularité du noyau ^{96}Sr est la présence d'une transition de 813 keV peuplant le niveau à E* = 815 keV. Cette transition et la transition vers l'état fondamental sont difficilement discriminables. La condition à 815 keV n'est pas unique dans ce noyau et les cascades passant par l'état (2^+) de la bande (E) sont aussi sélectionnées.

En résumé, les bandes (A), (B) jusqu'au niveau (10^+), (C) et le niveau à E* = 1628 keV de la bande (E) ont pu être confirmés. Aucun des autres niveaux, ni aucune nouvelle transition n'ont pu être observés.

3.4.3 Conclusions de l'analyse des isotopes de strontium riches en neutrons dans les expériences de fission EXILL

Les résultats obtenus lors des expériences de fission EXILL concernant chacun des isotopes de strontium 92 à 96 ont été décrits dans les paragraphes précédents. La facilité avec laquelle un isotope peut être étudié dépend de sa production. En effet, un isotope ayant un taux de production de 10^{-2} par fission a une part importante de son schéma de niveaux qui est observée. À l'inverse, un isotope n'étant produit qu'à des taux de l'ordre de 10^{-4} par fission n'a que peu été observé. Comme il a été montré dans les paragraphes précédents, les calculs des taux de production des différents isotopes de strontium sont en accord avec ce fait. Peu de transitions ont pu être observées dans le ^{92}Sr, le moins produit des isotopes étudiés. En revanche, une part plus importante des schémas des

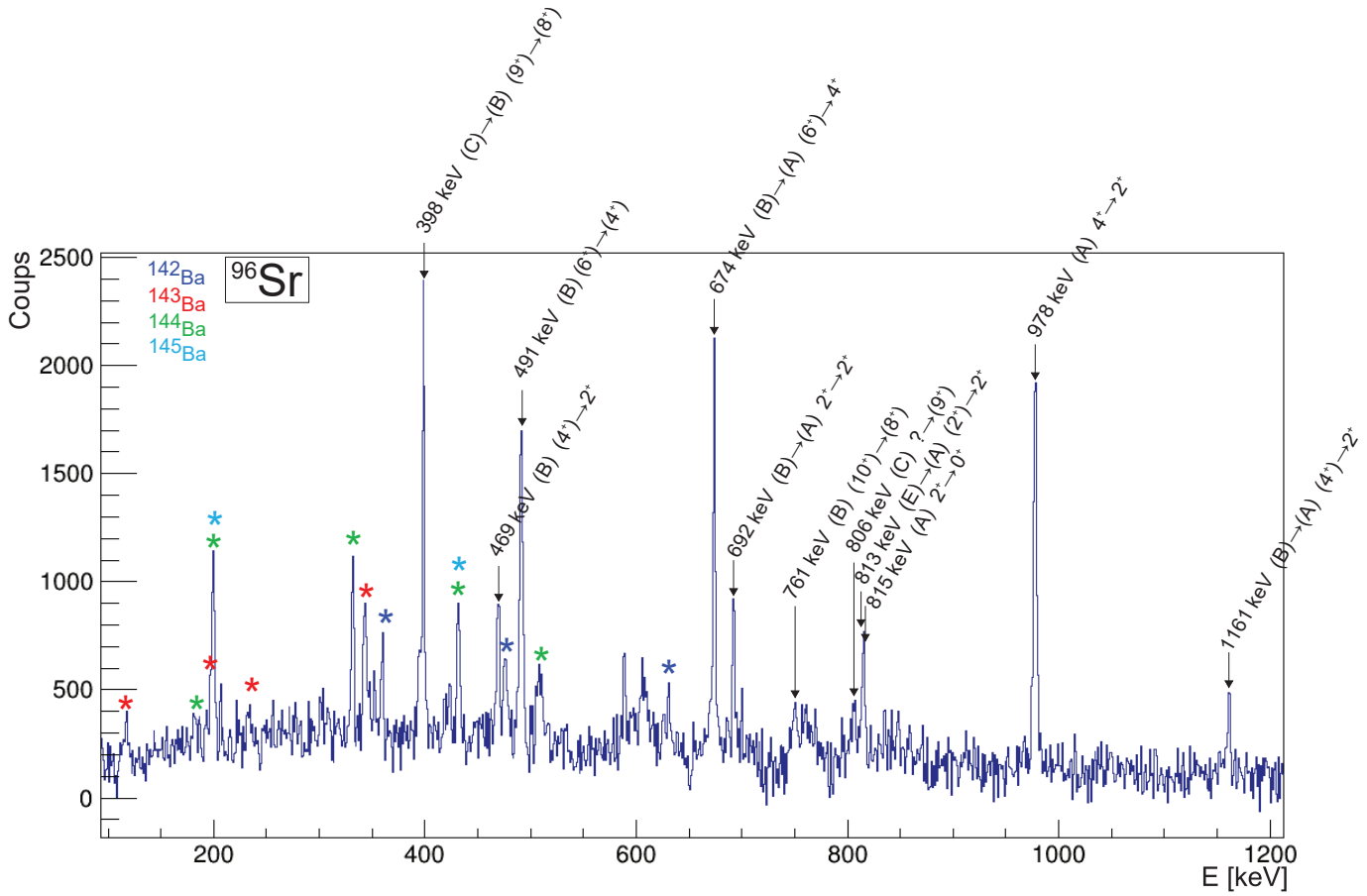


FIGURE 3.28 – Spectre des énergies détectées en coïncidences avec 815 keV et 659 keV, énergies des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $(8^+) \rightarrow (6^+)$ de l'isotope ^{96}Sr. Les pics marqués d'un astérisque appartiennent aux noyaux complémentaires. Les transitions appartenant au ^{96}Sr sont labélisées avec leurs énergies d'excitation (en keV) ainsi que les spins des niveaux de départ et d'arrivée de chaque transition.

isotopes ^{94}Sr, ^{95}Sr et ^{96}Sr a pu être observée.

Les résultats obtenus ont permis de confirmer les schémas de niveaux proposés lors d'études précédentes utilisant la fission comme mode de production. Pour l'étude réalisée, la sélection des événements issus de fissions a fonctionné puisque les états observés font partie des bandes précédemment obtenues par le même mode de production. De plus, avec une sélection des événements de multiplicité supérieure ou égale à 4, les niveaux obtenus uniquement lors de production par décroissances β d'isotopes de rubidium n'ont pas été observés.

Les taux de production des isotopes de strontium étudiés sont plus importants que ceux des isotopes de ruthénium dont l'étude a été précédemment décrite. Comme en attestent les figures 3.26 à 3.28, avec des productions plus importantes, les isotopes étudiés et leurs fragments complémentaires dominent très largement les spectres doublement conditionnés sur leurs transitions. Les spectres obtenus sont alors beaucoup plus lisibles que ceux obtenus pour l'étude des isotopes de ruthénium.

Grâce à cette amélioration de la qualité de données, une nouvelle transition a pu être proposée. Il s'agit d'une transition de 341 keV, désexcitant un niveau proposé à E* = 4375 keV et alimentant le niveau à E* = 4034 keV de l'isotope ^{94}Sr. Cependant, le manque de statistique entraine qu'aucun spin ou parité n'a pu être établi pour ce niveau. Son interprétation dans un modèle, en terme de configuration ou de forme n'a donc pas été réalisée.

3.5 Conclusion

Ce chapitre est une transcription des analyses de données, menées à Lyon, concernant l'expérience EXILL de fission du ^{241}Pu induites par neutrons froids. Il aborde les sélections effectuées sur les données, ainsi que les études des isotopes de ruthénium et de strontium riches en neutrons.

La première partie aborde la présélection dans les données d'une partie des événements. Elle montre, par un exemple, l'effet de différents seuils posés sur la multiplicité des événements utilisés lors de l'analyse. En augmentant la multiplicité minimum requise pour les événements, la proportion de décroissance β, de multiplicité moyenne plus faible que pour la fission, diminue. En conséquence, la proportion d'événements de fission augmente. En contre-partie, l'augmentation du seuil de multiplicité s'accompagne d'une diminution rapide de la statistique disponible. Pour l'analyse des événements de fission, il faut donc trouver un compromis entre le seuil en multiplicité et la statistique disponible. Une multiplicité minimum de 4 diminue d'un ordre de grandeur le nombre d'événements disponibles, mais réduit très fortement la proportion d'événements indésirables issus de décroissance β. C'est cette valeur qui a été retenue pour les analyses décrites par la suite.

La deuxième partie du chapitre concerne l'étude des changements de forme dans les isotopes de ruthénium riches en neutrons.

Dans cette partie, il est rappelé que les isotopes concernés appartiennent à une région riche en changement de forme avec l'enrichissement en neutrons. Une étude bibliographique des isotopes 108 à 115 a montré que ces isotopes se déforment depuis une forme triaxiale molle allongée à purement triaxiale en passant par une forme triaxiale plus aplatie.

Après cet état de l'art, les résultats obtenus concernant les isotopes de ruthénium sont présentés. Ils permettent de confirmer les bandes *yrast* et vibrationnelle-γ, jusqu'à des niveaux de spins intermédiaires (12^+ ou 10^+ et (8^+) respectivement) pour les isotopes 108 et 110. La bande *yrast* est confirmée jusqu'au niveau 8^+ pour le ^{112}Ru. Les résultats ne dépassent pas le niveau 4^+ de cette bande pour le ^{114}Ru. Les 4 bandes de l'isotope 109 ont été observées, jusqu'à un spin maximum de 19/2. Une seule bande a pu être confirmée dans le ^{111}Ru, jusqu'au niveau $23/2^-$. Quelques transitions du schéma du ^{113}Ru ont également été observées. En revanche, aucune désexcitation du ^{115}Ru n'a

pu être mise en évidence.

La troisième et dernière partie de ce chapitre concerne également l'étude des formes dans les noyaux riches en neutrons des isotopes de strontium.

Cette série n'est pas très éloignée de celle des ruthénium. Cependant les changements de déformation attendus dans la série ne sont pas continus. L'état de l'art montre que les isotopes 92 à 96 sont sphériques dans leur état fondamental. Les isotopes pairs possèdent également des états déformés sur lesquels se forment des bandes rotationnelles. Une transition vers un état fondamental très déformé s'opère pour les isotopes plus lourds.

Pour les isotopes ^{92}Sr à ^{96}Sr, les bandes peuplées lors de la fission induite par neutron de ^{241}Pu sont les mêmes que lors des expériences de fission présentées dans l'état de l'art. Ces dernières ont principalement été réalisées avec des sources de fissions spontanées (^{252}Cf et ^{248}Cm), ou lors de réactions de fusion-fission induites par faisceau d'ions. La sélection des événements de fission semble efficace puisque les transitions issues des niveaux les plus produits par décroissance β n'ont pas été observées.

Jusqu'à 2 niveaux par bandes de fission (à l'exception de la (D)) ont été observés pour le ^{92}Sr. Pour le ^{93}Sr, la bande (A) dans son intégralité et les bandes (B) à (D) hors niveaux de plus haut spin ont été observées. En revanche, la bande (E) n'a pas pu être confirmée. Une transition de 574 keV pourrait appartenir au noyau, mais aucun placement satisfaisant n'a pu être établi. Dans le cas de l'isotope 94, l'intégralité des niveaux des bandes peuplées par fission a pu être confirmée. Un niveau à E* = 4375 keV, se désexcitant par un photon de 341 keV vers le niveau à E* = 4034 keV est proposé. Pour l'isotope de strontium 95, les états des 3 bandes peuplées par fission ont été observés sauf les transitions de plus hauts spins des bandes (A) et (B). Pour l'isotope ^{96}Sr, les bandes (A) et (C) complètes et la bande (B) jusqu'à l'état 10^+ ont été observées. Concernant les 3 autres bandes peuplées par fission dans l'état de l'art, seules une transition peuplant et une autre désexcitant le niveau (2^+) de la bande (E) ont été observées.

Aucune nouvelle transition n'est observée dans les noyaux de ruthénium, mais une partie des schémas de niveaux a pu être confirmée. Une nouvelle transition est proposée dans les noyaux de strontium. Le type de cette transition n'est pas déterminé. Aucun indice suggérant la réorganisation de schéma de niveaux existant dans cette série isotopique n'est observée. Les résultats obtenus confirment en partie les schémas issus des études menées précédemment, mais ne permettent pas d'enrichir les connaissances antérieures sur la ou les formes de chacun de ces noyaux. Il reste possible qu'une analyse plus raffinée (effectuée avec une présélection plus efficace que celle sur la multiplicité par exemple), puisse fournir des résultats inédits au sujet de la déformation des isotopes présentés dans ce manuscrit.

4 Études systématiques des séries Ru et Sr

4.1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux études de différentes systématiques pour les isotopes de ruthénium et de strontium pairs et riches en neutrons. Le chapitre 3 présentait individuellement les résultats obtenus pour chaque isotope. Le présent chapitre inscrit ces résultats dans une étude plus globale. Il permet d'appréhender les changements intervenant dans la série. Une partie des résultats obtenus dans le chapitre précédent sont situés dans l'état de l'art.

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude des isotopes de ruthénium. Elle est composée des études des systématiques des énergies d'excitation et d'alignements. Les énergies d'excitation donnent certaines caractéristiques de la forme des noyaux. Les alignements indiquent la manière dont ces formes évoluent lorsque le noyau est en rotation.

La seconde partie est consacrée à l'étude des isotopes de strontium. Elle se compose aussi de l'étude des systématiques d'énergies d'excitation. Elle explique également les raisons pour lesquelles l'étude des systématiques de moments d'inerties n'est pas pleinement pertinente dans ce cas.

Une dernière partie réunit les études systématiques de ces deux séries. Elle les replace dans le contexte de leur région de masse. Elle a pour but d'appréhender les transitions entre les deux séries décrites précédemment.

4.2 Études systématiques des isotopes de ruthénium riches en neutrons

Comme il a été rappelé dans la section 3.3, les isotopes de ruthénium riches en neutrons se situent dans une région de la carte des nucléides dans laquelle des changements de formes importants ont lieu. Le chapitre précédent a présenté ces noyaux de manière individuelle. Cette section les étudie

comme un ensemble. Elle a pour but d'évaluer les changements de formes ayant effectivement lieu dans la série.

4.2.1 Énergies d'excitation

Les énergies d'excitation des premiers niveaux des bandes *yrast* et vibrationnelle-γ des isotopes de ruthénium 102 à 118 sont présentés sur la figure 4.1. Les points noirs sont issus de la version évaluée d'ENSDF. Les labels rouges proviennent de la présente étude. Les deux séries de données se superposent parfaitement. Les mesures effectuées durant la campagne EXILL confirment donc les résultats obtenus lors d'autres expériences.

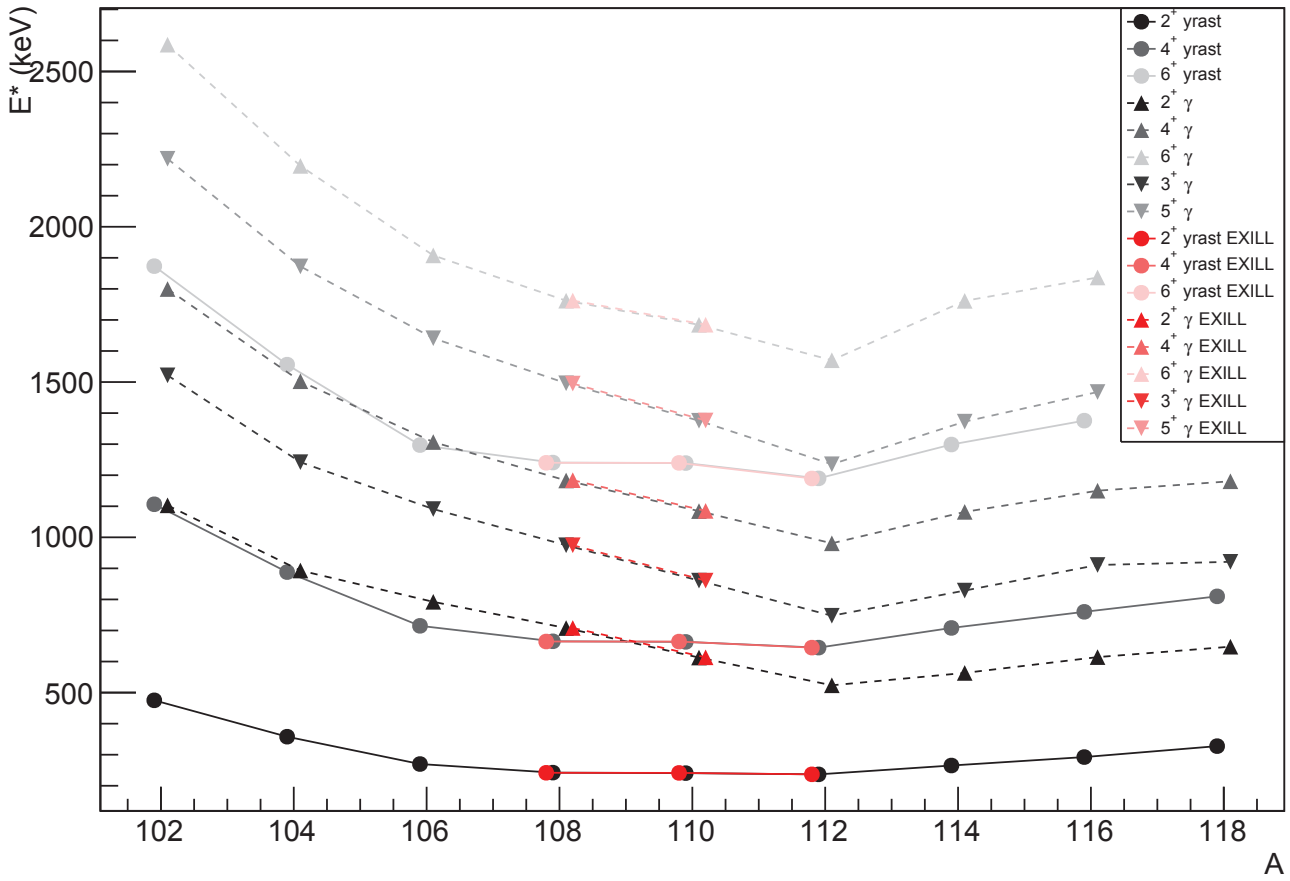


FIGURE 4.1 – Énergies d'excitation des niveaux jusqu'à 6^+, des bandes *yrast* et vibrationnelle-γ, cercles et triangles respectivement, pour les isotopes ^{102}Ru à ^{118}Ru. Les labels noirs correspondent aux énergies évaluées dans ENSDF ([ENSDF, 1986]), les points rouges aux valeurs mesurées durant la présente étude.

Cette systématique a été présentée par [Deloncle et al., 2000], pour les isotopes 102 à 108. Les auteurs interprètent la décroissance graduelle des énergies d'excitation des niveaux *yrast* comme un changement de forme continue de cette bande avec l'enrichissement en neutrons. Les écarts en

énergies des niveaux de la bande vibrationnelle-γ sont plus importants entre niveaux pairs et impairs, que impairs et pairs. Par exemple, l'écart 2_2^+-3^+ est plus important que celui 3^+-4_2^+. L'auteur indique que c'est une signature du fait que le noyau est mou suivant la déformation dans la direction du paramètre γ.

Pour un rotateur parfait, rigide, les énergies E^* des états excités en fonction du spin I de l'état valent [Bohr and Mottelson, 1998] :

$$E^*(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathscr{J}} I(I+1) + E^*(I_i) \tag{4.2.1}$$

où I_i est le spin de l'état initial sur lequel la rotation est basée et $\mathscr{J}$ est le moment d'inertie cinétique du rotateur. Pour $I_i = 0$ et avec $E^*(0) = 0$, il vient :

- $E^*(2) = 6\frac{\hbar^2}{2\mathscr{J}}$,
- $E^*(4) = 20\frac{\hbar^2}{2\mathscr{J}}$,
- $E^*(6) = 42\frac{\hbar^2}{2\mathscr{J}}$.

Dans ce cadre, les rapports des énergies des niveaux de spin $4^+/2^+$ ($R_{4/2}$) et $6^+/4^+$ ($R_{6/4}$) valent respectivement 3,33 et 2,1. Pour un rotateur mou, donc déformable, un terme correctif dépendant de $I^2(I+1)^2$ apparaît. Il a pour effet de légèrement diminuer l'énergie du niveau. Son intensité est d'autant plus importante que le spin est grand. Ceci implique que les rapports attendus pour un rotateur souple sont légèrement plus petits que ceux d'un rotateur rigide. Par opposition, le rapport $R_{4/2}$ pour des états provenant de vibrations est bien plus petit, proche de 2,2.

Pour des noyaux sphériques, la rotation n'est pas visible en mécanique quantique. En effet, cette dernière implique que la rotation autour d'un axe de symétrie ne laisse aucune signature et n'est donc pas visible. Un noyau sphérique pourra avoir des états excités provenant uniquement de vibrations ou d'excitations à particules individuelles.

Les rapports obtenus pour les 3 premiers états *yrast* des isotopes de ruthénium de la figure 4.1 sont présentés dans la table 4.1. Dans cette dernière, les valeurs de $R_{4/2}$ des isotopes 102, 104 et 118 sont assez proches de 2,2. Ces noyaux présentent donc une excitation vibrationnelle et sont peu déformés. Les rapports atteignent un maximum dans l'intervalle de masse décrit. Cela indique que les noyaux se déforment avant de revenir à une disposition proche de la sphéricité. Les valeurs atteintes par les rapports restent cependant éloignées des valeurs de référence pour un rotateur rigide. Elles confirment que ces noyaux ne sont pas rigides. Ceci est en accord avec la souplesse, ou mollesse de ces noyaux vis-à-vis de la déformation dans la direction du paramètre γ.

Comme le montre l'équation 4.2.1, l'énergie d'excitation d'un niveau rotationnel est inversement proportionnelle à son moment d'inertie. Ce dernier indique comment les masses sont réparties

	^{102}Ru	^{104}Ru	^{106}Ru	^{108}Ru	^{110}Ru	^{112}Ru	^{114}Ru	^{116}Ru	^{118}Ru
$R_{4/2}$	2,33	2,48	2,65	2,75	2,76	2,72	2,67	2,60	2,47
$R_{6/4}$	1,69	1,75	1,81	1,87	1,87	1,85	1,83	1,81	1,75

TABLE 4.1 – Rapports entre les énergies des niveaux *yrast* de spin 4/2 ($R_{4/2}$) et 6/4 ($R_{6/4}$) des isotopes de ruthénium pairs riches en neutrons.

dans un objet en rotation. Plus il est petit, plus la masse est condensée au centre de l'objet. La diminution des énergies d'excitation des niveaux *yrast* des isotopes 102 à 108 (voir figure 4.1) correspond donc à une augmentation du moment d'inertie. Le changement de forme progressif qui accompagne l'enrichissement de la série est donc bien une élongation.

Les énergies d'excitation des niveaux 2_2^+ (2^+ de la bande vibrationnelle-γ dans le cas des isotopes de ruthénium) sont relativement basses. Ce phénomène est un indice de triaxialité ou de souplesse selon la déformation γ, comme l'indique [Zhu et al., 2009], à partir de l'isotope 108. D'après [Luo et al., 2009b], les écarts en énergie entre niveaux pairs et impairs dans cette bande indiquent que le ^{108}Ru est déformable suivant γ.

Pour les isotopes 110 et 112, les énergies d'excitation des premiers niveaux *yrast* restent similaires à celles de l'isotope 108. Pour ces noyaux, le moment d'inertie reste le même. L'intensité de la déformation ne varie plus. Cependant, un autre phénomène se produit. Sur la figure 4.1, l'énergie du niveau vibrationnel-γ 2_2^+ devient inférieure à celle du niveau 4^+ *yrast*. Cette propriété est un indice de triaxialité [Davydov and Filippov, 1958]. De plus, [Luo et al., 2009b] observent que les écarts en énergie entre niveaux pairs et impairs de la bande vibrationnelle s'inversent par rapport à l'isotope 108. Cette inversion est le signe que ces noyaux sont des rotateurs triaxiaux rigides, ce qui a été vérifié avec le modèle *IBM1*. D'autres arguments conduisent aux mêmes conclusions.

À partir de l'isotope 110, les noyaux de ruthénium deviennent triaxiaux. Cette triaxialité reste marquée dans le reste de la série. De plus, les différences entre les écarts en énergies des niveaux pairs-impairs et impairs-pairs de la bande γ deviennent moins marqués. Ces noyaux sont plus résistants aux déformations dvis à vis du paramètre γ.

Pour les masses 114 et au-delà, les énergies d'excitation augmentent à nouveau. Le moment d'inertie diminue, la masse revient vers le centre. Cela indique que les noyaux s'orientent très progressivement vers une forme plus sphérique.

4.2.2 Moments d'inertie

La sous-section précédente présente les différences de formes, accessibles grâce aux premiers états excités des bandes fondamentales dans la série isotopique. Les formes prises par ces noyaux ne sont pas immuables. Une première approche des changements possibles au sein d'un même noyau a été introduite par la mollesse ou souplesse de certains isotopes vis-à-vis de la déformation γ. La

présente sous-section s'attache à décrire les changements de formes qui surviennent pour les bandes fondamentales, lorsque le spin augmente.

Pour permettre cette description, une introduction du formalisme et des paramètres pertinents est nécessaire. Celle-ci suit la description faite dans l'article [Bengtsson and Frauendorf, 1979]. La première grandeur permettant de décrire ces évolutions est la fréquence de rotation. Pour un rotateur rigide, celle-ci augmente linéairement avec le spin. Un comportement différent est le signe d'un changement de forme.

La fréquence de rotation autour d'un axe x, associée au spin d'un état nucléaire, est donnée par l'équation 4.2.2. Dans celle-ci I_x est la projection du spin sur l'axe de rotation x :

$$\hbar\omega = \frac{dE(I)}{dI_x} \tag{4.2.2}$$

Cette fréquence, continue, n'est pas accessible expérimentalement. La quantification des états d'énergie impose sa discrétisation. Elle devient alors :

$$\hbar\omega(I) = \frac{E(I+1) - E(I-1)}{I_x(I+1) - I_x(I-1)} \tag{4.2.3}$$

Dans ces équations, la projection du spin I_x vaut :

$$I_x(I) = \sqrt{(I+1/2)^2 - K^2} \tag{4.2.4}$$

où K est le moment angulaire de la tête de bande. Il vaut 0 dans le cas de bande fondamentale de noyaux pairs-pairs.

Pour une bande rotationnelle, avec $\Delta I = 2$ entre les états successifs, la fréquence de rotation expérimentale devient :

$$\hbar\omega = \frac{E_\gamma}{2} \tag{4.2.5}$$

Elle s'obtient donc directement à partir de l'énergie E_γ mesurée pour les photons.

Pour une configuration donnée, il est possible de paramétriser la projection du moment angulaire sur l'axe de rotation. Celle-ci est alors :

$$I_g^x(\omega) = \mathscr{J}_{eff}\omega = (\mathscr{J}_0 + \omega^2\,\mathscr{J}_1)\omega \tag{4.2.6}$$

Où $\mathscr{J}_{eff}$ est le moment cinétique effectif de la configuration, $\mathscr{J}_0$ et $\mathscr{J}_1$ sont les paramètres de la formule de rotation de Harris [Harris, 1965]. Ces paramètres sont constants. Ils sont déterminés en

ajustant la partie linéaire d'un graphique montrant l'évolution en fonction de ω^2 de :

$$\mathscr{J}_{eff} = \frac{I_g^x}{\omega} \tag{4.2.7}$$

L'alignement expérimental $i(\omega)$, est défini par :

$$i(\omega) = I_x(\omega) - I_g^x(\omega) \tag{4.2.8}$$

Il donne une mesure des contributions des moments angulaires des nucléons dans le moment angulaire total. Il doit être constant après l'alignement de la rotation d'une paire de nucléons avec la rotation du cœur. Lorsque ce phénomène se produit, la configuration résultante est prise comme référence pour la paramétrisation de Harris.

Les alignements expérimentaux ($i(\hbar)$) des bandes fondamentales des isotopes ^{102}Ru à ^{118}Ru sont présentés sur la figure 4.2 en fonction de la fréquence de rotation. Les courbes noires sont obtenues à partir des données évaluées par ENSDF. Les courbes rouges sont issues des données EXILL. La procédure de calcul est celle présentée précédemment. Elle suit donc la paramétrisation de Harris. Les paramètres utilisés valent $\mathscr{J}_0 = 4\ \hbar^2.MeV^{-1}$ et $\mathscr{J}_1 = 40\ \hbar^2.MeV^{-3}$. Ils sont obtenus de manière à ce que $i(\hbar)$ soit constant après le premier alignement du ^{102}Ru. Les calculs donnent des paramètres sensiblement différents en prenant un autre isotope comme référence. Cependant, les figures obtenues avec ces nouveaux paramètres sont très semblables à celle présentée ici. Les incertitudes expérimentales sont de l'ordre de la dimension des symboles lorsque celles sur les paramètres de Harris sont négligées.

Les données obtenues avec EXILL sont en parfait accord avec les valeurs référencées. Elles confirment les résultats obtenus par ailleurs. L'analyse présentée ici se place dans un cadre plus général et utilise l'ensemble des résultats à disposition.

Pour les isotopes 102 à 114, un *backbending* ou un *upbending* est visible. Il se manifeste sur la figure 4.2 sous la forme d'une brusque augmentation de l'alignement, sans augmentation (*upbending*) ou avec une diminution (*backbending*) de la fréquence de rotation. Il est dit dans la référence [Deloncle et al., 2000] que pour les isotopes 102 à 108, ces phénomènes sont dus au croisement entre deux bandes. Ils ont lieu entre $\hbar\omega = 0{,}35$ MeV et 0,4 MeV, fréquences auxquelles l'alignement gagne environ $10\hbar$.

Ces phénomènes avaient été interprétés précédemment comme provenant d'une brisure de paire de neutrons $(\nu h_{11/2})^2$ [Haenni et al., 1986]. Les rotations des deux neutrons impliqués sont d'abord opposées l'une à l'autre. Elles ne contribuent pas au moment angulaire total. Après la brisure, ces nucléons se mettent à tourner dans le même sens et contribuent au moment angulaire. Les rotations de cette paire brisée s'alignent sur l'axe de rotation du cœur. La paire qui au départ

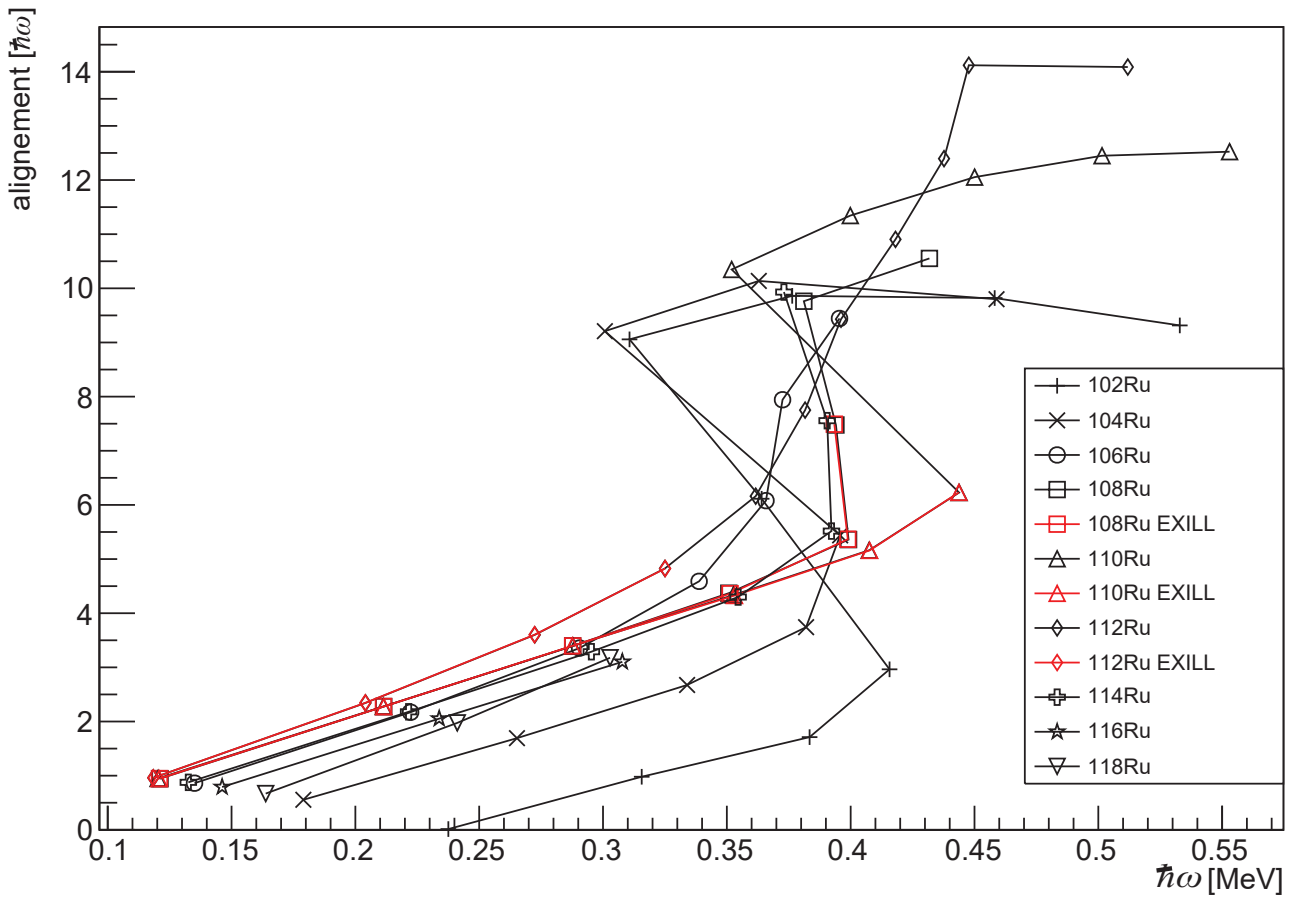


FIGURE 4.2 – Alignements calculés pour la bande *yrast* des isotopes de ruthénium 102 à 118. Les courbes noires correspondent aux énergies évaluées par ENSDF ([ENSDF, 1986]), les rouges aux mesures de la présente étude.

ne contribuait pas au moment angulaire total apporte alors les contributions complètes des 2 neutrons [Buforn, 2001].

Il résulte de cette brisure de paire la brusque augmentation décrite plus tôt. Après ce changement brutal, le noyau a pris une forme plus stable vis à vis de la rotation. L'alignement $i(\omega)$ est donc considéré constant après le *backbending* jusqu'à la brisure éventuelle d'une nouvelle paire de nucléons.

Pour les isotopes 102 à 108, la déformation des noyaux suivant l'enrichissement se traduit par une augmentation de l'alignement avec A. Le croisement de bande (et la brisure de paire de neutrons) a pour effet de laisser ces isotopes avec un alignement similaire, donc des formes proches.

Les données EXILL et les données de [Deloncle et al., 2000] s'arrêtent au même point pour le ^{108}Ru. Elles ne permettent pas d'aller jusqu'à la fin du *backbending* pour ce noyau. Les données de [Lu et al., 1995] ajoutées à la figure indiquent que lorsque le processus est fini, l'alignement est

légèrement supérieur à celui des isotopes précédents. En d'autres termes, la forme du noyau sur la nouvelle bande est légèrement plus étirée que pour les isotopes plus légers.

Pour l'isotope 110, le *backbending* a lieu juste au-dessus du dernier point obtenu dans l'analyse des données EXILL. L'alignement après le changement de bande est bien supérieur à celui des isotopes plus légers. Ceci indique une nouvelle bande beaucoup plus déformée.

L'isotope 112 montre un comportement singulier dans la série. En effet, il ne montre pas de *backbending* mais deux *upbending* successifs [Hua et al., 2003]. Le premier s'étend jusqu'au niveau 14^+ environ, la valeur de l'alignement atteint à ce moment est similaire à celle des autres isotopes. Le deuxième alignement a lieu à partir de ce niveau jusqu'au niveau 20^+. Après ce niveau, la montée douce et en deux temps de l'alignement avec la fréquence de rotation s'arrête brutalement. Un plateau est atteint : l'alignement est terminé. La valeur atteinte lors de l'alignement est bien supérieure à celles des autres isotopes. Ce comportement s'oppose à celui de l'isotope ^{106}Ru, montrant également un *upbending*. Pour ce dernier, l'alignement se fait de manière douce et atteint une valeur consistante avec les isotopes du début de la série.

L'isotope 114 montre un léger *backbending*. Il a un comportement très similaire à celui de l'isotope 108. Cependant, la fin de la bande n'est pas connue. Il n'est donc pas possible de savoir ni si l'alignement a lieu au niveau du dernier point indiqué, comme c'est le cas dans le ^{108}Ru, ni si le *backbending* ne sera pas plus marqué par la suite.

L'interprétation du *backbending* comme étant l'alignement d'une paire de neutrons $\nu h_{11/2}$ avec la rotation du cœur, faite pour les isotopes légers, est également valable pour les isotopes plus lourds. Des calculs de *Cranked Shell Model* ou d'autres modèles donnant les mêmes observable, ont été effectués par [Che et al., 2004] pour l'isotopes 108, [Jiang et al., 2003] et [Zhu et al., 2009] pour le 110, [Hua et al., 2003] et [Wu et al., 2006] pour le 112 et [Yeoh et al., 2011] pour le 114. Dans tous les cas, l'alignement résultant est celui d'une paire de neutrons $\nu h_{11/2}$. Pour les isotopes 110 à 114, les calculs indiquent un alignement possible d'une paire de protons $\pi g_{9/2}$ également. Celui-ci a lieu à plus haute fréquence de rotation et n'est donc pas compatible avec l'alignement observé à $\hbar\omega$= 0,4 MeV. Pour l'isotope 112, les calculs annoncent ce deuxième alignement à une fréquence de rotation compatible (0,47 MeV pour 0,42 MeV) avec celle observée pour le deuxième *upbending*. C'est donc l'explication privilégiée pour ce noyau.

Pour les 2 isotopes les plus riches en neutrons, seules les transitions suivant leur production par décroissance β sont connues à l'heure actuelle. Leurs schémas de niveaux ne s'étendent donc pas au-delà des niveaux 6^+. Ils sont trop peu connus pour qu'un *backbending* soit visible. Il est tout de même à remarquer que l'alignement augmente plus rapidement pour l'isotope 118 que pour le 116, en partant de plus bas. Cela peut indiquer un noyau plus sphérique dans son état fondamental, mais également plus facilement déformable par rotation, donc plus mou.

Les énergies d'excitation des premiers niveaux des isotopes 102 à 118, présentées dans la

sous-section précédente, montrent une évolution de la forme entre 102 et 108. Elle se stabilise alors jusqu'à 112 avant de retourner vers une forme correspondant aux isotopes les plus légers présentés. Cette évolution est également visible à partir des alignements. La figure 4.3 présente les alignements des états 2^+, 4^+ et 6^+ des bandes *yrast* fonction des nombres de masses A des isotopes de ruthénium 102 à 118. Pour chaque état, les alignements augmentent avec A pour les isotopes 102 à 108. Ils se stabilisent jusqu'à l'isotope 112, puis diminuent à nouveau. C'est une autre manière de voir que plus de nucléons sont alignés avec la rotation du cœur pour les isotopes autour de $A = 110$. Ces noyaux ont une déformation plus importante que leurs isotopes plus légers et plus lourds.

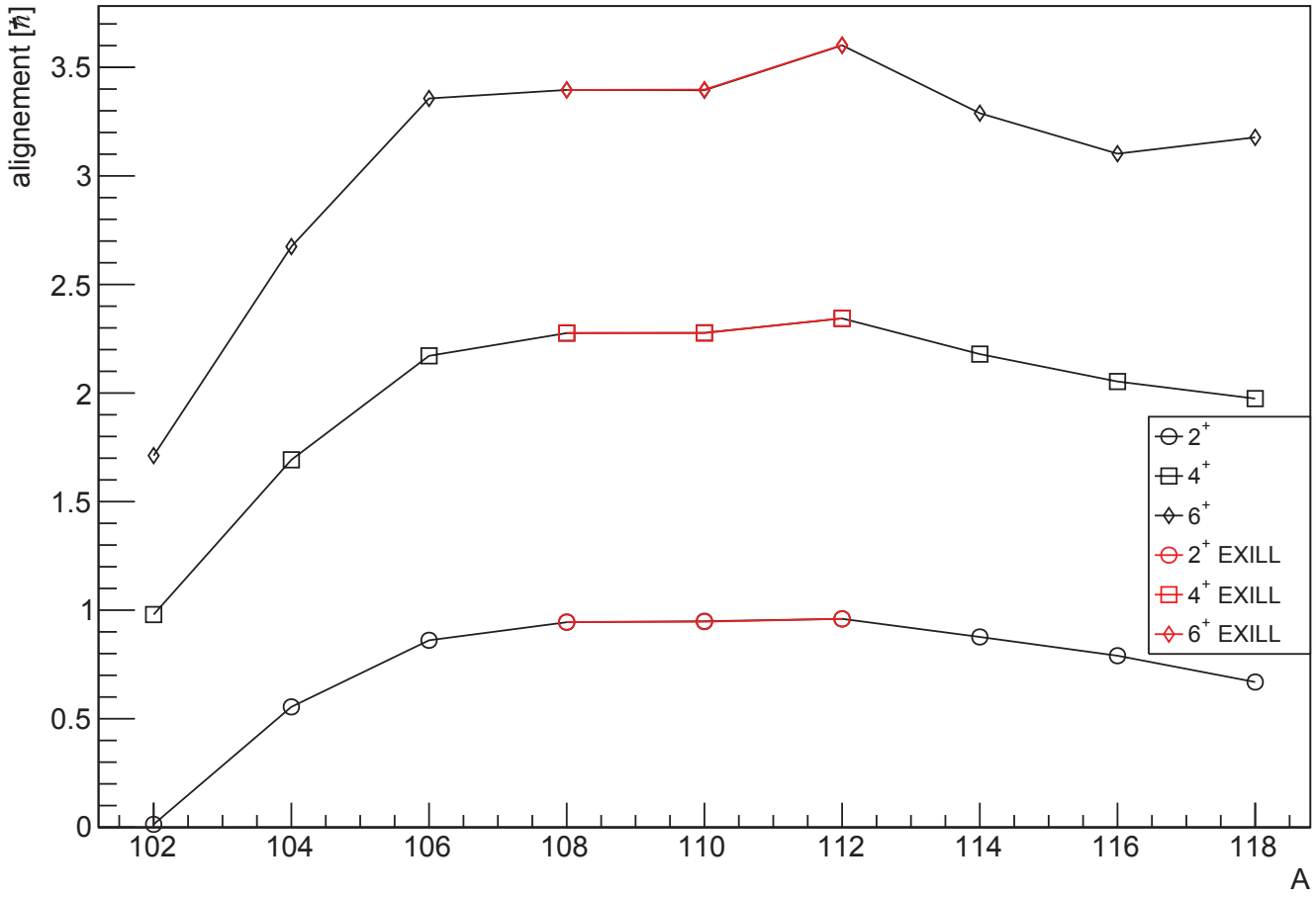


FIGURE 4.3 – Alignements calculés pour les états 2^+, 4^+ et 6^+ des bandes *yrast* des isotopes de ruthénium 102 à 118. Les courbes noires correspondent aux énergies évaluées par ENSDF ([ENSDF, 1986]), les rouges aux mesures de la présente étude.

4.2.3 Conclusions sur les études des systématiques des isotopes de ruthénium riches en neutrons

Dans les lignes précédentes, la forme des isotopes de ruthénium riches en neutrons a été étudiée. Il a été mis en évidence que la forme des états de la bande fondamentale, proches du niveau

éponyme, est sphérique vers la vallée de stabilité, puis évolue vers une forme plus allongée avant de devenir triaxiale. Ce comportement est bien reproduit par les calculs HFB [Hilaire and Girod, 2012]. Ces derniers ont prédit que la forme évoluerait à nouveau vers la sphéricité avec l'enrichissement. Alors que l'isotope 114 semblait déjà être en faveur de ce scénario, les isotopes 116 et 118 découverts récemment en sont une confirmation.

Les prédictions du modèle sont que l'isotope 120 serait à nouveau complètement sphérique. Ce noyau est totalement inconnu en spectroscopie à l'heure actuelle. De futures investigations dans cette région pourront confirmer ou infirmer les prédictions du modèle.

Il a également été mis en évidence que, quelle que soit sa forme de départ, lorsque le noyau est mis en rotation, il se déforme. Il s'allonge progressivement dans un premier temps. Dans un second temps, un cran plus important d'élongation est passé et conduit à un palier correspondant à une forme plus allongée. Les isotopes 102 à 108 ont alors des déformations, dont l'intensité est similaire. Le palier donne une forme plus allongée au ^{110}Ru qu'aux isotopes moins riches en neutrons. L'intensité de la déformation est encore supérieure dans le ^{112}Ru. La fin du palier n'a pas été observée pour l'isotope 114. Les isotopes plus lourds sont trop peu connus pour conclure sur leurs cas.

De futures investigations dans la série pourraient permettre d'obtenir l'information manquante pour l'isotope 114. Elles pourraient également permettre de vérifier le comportement à plus haut spin des isotopes plus lourds. La difficulté majeure de ces investigations vient du fait que ces noyaux doivent être observés à plus haut spin. Il faut donc une réaction créant ces noyaux très riches en neutrons, dans des états de spin important : une réaction de fission par exemple. L'utilisation d'un faisceau plus lourd permettrait d'apporter du moment angulaire supplémentaire. En revanche l'énergie supplémentaire apportée implique un nombre de neutrons évaporés plus importants, ce qui limite grandement la production d'isotopes aussi lourds. De plus, une telle expérience nécessite un dispositif expérimental mesurant les désexcitations promptes et idéalement, une identification du noyau, complémentaire à ses seules désexcitations γ.

4.3 Études des systématiques des isotopes de strontium riches en neutrons

Les isotopes de strontium riches en neutrons se situent dans une région de la carte des nucléides proche de celle des isotopes de ruthénium. Comme pour ces derniers, des changements de formes très importants sont attendus avec l'enrichissement en neutrons (voir figure 3.4). Cependant, quelques différences sont à noter. La zone de faibles déformations (quasi-sphériques) est large autour de N=50. Les isotopes de strontium au delà du ^{88}Sr sont donc attendus peu déformés, avant de basculer dans les fortes déformations pour les isotopes les plus riches.

Cette section étudie, dans cette série, la partie riche en neutrons dans son ensemble. Son objectif est de retranscrire les changements de formes observés expérimentalement.

4.3.1 Énergies d'excitation

Les énergies d'excitation des niveaux jusqu'aux 6^+ des bandes fondamentales des isotopes de strontium 88 à 100 sont présentées sur la figure 4.4. Les points rouges correspondent aux mesures réalisées lors de la campagne EXILL. Ils s'alignent parfaitement sur les points noirs, correspondant aux résultats évalués dans ENSDF.

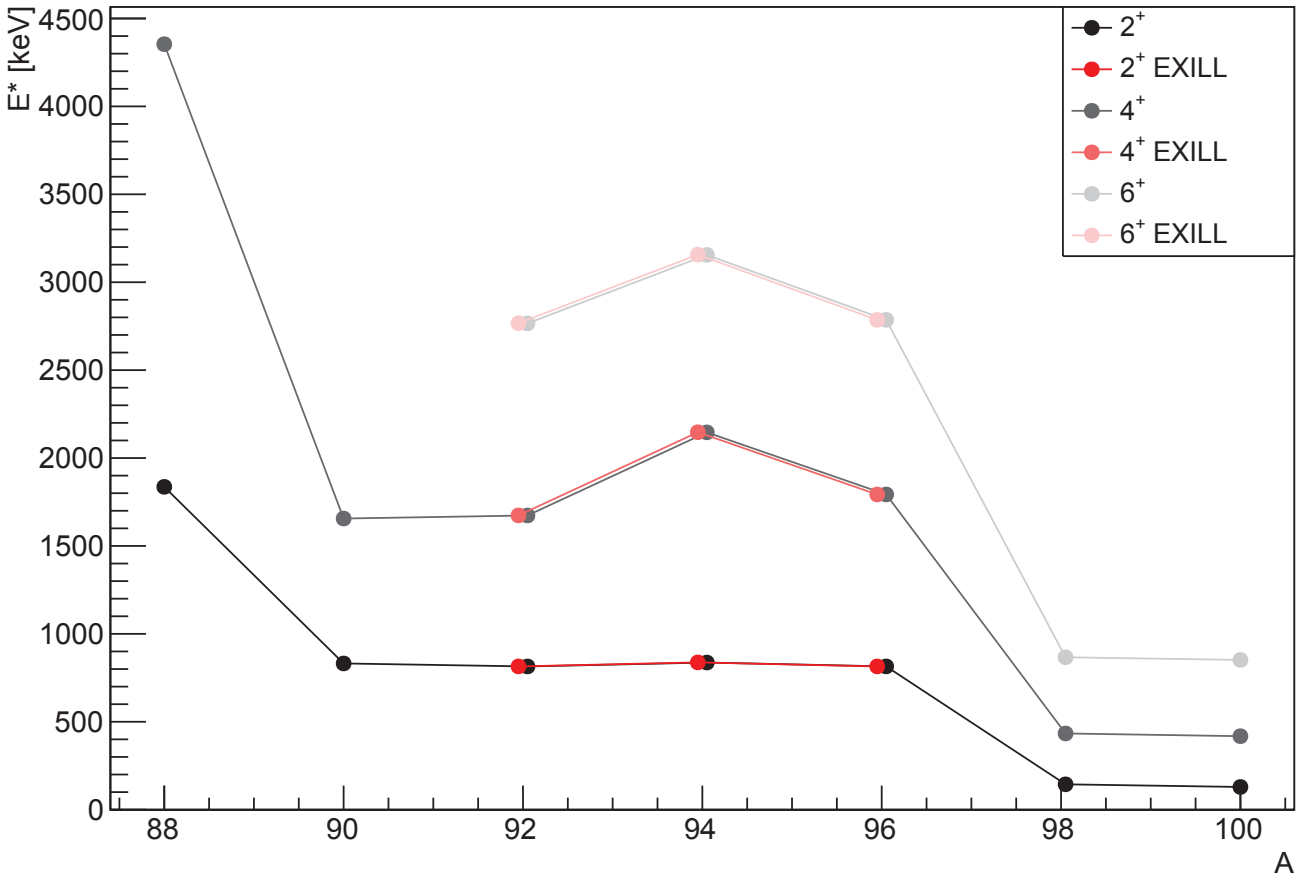


FIGURE 4.4 – Énergies d'excitation des niveaux des bandes fondamentales jusqu'aux 6^+, pour les isotopes ^{88}Sr à ^{100}Sr. Les labels noirs correspondent aux énergies évaluées dans [ENSDF, 1986], les points rouges aux valeurs mesurées durant la présente étude.

La figure présentée ici diffère de la figure 4.1 concernant les isotopes de ruthénium. Pour ces derniers, les bandes fondamentales sont des bandes collectives, montant haut en spin. Elles restent *yrast* (plus petite énergie d'excitation pour un spin donné) jusqu'à des valeurs importantes de spin. Ce n'est pas le cas ici. Les schémas de niveaux des isotopes de Sr sont connus jusqu'à des énergies d'excitation et des spins bien plus élevés que présentés ceux sur la figure 4.4. Cependant, les niveaux

identifiés comme faisant partie des bandes fondamentales ne dépassent pas les spins 4^+ pour les isotopes 88 et 90, et 6^+ pour les isotopes 92 à 96. Parmi ces niveaux excités, le 4^+ du ^{88}Sr et le 6^+ du ^{96}Sr ne sont pas *yrast*. Il existe dans le premier un niveau 4^- ayant une énergie inférieure et dans le deuxième une bande rotationnelle qui devient *yrast* à partir du niveau 6^+.

Sur la figure, 3 zones se distinguent. La première est composée de l'isotope 88. Elle se caractérise par des écarts d'énergie très importants (bien au-delà du MeV) entre les niveaux. La seconde est la zone intermédiaire, allant des isotopes 90 à 96. Les écarts en énergie y sont intermédiaires, avec un niveau 2^+ situé autour de 800 keV. Dans cette zone, les noyaux ont des caractéristiques qui semblent similaires, bien que le ^{94}Sr se distingue légèrement par l'énergie de son niveau 4_1^+. La dernière zone correspond aux deux isotopes les plus lourds (98 et 100). Elle est caractérisée par des écarts d'énergies faibles. Les caractéristiques principales de chacune des zones et les propriétés dont elles découlent sont détaillées dans les paragraphes suivants.

Les rapports d'énergies d'excitation entre les niveaux 4^+ et 2^+ ($R_{4/2}$) et 6^+ et 4^+ ($R_{6/4}$) des bandes fondamentales de chaque isotope sont présentés dans la table 4.2. L'absence de niveaux 6^+ pour les isotopes 88 et 90 ne permet pas d'obtenir de rapport $R_{6/4}$ pour ces noyaux. La sous-section 4.2.1 rappelle les valeurs théoriques de ces rapports pour des bandes rotationnelles et vibrationnelles pures. Ainsi une bande rotationnelle rigide pure est caractérisée par les valeurs $R_{4/2} = 3,33$ et $R_{6/4} = 2,1$. Les valeurs obtenues pour les isotopes 98 et 100 sont très proches de ces valeurs de référence. Pour une bande vibrationnelle pure, le rapport $R_{4/2}$ est distribué autour de 2,2. C'est le cas pour tous les autres isotopes présentés dans ce tableau.

	^{88}Sr	^{90}Sr	^{92}Sr	^{94}Sr	^{96}Sr	^{98}Sr	^{100}Sr
$R_{4/2}$	2,37	1,99	2,05	2,56	2,20	3,01	3,24
$R_{6/4}$	N/A	N/A	1,65	1,47	1,55	2.00	2,04

TABLE 4.2 – Rapports entre les énergies des niveaux de spins 4/2 ($R_{4/2}$) et 6/4 ($R_{6/4}$), de la bande fondamentale des isotopes de strontium pairs riches en neutrons.

Le ^{88}Sr possède un nombre de neutrons $N = 50$. C'est un des nombres magiques décrits dans le modèle en couches sphériques (voir la sous-section 1.3.2). De plus, ce noyau appartient à la vallée de stabilité. Ces deux propriétés font de lui un noyau sphérique. La mécanique quantique ne permet pas d'observer son excitation par rotation. Le fait que le noyau possède un nombre magique de neutrons signifie que l'énergie à fournir pour une excitation à particule individuelle est plus importante que pour la plupart des noyaux. Dans ce cas, les premiers états excités se situent à de hautes énergies d'excitation, comme c'est le cas ici.

Au-delà de l'isotope ^{88}Sr la couche neutronique, après le nombre magique N = 50, commence alors à se remplir. Le *gap* en énergie venant de l'excitation à particule individuelle n'est plus aussi

important que pour un nombre magique. Ce qui a pour effet de baisser l'énergie d'excitation des premiers niveaux excités. Cette dernière n'est plus que d'environ 800 keV à partir du ^{90}Sr à la place de la valeur supérieure à 1,5 MeV du ^{88}Sr. Les noyaux de cette zone intermédiaire sont très peu déformés [Mach et al., 1991], ce qui réduit les possibilités d'observation de rotation. Dans cette zone, pour le ^{94}Sr ($N = 56$), une couche intermédiaire (sous-couche) de neutrons de ferme. Cette fermeture a pour effet d'augmenter l'énergie du niveau 4^+.

La transition suivante a lieu entre $N = 58$ et $N = 60$ et est très brutale. Celle-ci survient d'une manière semblable à la transition précédente (entre $N = 50$ et $N = 52$). Elle correspondrait donc à la fermeture d'une couche ou d'une sous-couche neutronique. La transition précédente s'est produite entre une couche magique sphérique et une couche sphérique ou quasi-sphérique. La nouvelle transition survient après la fin du remplissage de cette dernière. La nouvelle couche à remplir donne une forte déformation au noyau. Celle-ci correspond à une élongation $\beta = 0{,}38$ pour le ^{98}Sr [Mach et al., 1989]. Les valeurs de β peuvent être obtenues de différentes manières. L'une d'elle consiste à déterminer la forme permettant d'obtenir les mêmes énergies de niveaux par calculs dans un modèle. Une autre est issue des calculs de probabilités de transitions, obtenues à partir des mesures des temps de vie des niveaux, des énergies et des facteurs de conversion des γ [Stelson and Grodżins, 1965]. La valeur fournie précédemment a été calculée avec la deuxième méthode. Avec le remplissage de cette sous-couche, les noyaux étant alors fortement déformés, la rotation est favorisée. À partir de l'isotope ^{98}Sr, les noyaux de la série montrent donc une bande rotationnelle formée sur l'état fondamental. Cette transition franche entre $N = 58$ et $N = 60$ dans la série des strontium a également été observée avec les moments quadrupolaires spectroscopiques Q_0. Ceux-ci ont été tirés de mesures de temps de vie de niveaux par [Smith et al., 2012]. Ces auteurs ont montrés une brusque augmentation de la valeur de Q_0 pour $N = 60$ or, Q_0 et le paramètre β sont liés et varient de la même manière. Pour [Clément et al., 2016], en se basant sur des arguments issus des probabilités de transitions réduites B(E2) et des moments quadrupolaires spectroscopiques, la transition entre le ^{96}Sr et le ^{98}Sr serait due à un échange entre la bande fondamentale, sphérique (A) et la bande excitée, déformée (B) de l'isotope 96, visibles sur la figure 3.23. Dans l'isotope 98, la seconde bande deviendrait la bande fondamentale alors que la première deviendrait une bande excitée.

Pour les isotopes 98 et 100, cette bande est très proche de celle d'un rotateur rigide, avec des valeurs $R_{4/2}$ et $R_{6/4}$ très proches de celles de référence (table 4.2). Pour vérifier cette propriété, il est possible de définir un moment d'inertie cinétique expérimental $\mathscr{J}^{(1)}$. Il s'obtient à partir des énergies des transitions mesurées E_γ [Greenlees et al., 2012] dans une bande par :

$$\mathscr{J}^{(1)}(I)/\hbar^2 = \frac{2I-1}{E_\gamma} \tag{4.3.1}$$

Il est représenté, sur la figure 4.5(a), en fonction de la fréquence de rotation, pour les isotopes 98 et

100. Les incertitudes sont de l'ordre de la dimension des symboles. Sur cette figure, à part pour le premier état du ^{98}Sr, le moment d'inertie expérimental évolue de manière linéaire avec la fréquence de rotation. Les variations de J^1 par rapport aux variationx de ω sont représentées sur la figure 4.5(b), en fonction du spin des états des bandes fondamentales des isotopes de strontium 98 et 100. En d'autres termes, il s'agit du coefficient directeur de la courbe, associé à chaque point de la figure 4.5(a). Sur cette figure, à l'exception du premier état du ^{98}Sr, ces coefficients varient très peu. Ceci indique que le noyau ne se déforme pas, même sous l'action de la force centrifuge. Un noyau déformable, soumis à cette force, va s'allonger. Une proportion plus importante de sa masse va s'éloigner de l'axe de rotation. Son moment d'inertie augmentera. Sa courbe en fonction de la fréquence de rotation décrira alors une augmentation quadratique. Ce n'est pas le cas ici, à l'exception du premier état excité du ^{98}Sr. Ce noyau se déforme donc entre cet état et les suivants. Á plus haute excitation, les deux noyaux sont des rotateurs fortement déformés mais rigides.

La superposition des deux courbes indique que les noyaux ont des moments d'inertie identiques. Malgré l'ajout d'une paire de neutrons, ces deux noyaux ont donc la même élongation.

4.4 Études systématiques dans le contexte de la région de masse

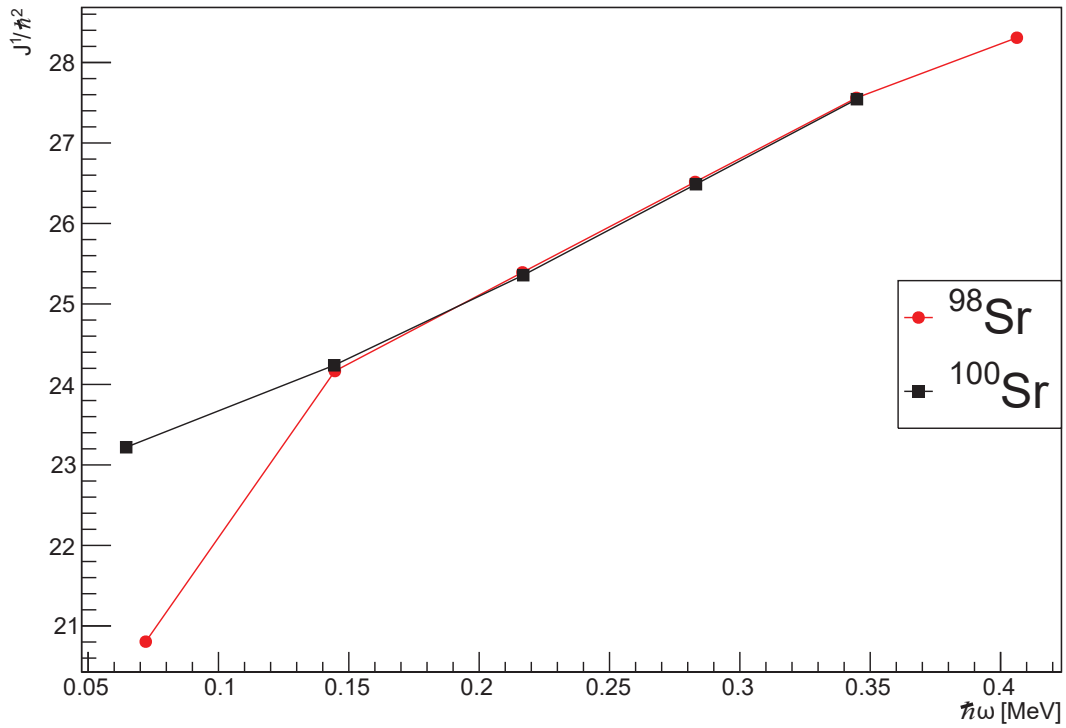
Les deux séries étudiées au cours de cette thèse montrent des comportements très différents. La transition brutale ayant lieu dans la série des strontium pour $N = 60$ ne se produit pas dans la série des ruthénium. Les modifications observées dans cette dernière sont continues. Leur fin se situe autour de $N = 64$ (à partir de l'isotope ^{108}Ru). Ces différences sont bien marquées, bien que les séries ne soient séparées que de 6 protons. Cette section montre comment les séries environnantes se comportent.

Les énergies d'excitation des niveaux jusqu'à 6^+ des bandes fondamentales des isotopes pairs-pairs, du krypton ($Z = 36$) au palladium ($Z = 46$) et ayant $N = 48$ à $N = 64$ sont présentées sur la figure 4.5. Pour toutes ces séries, l'effet de la fermeture de couche magique neutron $N = 50$ est visible. Elle se traduit invariablement par une augmentation des énergies d'excitation des niveaux 2^+ et 4^+ des noyaux considérés.

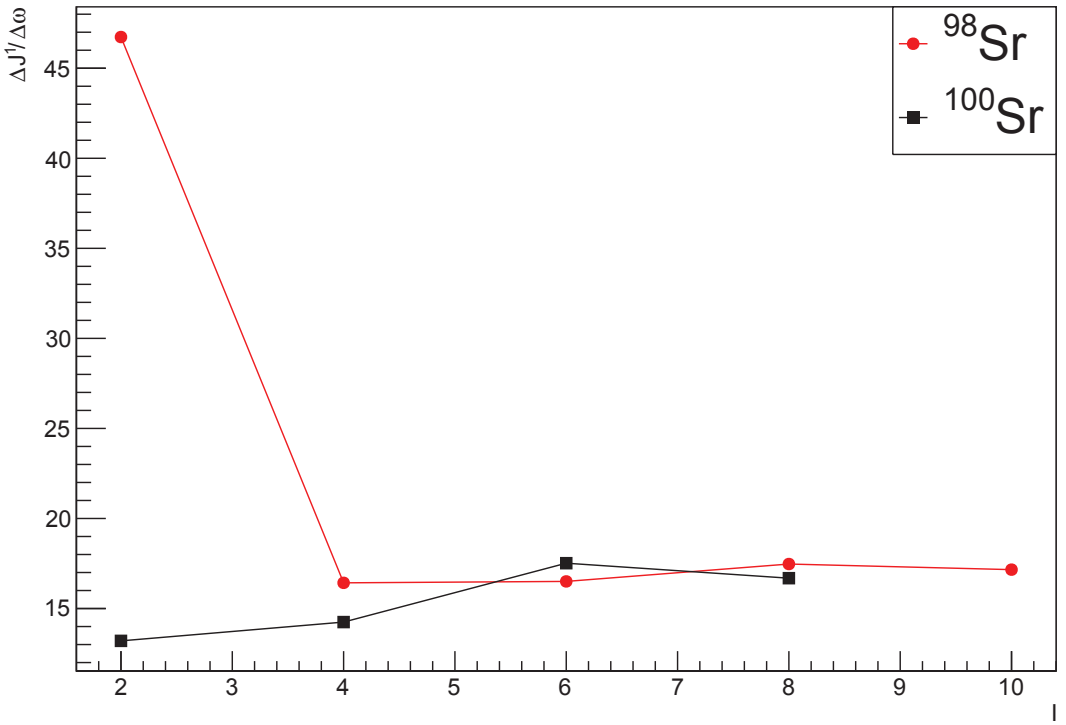
En ce qui concerne les isotopes de krypton, le graphique présenté ne suggère aucune autre transition. Cependant, les noyaux présentés, extrêmement riches en neutrons, sont mal connus. Les isotopes ayant $N = 62$ et 64 sont même inconnus en spectroscopie γ.

Les isotopes de strontium sont traités dans la section précédente.

Les isotopes de zirconium montrent un comportement se rapprochant de celui des strontium. En effet, la transition vers un comportement très collectif, ayant lieu pour $N = 60$, est très marquée

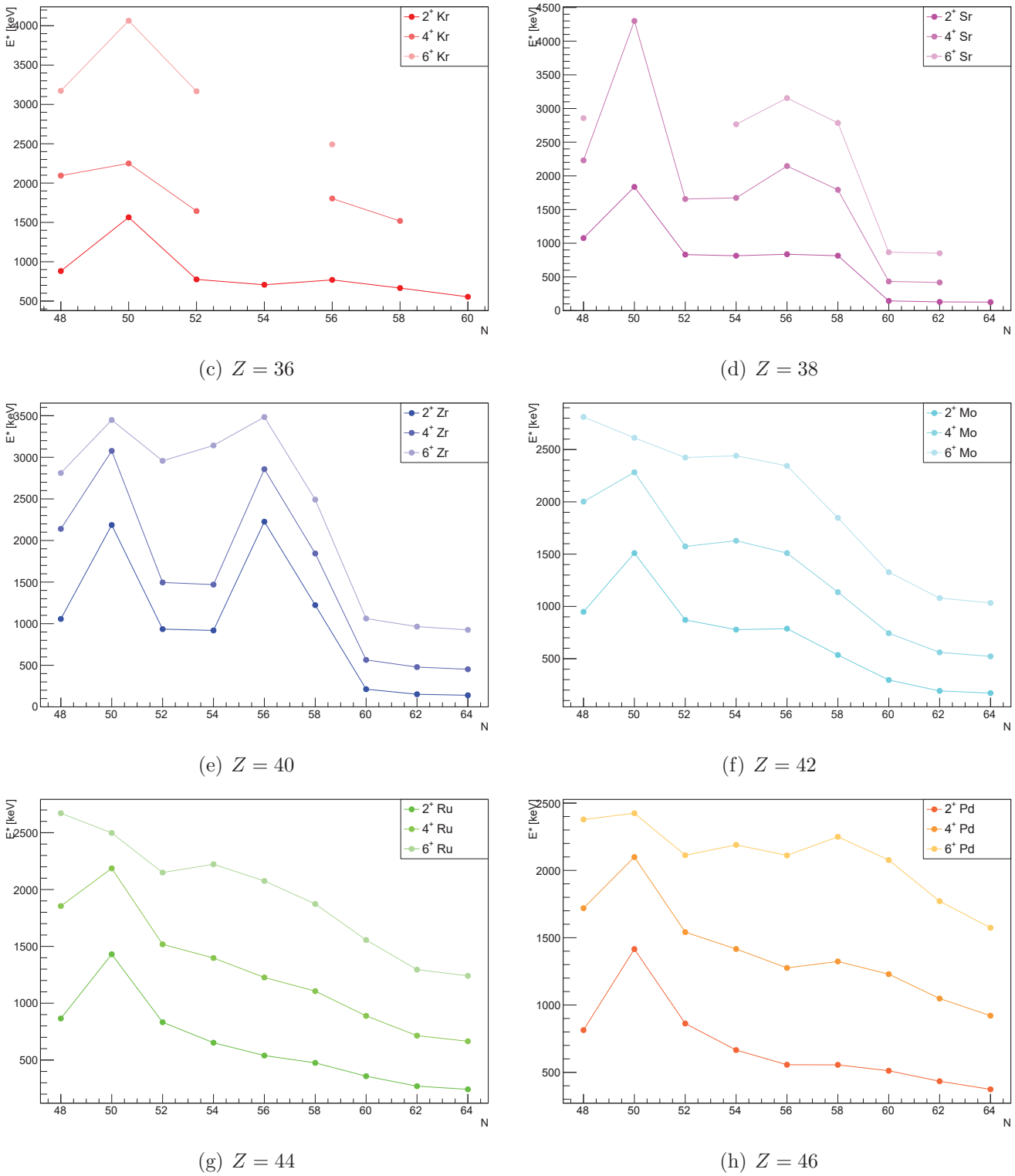


(a) Moments d'inertie cinétique expérimentaux des isotopes de strontium 98 et 100.



(b) Variations des moments d'inertie cinétique expérimentaux en fonction du spin des états des bandes fondamentales des isotopes de strontium 98 et 100.

dans cette série. Cependant, un autre changement apparaît. Pour $N = 56$ et dans une moindre mesure $N = 58$, une augmentation brusque des énergies des niveaux 2^+ est visible. Cette augmentation vient



(c) $Z = 36$ (d) $Z = 38$

(e) $Z = 40$ (f) $Z = 42$

(g) $Z = 44$ (h) $Z = 46$

FIGURE 4.5 – Énergies d'excitation des états 2^+ à 6^+ des bandes fondamentales des isotopes pairs-pairs de $N = 48$ à 64, des séries Kr (a), Sr (b), Zr (c), Mo (d), Ru (e) et Pd (f).

de la fermeture d'une sous-couche de neutrons. Le ^{96}Zr possède des nombres de neutrons et de protons correspondant aux fermetures de deux sous-couches [Bentley et al., 2016]. Cette propriété

lui donne un comportement proche de celui des noyaux magiques, bien que le *gap* en énergie soit moindre dans son cas. Comme précisé dans la sous section 4.3.1, la fermeture de la sous-couche de neutrons $N = 56$ est également visible dans la série des strontium, où elle se manifeste par une augmentation de l'énergie d'excitation du niveau 4_1^+ du ^{94}Sr.

Du molybdène au palladium, la transition à $N = 60$ n'est plus visible. Elle est remplacée par une diminution progressive des énergies d'excitation, avec l'enrichissement en neutrons à partir de $N = 52$. Cette diminution se termine autour de $N = 64$ pour les isotopes de ruthénium (voir 4.2.1). Elle semble s'infléchir entre $N = 62$ et $N = 64$ pour les isotopes de molybdène. En revanche, aucune inflexion n'est visible pour les isotopes de palladium. Si cette série suit la même logique que les 2 séries précédentes, l'inflexion doit avoir lieu pour des isotopes plus riches, autour de $N = 66$ ou 68.

Pour les 3 dernières séries, la contribution des excitations rotationnelles augmente lentement. Cela signifie que les déformations ayant lieu dans ces séries sont continues. En cela, elles s'opposent aux séries Sr et Zr pour lesquelles la déformation survient brutalement.

Ces propriétés démontrent l'importance de l'effet du nombre de protons sur les formes des noyaux. Bien que ces dernières soient dirigées par l'enrichissement en neutrons dans cette étude, pour un même nombre de neutrons, le comportement peut être drastiquement différent. Des effets venant du remplissage des couches de protons se font sentir. En effet, ce remplissage entraîne les changements brutaux observés dans les séries Sr et Zr. Ils se produisent alors même que ces couches ne sont pas magiques. Des calculs de modèle en couches ([Lhersonneau et al., 1990] et [Heyde et al., 1987]) montrent que l'interaction résiduelle entre protons et neutrons est modifiée dans cette région. Les propriétés multipolaires des couches π et ν entrainent une disparition du *gap* $\pi 2p_{1/2}$-$\pi 1g_{9/2}$ pour $N = 60$ et $Z = 38 - 40$. L'interaction de $\pi 1g_{9/2}$ et de $\nu h_{11/2}$ est à l'origine de la stabilisation de la déformation ([Urban et al., 2001]). Pour les séries Mo, Ru et Pd, les protons peuplent directement $\pi 1g_{9/2}$, la déformation est alors continue avec l'enrichissement en neutrons.

Le remplissage des couches intermédiaires de protons modifie la forme des couches de neutrons. À la place de couches se déformant progressivement, les neutrons sont bloqués d'abord sur une couche sphérique, puis sur une couche fortement déformée.

Certains des modèles basiques présentés au chapitre 1, comme le modèle en couches sphériques par exemple, présument que les neutrons et les protons sont indépendants. Cette hypothèse ne se vérifie donc pas dans la région étudiée dans ces lignes. Au contraire, l'influence des deux types de nucléons l'un sur l'autre est bien perceptible.

4.5 Conclusions

Dans ce chapitre, les déformations se produisant dans les isotopes pairs des séries Ru et Sr ont été étudiées.

Dans une première partie, les isotopes de ruthénium ont été étudiés. Ils s'allongent en s'enrichissant, jusqu'à l'isotope 108. Ils deviennent ensuite triaxiaux en gardant la même intensité de déformation. Puis cette intensité décroît. En plus de la déformation de leur niveau fondamental, ces noyaux montrent une certaine souplesse ou mollesse. En conséquence, lorsqu'ils sont mis en rotation, leurs formes changent. La distribution de leur masse s'éloigne graduellement du centre lorsque la fréquence de rotation augmente. Cette augmentation devient trop importante pour l'équilibre du noyau et un alignement d'une paire de nucléons avec la rotation du cœur se produit. Cette cassure stabilise le noyau vis-à-vis de la rotation.

Dans une seconde partie, ce sont les isotopes de strontium qui ont été étudiés. Ces isotopes montrent des propriétés singulièrement différentes de celles des isotopes de ruthénium. À la place d'une déformation continue, ce sont des transitions franches qui ont lieu. La première intervient lors de la fermeture de la couche magique de neutron $N = 50$. Pour exciter l'isotope concerné (^{88}Sr), une grand quantité d'énergie est nécessaire (supérieure à 1 MeV). Le type d'excitation, à particule individuelle, mis en jeu pour ces isotopes, indique que les modes collectifs comme la rotation sont interdits, ou a minima très peu probables. Ces noyaux sont donc sphériques ou presque. La deuxième transition intervient pour $N = 60$. À partir de cette limite, le mode d'excitation principal des bandes fondamentales des noyaux devient la rotation. Les faibles énergies mises en jeu prouvent que ces noyaux sont très fortement allongés.

Dans une dernière partie, l'étude a été approfondie en prenant en considération les séries entourant celles précédemment étudiées. Elles mettent en lumière le rôle du nombre de protons dans les changements observés. Ainsi, la série des strontium n'est pas un cas isolé puisque la série des zirconium, séparée de 2 protons, montre le même comportement. En revanche, ni la série ayant 2 protons de moins, ni celle ayant 2 protons de plus que ces deux-là ne se comportent de manière semblable. Leur comportement est donc directement lié à $Z = 38$ et $Z = 40$. Ces nombres correspondent à des fermetures de couches intermédiaires. Quant aux 3 séries les plus riches en protons, elles montrent un comportement commun. Dans leurs cas, la déformation est continue avec l'enrichissement.

Cette étude a été réalisée sur les isotopes pairs de séries ayant un Z pair également. Elle est une première étape pour une étude plus globale de la déformation des noyaux dans cette région. Elle peut être généralisée en incluant également les isotopes impairs de ces séries. L'influence du neutron célibataire sur la déformation dans les isotopes impairs, ainsi que celle de la déformation sur les niveaux d'énergie accessibles à ces isotopes enrichiraient cette étude. Le nombre de protons semble jouer un rôle important dans l'évolution de la déformation. Cette dernière pourrait également être

étudiée dans les séries ayant un nombre de protons impair dans la région.

Conclusions et perspectives

Ce manuscrit présente une étude des formes de noyaux riches en neutrons de deux séries isotopiques. Plus précisément, les éléments concernés sont le ruthénium ($Z = 44$) et le strontium ($Z = 38$). Pour produire des isotopes de ces éléments riches en neutrons, la réaction utilisée est celle de la fission d'actinide induite par neutrons froids. Lors de la campagne de mesures réalisées avec le multidétecteur EXOGAM à l'Institut Laue-Langevin (expériences EXILL), les désexcitations de diverses réactions impliquant des neutrons froids ont été enregistrées. Parmi l'ensemble de ces mesures, ce manuscrit décrit des analyses effectuées sur la fission d'une cible de ^{241}Pu.

Les diverses étapes de la pré-analyse de cette expérience sont décrites. Elles prennent en compte les calibrations en temps et en énergie ainsi que la vérification de la stabilité des détecteurs au cours du temps, cette mesure ayant duré 16 jours. La sommation de l'ensemble des données récoltées sur cette période est nécessaire pour permettre l'accès à des sections efficaces de production faibles (de l'ordre de 10^{-4} par fission). Un des buts de cette expérience était l'observation par spectroscopie γ de noyaux pas ou peu connus dont le taux de production serait de cet ordre de grandeur.

Les données pré-analysées ont été mises en forme pour l'analyse. Un nouvel algorithme de reconstruction des événements a été utilisé pour cette étude. L'influence de cet algorithme sur l'analyse des données reste à effectuer. Plus précisement, une étude comparative des résultats expérimentaux obtenus avec cet algorithme et avec un algorithme plus traditionnel peut être réalisée. De plus, l'influence du choix de l'ouverture en temps dans cet algorithme reste également à étudier. Ces travaux font parties des perspectives à l'étude présentée dans ce manuscrit.

Une première étude indique qu'une pré-sélection des événements de multiplicité plus haute permet d'augmenter la proportion d'événements de fission dans les données analysées. Les désexcitations suivant une production par décroissance β des isotopes de ruthénium et de strontium d'intérêt ont longtemps été étudiées avec des dispositifs dédiés. Celles-ci sont donc bien connues. Plus récemment, ces isotopes ont été étudiés après production par fissions spontanées. Ces études ont permis d'observer des bandes collectives, issues du comportement de noyaux déformés. L'étude menée ici porte sur les désexcitations de ces isotopes produits par fissions induites par neutrons. Une pré-sélection des événements de multiplicité supérieure à 3 est effectuée, de manière à avoir un taux important d'événements de fission et une statistique disponible suffisante pour une analyse des

coïncidences γ-γ-γ.

Les isotopes ^{108}Ru à ^{114}Ru ont pu être observés. L'isotope 115, dont un seul γ de désexcitation était connu au début de ce travail, n'a pas été observé. Aucune nouvelle transition n'a pu être observée pour les isotopes 108 à 114 et aucun désaccord avec leurs derniers schémas de niveaux publiés n'a été constaté.

Pour le strontium, les isotopes 92 à 96 ont pu être observés. Pour ces isotopes, les structures précédemment étudiées après production par fission de différents isotopes, ont également été observées lors de cette expérience. Pour la plupart des bandes, les résultats obtenus atteignent une proportion importante de ce qui était connu. Une nouvelle transition de 341 keV est même proposée pour le ^{94}Sr, mais elle n'a pas pu être caractérisée. Une place dans le schéma de niveau est tout de même avancée.

Les résultats obtenus lors de l'analyse de l'expérience EXILL de fission du ^{241}Pu n'ont donc pas permis d'apporter de nouveaux éléments pour l'étude des changements de forme dans ces deux séries isotopiques. Celà, bien que la proposition d'expérience ait été réalisée en partie dans ce but. Ces résultats montrent des différences importantes entre ce qui semblait réalisable et ce qui l'a été. Les causes de ces différences restent à analyser. Des simulations les plus réalistes et complètes pourraient jouer un rôle dans la préparation d'expériences de l'importance d'EXILL. En particulier, elles pourraient permettre une analyse des difficultés possibles lors de l'analyse en amont des expériences ou aider à la détermination de leurs buts.

Les résultats obtenus pour ces isotopes sont néanmoins replacés dans le contexte des résultats disponibles dans la partie riche en neutrons de ces séries isotopiques.

Cette étude met en évidence une modification continue de la forme des isotopes de ruthénium. Les isotopes s'allongent avec l'enrichissement jusqu'à l'isotope 108. L'élongation se stabilise jusqu'à l'isotope 112, puis diminue avec l'enrichissement en neutrons. Pendant la stabilisation de l'élongation, ces noyaux passent de mous suivant la déformation γ (pour les plus légers) à triaxiaux rigides (pour les plus lourds) autour de l'isotope 110.

L'étude des moments d'inertie des niveaux de la bande fondamentale de ce noyau met en évidence la présence d'un *backbending* ou d'un *upbending* autour de $\hbar\omega = 0,35$. Cet effet a été interprété comme l'alignement d'une paire de neutrons de l'orbitale $\nu h_{11/2}$. Un deuxième *backbending* a été prédit à plus haut spin, pour l'alignement d'une paire de protons $\pi g_{9/2}$. Un second rebroussement observé dans l'isotope 112 est candidat pour cet alignement. Cependant il est également prédit pour d'autres isotopes de la série.

L'orbitale $\nu h_{11/2}$ revêt une importance toute particulière dans la région, puisqu'en plus du

backbending observé dans les isotopes de ruthénium, elle permet d'expliquer une part importante des excitations dans les isotopes de strontium vers N = 50-60. Ceux-ci sont sphériques dans leur état fondamental et ce sont les excitations de particules individuelles qui dominent. La promotion de neutrons sur l'orbitale $\nu h_{11/2}$ permet de reproduire une part importante des niveaux dans le modèle *Cranked Shell Model*.

Dans cette série isotopique, plusieurs formes coexistent. La présence d'une bande rotationnelle à plus haute énergie d'excitation est la signature de l'existence de déformation dans le noyau. Cette déformation est due à la promotion de neutrons dans la couche déformée $\nu h_{11/2}$. Le remplissage de cette couche avec l'enrichissement apporte une déformation du niveau fondamental. Elle a lieu pour $N = 60$. Après cette transition, les isotopes montrent un comportement rotationnel pour leur bande fondamentale. Les isotopes 98 et 100 ont même des moments d'inerties cinétiques identiques pour les premiers niveaux de cette bande.

Les deux séries isotopiques étudiées sont replacées dans le contexte des éléments les entourant. Les énergies d'excitation des premiers états des bandes fondamentales des isotopes $Z = 36$ à 46 et $N = 48$ à 64 ont été tracées pour cette région. Elles montrent l'importance du nombre magique $N = 50$ dans la région. Quel que soit leur comportement avant cette valeur, les énergies des niveaux sont bien plus importantes avec ce nombre de neutrons. L'ensemble des séries isotopiques montre un changement en $N = 52$ et $N = 64$. Ce changement est soit progressif, comme c'est le cas dans la plupart des séries et en particulier dans celle des ruthénium, soit brutal à $N = 60$, pour les strontium et zirconium. Ces excitations montrent donc également l'importance des couches intermédiaires (non magiques sphériques) de nucléons, comme celle à $N = 60$. L'importance de la déformation impliquée par cette couche est elle-même dépendante des couches intermédiaires de protons. La transition n'est brutale que pour $Z = 38$ et $Z = 40$. Une généralisation de cette étude incluant les isotopes impairs et les séries ayant un Z impair dans la région peut être réalisée pour déterminer l'influence des nucléons célibataires sur la déformation, ou de la déformation sur les états accessibles. Cette généralisation permettrait, par exemple, de déterminer si les couches impliquées dans les changements brutaux de déformation donnent ce caractère dès qu'elles sont mises à contribution (Z impairs) ou uniquement lorsqu'elles sont peuplées d'une paire de nucléons.

Bien que les résultats expérimentaux n'aient pas permis d'enrichir l'étude des changements de forme dans les deux séries Sr et Ru, celle-ci montre à quel point la région riche en neutrons autour de $Z = 42$ est fructueuse en termes de changement de formes, avec l'enrichissement et avec l'énergie d'excitation. Les déformations prédites pour les noyaux ont pu être observées. Les observations des isotopes plus riches confirmeront-elles les prédictions les concernant ? Un second *backbending* est-il présent dans les isotopes de ruthénium étudiés ? Si oui, est-il en accord avec l'alignement prédit d'une paire de protons ? Telles sont les questions, parmi d'autres, auxquelles les expériences futures à mener

dans la région doivent répondre.

Les améliorations techniques en cours ces dernières années permettent d'espérer atteindre ces nouveaux buts. L'accès à de nouveaux faisceaux, plus radioactifs et/ou plus lourds et/ou plus intenses permet d'envisager de nouvelles réactions pour produire les noyaux d'intérêt. L'utilisation d'un faisceau d'ions permettrait d'apporter du moment angulaire lors de la réaction initiale et d'accéder à des niveaux plus élevés en spin. Cela est nécessaire pour permettre l'observation attendue dans les ruthénium. La meilleure reconstruction Doppler apportée par le nouveau détecteur en germanium AGATA, basé sur la technique de reconstruction du parcours γ (ou *tracking* γ), permet d'effectuer des réactions en cinématique inverse. Utilisant AGATA, couplé au spectromètre de grande acceptance VAMOS, des expériences de fusion-fission peuplant la région d'intérêt semblent prometteuses. L'ILL se dote d'un dispositif (FIPPS) couplant également la spectroscopie de γ-prompts à une identification en masse des éléments produits. L'ajout de ce type de détecteur, donnant une information complémentaire sur la réaction (l'identification d'un élément produit, une signature particulière pour un événement de fission ou de décroissance ...) permettra de réduire considérablement le bruit autour des événements d'intérêts.

Toutes ces améliorations permettront d'obtenir toujours plus d'informations sur les noyaux. Ces informations sont autant d'indices précieux pour avancer dans notre compréhension du noyau et pour, un jour, en avoir une connaissance suffisamment profonde pour le modéliser intégralement.

Avant d'arriver à ce modèle unique et unificateur, les informations obtenues spécifiquement sur les noyaux riches en neutrons permettent d'enrichir notre compréhension d'autres phénomènes. Elles permettent en particulier de poser des contraintes sur la nucléosynthèse d'éléments lourds par processus-r. De plus, les spectres γ émis par les produits de fission, et/ou la structure de leur schéma de niveaux peuvent être utilisés pour raffiner les modèles calculant les chaleurs résiduelles issues des photons dans les coeurs de réacteurs nucléaires.

Bibliographie

[Abele et al., 2006] Abele, H., Dubbers, D., Häse, H., Klein, M., Knöpfler, A., Kreuz, M., Laue, T., Märkisch, B., Mund, D., Nesvizhevsky, V., Petoukhov, A., Schmidt, C., Schumann, M., and Soldner, T. (2006). Characterization of a ballistic supermirror neutron guide. *Nuclear Instrument and Method*, A(562).

[Achterberg et al., 1974] Achterberg, E., Iglesias, F., Jech, A., Moragues, J., Otero, D., Pérez, M., Proto, A., Rossi, J., and Scheuer, W. (1974). Levels of ^{93}Rb, ^{93}Sr, and ^{93}Y fed in the decays of ^{93}Kr, ^{93}Rb, and ^{93}Sr. *Physical Review C*, 10(6).

[AGATA Data Analysis Team, 2009] AGATA Data Analysis Team (2009). `agata.in2p3.fr/doc/GwUserGuide.pdf`. Technical report, IN2P3-IPNL and IN2P3-CSNSM and CEA-Saclay and LNL and Uppsala.

[Alquist et al., 1980] Alquist, L., Wollnik, H., Jung, G., Pfeiffer, B., Hungerford, P., Scott, S., and Hamilton, W. (1980). Gamma-gamma angular correlations of transitions in ^{92}Sr. *Nuclear Physics A*, 338.

[Alvarez, 2006] Alvarez, R. (2006). The Performances of the Gamma Array GASP. Technical report, Laboratori Nazionali di Legnaro - Instituto Nazionale du Fisica Nucleare.

[Amiel et al., 1972] Amiel, S., Feldstein, H., Oron, M., and Yellin, E. (1972). Identification of ^{94}Kr and ^{143}Xe, and measurement of γ-ray spectra and half-lives of nuclides in the mass chains 93, 94 and 143. *Physical Review C*, 5(1).

[Amouroux, 2014] Amouroux, C. (2014). *Mesure des rendements de fission de l'Am-242 auprès du spectromètre Lohengrin (réacteur ILL) & Amélioration et validation du code semi-empirique GEF*. PhD thesis, Université Paris-Sud.

[Arima and Iachello, 1975] Arima, A. and Iachello, F. (1975). Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group. *Physical Review Letters*, 35(16).

[Astier, 2014] Astier, A. (2014). communication privée.

[Aystö et al., 1990] Aystö, J., Jauho, P., Janas, Z., Jokinen, A., Parmonen, J., Penttilä, H., taskinen, P., Béraud, R., Duffait, R., Emsallem, A., Meyer, J., Meyer, M., Redon, N., Leino, M., Eskola, K., and Dendooven, P. (1990). Collective structure of the neutron-rich nuclei, ^{110}Ru and ^{112}Ru. *Nuclear Physics*, A(515).

[Bailleul et al., 1975] Bailleul, G., Bocquet, J., Schrader, H., Stippler, R., Pfeiffer, B., Asghar, M., Chauvin, C., Gautheron, J., Greif, J., Siegert, G., Armbruster, P., Ewald, H., Blachot, J., Monnand, E., and Schussler, F. (1975). Gamma-ray spectroscopy of short-lived fission products using the recoil separator "Lohengrin". *Zeitschrift für Physik A*, 273.

[Bass, 1980] Bass, R. (1980). *Nuclear Reactions with Heavy Ions*. Springler-Verlag Berlin Heidelberg New York.

[Beausang et al., 1995] Beausang, C., Prevost, D., Bergstrom, M., De France, G., Haas, B., Lisle, J., Theisen, C., Timár, J., Twin, P., and Wilson, J. (1995). Using high-fold data from the new generation of γ-ray detector arrays. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A*, 364.

[Becquerel, 1896] Becquerel, H. (1896). Notes de H. Becquerel. Technical report, Académie des sciences. Compte rendu.

[Bengtsson and Frauendorf, 1979] Bengtsson, R. and Frauendorf, S. (1979). Quasiparticle spectra near the *yrast* line. *Nuclear Physcis*, A(327).

[Bennaceur, 2012] Bennaceur, K. (2012). Structure Nucléaire avancée. Technical report, Université Claude Bernard Lyon1. `http://www.ipnl.in2p3.fr/perso/bennaceur/`.

[Bentley et al., 2016] Bentley, I., Colón Rodrígez, Y., Cunningham, S., and Aprahamian, A. (2016). Shell structure from nuclear observables. *arXiv*, 1604.08143v1.

[Berger, 1991] Berger, J. (1991). Approches de champ moyen et au dela. In *École Joliot-Curie de physique nucléaire 1991*, pages 33–116. Editions de physique.

[Bethe and Bacher, 1936] Bethe, H. and Bacher, R. (1936). Nuclear Physics A. Stationary states of nuclei. *Reviews of Modern Physics*, 8.

[Bischof and Talbert, 1977] Bischof, C. and Talbert, W. (1977). Gamma-ray decay schemes for ^{93}Kr, ^{93}Rb, and ^{93}Sr. *Physical Review C*, 15(3).

[Blanc et al., 2013a] Blanc, A., De France, G., Drouet, F., Jentschel, M., Köster, U., Mancuso, C., Mutti, P., Régis, J., Simpson, G., Soldner, T., Ur, C., Urban, W., and Vancraeyenset, A. (2013a). Spectroscopy of neutron rich nuclei using cold neutron induced fission of actinide targets at the ILL : The EXILL campaign. *European Physical Journal Web of Conferences*, 62(01001).

[Blanc et al., 2013b] Blanc, A., Goc, Y. L., and Stezowski, O. (2013b). Data Pre-Processing using ROOT. Technical report, Institut Laue-Langevin.

[Bogolyubov, 1959] Bogolyubov, N. (1959). The compensation principle and the self-consistent field method. *Soviet Physics Uspekhi*, 67(2).

[Bohr and Mottelson, 1998] Bohr, A. and Mottelson, B. (1998). *Nuclear structure Volume II : Nuclear Deformations*. Worls Scientific.

[Bohr, 1936] Bohr, N. (1936). Neutron Capture and Nuclear Constitution. *Nature*, 137.

[Brissot et al., 1975] Brissot, R., Schussler, F., Monnand, E., and Moussa, A. (1975). Niveaux de ^{93}Rb et ^{93}Sr alimentés dans les désintégrations β de ^{93}Kr et ^{93}Rb. *Nuclear Physics A*, 238.

[Brun, 1994] Brun, R. (1994). `https://root.cern.ch/drupal`. Technical report, Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.

[Buforn, 2001] Buforn, N. (2001). *Force de Coriolis et déformation nucléaire : résultats dans les isotopes de cadmium et de plomb avec le multidétecteur γ EUROBALL*. PhD thesis, Université Claude Bernard Lyon-1.

[Bussac and Reuss, 1978] Bussac, J. and Reuss, P. (1978). *Traité de neutronique. Physique et calcul des réacteurs nucléaires avec application aux réacteurs à eau pressurisée et aux réacteurs à neutrons rapides*. HERMANN.

[Butler-Moore et al., 1995] Butler-Moore, K., Aryaeinejad, R., Cole, J., Dardenne, Y., Greenwood, R., Hamilton, J., Ramayya, A., Ma, W.-C., Babu, B., Rasmussen, J., Stoyer, M., Chu, S., Gregorich, K., Mohar, M., Asztalus, S., Prussin, S., Moody, K., Lougheed, R., and Wild, J. (1995). Evidence of unique-parity band structure in neutron-rich odd-A *Ru* isotopes. *Physical review C*, 52(3).

[Chadwick, 1932] Chadwick, J. (1932). Possible existence of a neutron. *Nature*, 129(3252).

[Che et al., 2004] Che, X.-L., Zhu, S.-J., Hamilton, J., Ramayya, A., Hwang, J., U, Y.-N., Li, M.-L., Zheng, R.-C., Lee, I., Rasmussen, J., Luo, Y., and Ma, W. (2004). High-spin structure in neutron-rich ^{108}Ru nucleus. *Chinese Physics Letters*, 21(10).

[Cheifetz et al., 1970] Cheifetz, E., Jared, R., Thompson, S., and Wilhelmy, J. (1970). Experimental information concerning deformation of neutron rich nuclei in the A $\sim$ 100 region. *Physical Review Letters*, 25(1).

[Chelet, 2006] Chelet, Y. (2006). *La radioactivité*. NucléoN.

[Clement, 2013] Clement, E. (2013). First EXILL Meeting presentation. Technical report, GANIL.

[Clément et al., 2016] Clément, E., Zielińska, M., Görgen, A., Korten, W., Péru, S., Libert, J., Goutte, H., Hilaire, S., Bastin, B., Bauer, C., Blazhev, A., Bree, N., Bruyneel, B., Butler, P., Butterworth, J., Delahaye, P., Dijon, A., Doherty, D., Ekström, A., Fitzpatrick, C., Fransen, C., Georgiev, G., Gernhäuser, R., Hess, H., Iwanicki, J., Jenkins, D., Larsen, A., Ljungvall, J., Lutter, R., Marley, P., Moschner, K., Napiorkowski, P., Pakarinen, J., Petts, A., Reiter, P., Renstrøm, T., Seidlitz, M., Siebeck, B., Siem, S., Sotty, C., Srebrny, J., Stefanescu, I., Tveten, G., Van de Walle, J., Vermeulen, M., Voulot, D., Warr, N., Wenander, F., Wiens, A., Witte, H. D., and Wrzosek-Lipska, K. (2016). Spectroscopic Quadrupole Moments in $^{96,98}Sr$: Evidence for Shape Coexistence in Neutron-Rich Strontium Isotopes at $N = 60$. *Physical Review Letters*, 116(022701).

[Curie et al., 1898] Curie, P., Curie, M., and Bémont, G. (1898). Sur une nouvelle substance fortement radio-active contenue dans la penchblende. Technical report, Académie des sciences. Compte rendu.

[Dalton, 1808] Dalton, J. (1808). *A new system of chemical philosophy*. William Dawson & Sons.

[Davydov and Filippov, 1958] Davydov, A. and Filippov, G. (1958). Rotational states in even atomic nuclei. *Nuclear Physics*, 8.

[De France, 2016] De France, G. (2016). communication privée.

[De France et al., 1999] De France, G., Ropert, J., Clement, E., Ménager, L., and Bigotte, P. (1999). `http://pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/detectors/exogam/exogam-detectors`. Technical report, Grand Accélérateur National d'Ions Lourds.

[Delaroche et al., 2010] Delaroche, J.-P., Girod, M., Libert, J., Goutte, H., Hilaire, S., Péru, S., Pillet, N., and Bertsch, G. (2010). Structure of even-even nuclei using a mapped collective Hamiltonian and the D1S Gogny interaction. *Physical Review C*, 81(014303).

[Deloncle et al., 2000] Deloncle, I., Bauchet, A., Porquet, M.-G., Girod, M., Péru, S., Delaroche, J.-P., Wilson, A., Gall, B., Hoellinger, F., Schulz, N., Gueorguieva, E., Minkova, A., Kutsarova, T., Venkova, T., Duprat, J., Sergolle, H., Gautherin, C., Lucas, R., Astier, A., Buforn, N., Meyer, M., Perriès, S., and Redon, N. (2000). High-spin structure of the neutron-rich $^{104,106,108}_{44}$Ru isotopes : γ-vibrational bands and two-quasiparticle excitations. *European Physical Journal*, A(8).

[Duchêne et al., 1999] Duchêne, G., Beck, F., Twin, P., De France, G., Curien, D., Han, L., Beausang, C., Bentley, M., Nolan, P., and Simpson, J. (1999). The Clover : a new generation of composite *Ge* detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 432.

[Elliott, 1985] Elliott, J. (1985). The interacting boson model of nuclear structure. *Reports on Progress in Physics*, 48(2).

[England and Rider, 1993] England, T. R. and Rider, B. F. (1993). LA-UR-94-3106 ENDF-349 Evaluation and Compilation of Fission Product Yields 1993. Technical report, Los Alamos National Laboratory.

[ENSDF, 1986] ENSDF (1986). `http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/`. Technical report, Brookhaven National Laboratory.

[Ericson, 1958] Ericson, T. (1958). Level density of degenerate Fermi systems. *Nuclear Physics*, 8.

[Firestone et al., 1996] Firestone, R., Shirley, V., Baglin, C., Chu, S., and Zipkin, J. (1996). *Table of isotopes*, volume 2. John Wiley & Sons, 8 edition.

[Fotiades et al., 2000] Fotiades, N., Cizewski, J., Ding, K., Krücken, R., Becker, J., Bernstein, L., Hauschild, K., McNabb, D., Younes, W., Fallon, P., Lee, I., and Macchiavelli, A. (2000). High-spin studies of fission products in Fusion-Evaporation reactions. *Physica Scripta*, T88.

[Frauendorf and Meng, 1997] Frauendorf, S. and Meng, J. (1997). Titled rotation of triaxial nuclei. *Nuclear Physics A*, 617.

[Graefenstedt et al., 1989] Graefenstedt, M., Jürgens, P., Keyser, U., Münnich, F., Schreiber, F., Balog, K., Winkelmann, T., and Faust, H. (1989). Experimental beta-decay energies of very neutron-rich fission products with $107 \leqslant A \leqslant 109$. *Zeitschrift für physik A - Atomic Nuclei*, 334.

[Greenlees et al., 2012] Greenlees, P., Rubert, J., Piot, J., Gall, B., Andersson, L., Asai, M., Cox, D., Dechery, F., Dorvaux, O., Grahn, T., Hauschild, K., Henning, G., Herzan, A., Hezberg, R.-D., Heßberger, F., Jakobsson, U., Jones, P., Julin, R., Juutinen, S., Ketelhut, S., Khoo, T.-L., Leino, M., Ljungvall, J., Lopez-Martens, A., Lozeva, R., Nieminen, P., Pakarinen, J., Papadakis, P., Parr, E., Peura, P., Rahkila, P., Rinta-Antila, S., Ruotsalainen, P., Sandzelius, M., Sarén, J., Scholey, C., Seweryniak, D., Sorri, J., Sulignano, B., Theisen, C., Uusitalo, J., and Venhart, M. (2012). Shell-structure and pairing interaction in superheavy nuclei : rotational properties of the $Z = 104$ Nucleus ^{256}Rf. *Physical Review Letters*, 109 :012501.

[Greenwood and Chrien, 1980] Greenwood, R. and Chrien, R. (1980). Neutron mass : Measurement of the ^{1}H(n,γ)^{2}H γ ray and revised values for selected neutron binding energies. *Physical Review C*, 21(2).

[Gunther et al., 1975] Gunther, H., Siegert, G., Wünsch, K., and Wollnik, H. (1975). Gamma-ray energies of short-lived Rb, Sr, and Y isotopes indicating delayed neutron emission to excited states. *Nuclear Physics A*, 242 :56–61.

[Haenni et al., 1986] Haenni, D., Dejbakhsh, H., Schmitt, R., and Mouchaty, G. (1986). Evidence for $h_{11/2}$ neutron alignment in band crossings for the transitional mass 100 nuclei. *Physical Review C*, 33(4).

[Hamilton et al., 1995] Hamilton, J., Ramayya, A., Zhu, S., Ter-Akopian, G., Oganessian, Y., Cole, J., Rasmussen, J., and Stoyer, M. (1995). New insights from studies of spontaneous fission with large detector arrays. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 35.

[Harris, 1965] Harris, S. (1965). Higher order corrections to the cranking model. *Physical Review*, 138(3B).

[Haxel et al., 1950] Haxel, O., Jensen, J., and Suess, H. (1950). Modellmäßige Deutung der ausgezeichneten Nukleonenzahlen im Kernbau. *Zeitschrift für Physik*, Bd. 128.

[Heyde et al., 1987] Heyde, K., Jolie, J., Moreau, J., Ryckebusch, J., Waroquier, M., Duppen, P. V., Huyse, M., and Wood, J. (1987). A shell-model description of 0^+ intruder states in even-even nuclei. *Nuclear Physics*, A(466).

[Hilaire and Girod, 2007] Hilaire, S. and Girod, M. (2007). Large-scale mean-field calculations from proton to neutron drip lines using the D1S Gogny force. *European Physical Journal*, A(33).

[Hilaire and Girod, 2012] Hilaire, S. and Girod, M. (2012). `http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire.htm`. Technical report, Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives.

[Hopkins et al., 1973] Hopkins, F., White, J., Moore, C., and Richard, P. (1973). Gamma cascade in ^{252}Cf spontaneous fission fragments. *Physical Review C*, 8(1).

[Hua et al., 2003] Hua, H., Wu, C., Cline, D., Hayes, A., Teng, R., Clark, R., Fallon, P., Goergen, A., Machiavelli, A., and Vetter, K. (2003). The sudden onset of the band crossing for the aligned $\pi g_{9/2}$ orbitals : a possible transition of a triaxial shape from prolate to oblate ? *Physics Letters B*, 562.

[Hwang et al., 2012] Hwang, J., Hamilton, J., Ramayya, A., Brewer, N., Wang, E., Luo, Y., and Zhu, S. (2012). Search for two-phonon octupole vibrational bands in $^{88,89,92,93,94,96}Sr$ and $^{95,96,97,98}Zr$. *International Journal of Modern Physics E*, 21(9).

[Hwang et al., 2004] Hwang, J., Ramayya, A., Hamilton, J., Luo, Y., Rasmussen, J., Beyer, C., Gore, P., Wu, S., Lee, I., Folden, C., Fallon, P., Zielinski, P., Gregorich, K., Stoyer, M., Ginter, T., Zhu, S., Cole, J., and Donangelo, R. (2004). High spin states in ^{95}Sr. *Physical Review C*, 69(067302).

[Hwang et al., 2003] Hwang, J., Ramayya, A., Hamilton, J., Luo, Y., Rasmussen, J., Beyer, C., Gore, P., Wu, S., Lee, I., III, C. F., Fallon, P., Zielinski, P., Gregorich, K., Macchiavelli, A., Stoyer, M., Asztalos, S., Ginter, T., Donangelo, R., Coraggio, L., Covello, A., Gargano, A., and Itaco, N. (2003). High spin states in ^{93}Sr. *Physical Review C*, 67(014317).

[Hwang et al., 1998] Hwang, J., Ramayya, A., Hamilton, J., Paker, L., Kormicki, J., Babu, B., Ginter, T., Beyer, C., Ter-Akopian, G., Oganessian, Y., Daniel, A., Ma, W., Varmette, P., Rasmussen, J., Asztalos, S., Chu, S., Gregorich, K., Macchiavelli, A., Macleod, R., Gilat, J., Cole, J., Aryaeinejad, R., Butler-Moore, K., Drigert, M., Stoyer, M., Bernstein, L., Lougheed, R., Moody, K., Prussin, S., Griffin, H., and Donangelo, R. (1998). Close doublet structures in ^{103}Mo, $^{109,111}Ru$, and neighbours : rotation-alignment for the half-filled $h_{11/2}$ subshell ? *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 24(L).

[Häse et al., 2002] Häse, H., Knöpfler, A., Fiederer, K., Schmidt, U., Dubbers, D., and Kaiser, W. (2002). A long ballistic supermirror guide for cold neutrons at ILL. *Nuclear Instrument and Method*, A(485).

[ILL, 2008] ILL (2008). *The Yellow Book 2008 Guide to neutron reserach facilities*. Giovanna Cicognani.

[Institut Laue-Langevin, 2013] Institut Laue-Langevin (2013). Rapport transparence et sécurité nucléaire Réacteur Haut Flux. Technical report, Institut Laue-Langevin.

[Jiang et al., 2003] Jiang, Z., Zhu, S.-J., Hamilton, J., Ramayya, A., Hwang, J., Zhang, Z., Xu, R.-Q., Xiao, S.-D., Che, X.-L., U, Y.-N., Ma, W., Cole, J., Drigert, M., Lee, I., Rasmussen, J., and Luo, Y. (2003). Collective bands in the neutron-rich ^{110}Ru nucleus. *Chinese Physics Letters*, 20(3).

[Jung et al., 1980] Jung, G., Pfeiffer, B., Alquist, L., Wollnik, H., Hungerford, P., Scott, S., and Hamilton, W. (1980). Gamma-gamma angular correlations of transitions in ^{94}Sr and ^{96}Sr. *Physical Review C*, 22(1).

[Kaffrell et al., 1973] Kaffrell, N., Trautmann, N., Herrmann, G., and Ahrens, H. (1973). Levels in the transitional nuclei ^{106}Ru and ^{108}Ru. *Physical Review C*, 8(1).

[Kennett et al., 1981] Kennett, T., Islam, M., and Prestwich, W. (1981). An investigation of the ^{35}Cl(n,γ)^{36}Cl reaction. *Canadian Journal of Physics*, 59.

[Kharraja et al., 1998] Kharraja, B., Ghugre, S., Garg, U., Janssens, R., Carpenter, M., Crowell, B., Khoo, T., Lauritsen, T., Nisius, D., Reviol, W., Mueller, W., Riedinger, L., and Kaczarowski, R. (1998). Level structures of ^{96,97,98}Ru at high angular momentum. *Physical Review*, C 57(1).

[Köester, 2013] Köester, U. (2013). Fission targets. Technical report, Institut Laue-Langevin.

[Kratz et al., 1982] Kratz, K.-L., Schröder, A., Ohm, H., Zendel, M., Gabelmann, H., Ziegert, W., Peuser, P., Jung, G., Pfeiffer, B., Wünsch, K., Wollnik, H., Ristori, C., and Cranqon, J. (1982). Beta-delayed neutron emission from $^{93-100}Rb$ to excited states in the residual Sr Isotopes. *Zeitschrift für Physik A - Atoms and Nuclei*, 306.

[Kurpeta et al., 1998] Kurpeta, J., Lhersonneau, G., Wang, J., Dendooven, P., Honkanen, A., Huhta, M., Oinonen, M., Pentillä, H., Peräjärvi, K., Persson, J., Płochocki, A., and Äystö, J. (1998). First decay scheme of ^{113}Tc and identification of $^{113}Ru^m$. *European Physical Journal A*, 22.

[Kurpeta et al., 2010] Kurpeta, J., Rissanen, J., Płochocki, A., Urban, W., Elomaa, V.-V., Reonen, T., Hakala, J., Jokinen, A., Kankainen, A., Karvonen, P., Małkiewicz, T., Moor, I., Pentillä, H., Saastamoinen, A., Simpson, G., Weber, C., and Äystö, J. (2010). New isomer and decay half-life of ^{115}Ru. *Physical Review C*, 82(064318).

[Kurpeta et al., 2007] Kurpeta, J., Urban, W., Droste, C., Płochocki, A., Rohoziński, S., Rząca-Urban, T., Morek, T., Próchniak, L., Starosta, K., Äystö, J., Pentillä, H., Durell, J., Smith, A., Lhersonneau, G., and Ahmad, I. (2007). Low-spin structure of ^{113}Ru and ^{113}Rh. *European Physical Journal A*, 33.

[Leo, 1994] Leo, W. (1994). *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-to approach*. Springler-Verlag.

[Lhersonneau et al., 1990] Lhersonneau, G., Gabelmann, H., Kafrell, N., Kratz, K.-L., Pfeiffer, B., Heyde, K., and the ISOLDE Collaboration (1990). Saturation of deformation at $N = 60$ in the Sr isotopes. *Zeitschrift für Physik A - Atomic Nuclei*, 337.

[Löbner et al., 1970] Löbner, K., Vetter, M., and Hönig, V. (1970). Nuclear intrinsic quadrupole moments and deformation parameters. *Atomic Data and Nuclear Data Tables A*, 7.

[Lu et al., 1995] Lu, Q., Butler-Moore, K., Zhu, S., Hamilton, J., Ramayya, A., Oberacker, V., Ma, W., Babu, B., Deng, J., Kormicki, J., Cole, J., Aryaeinejad, R., Dardenne, Y., Drigert, M., Peker, L., Rasmussen, J., Stoyer, M., Chu, S., Gregorich, K., Lee, I., Mohar, M., Nitschke, J., Johnson, N., McGowan, F., Ter-Akopian, G., Oganessian, Y., and Gupta, J. (1995). Structure of ^{108,110,112}Ru : Identical bands in $^{108,110}Ru$. *Physical Review C*, 52(3).

[Luo et al., 2009a] Luo, Y., Zhu, S., Hamilton, J., Ramayya, A., Goodin, C., Li, K., Che, X., Hwang, J., Lee, I., Jiang, Z., Ter-Akopian, G., Daniel, A., Stoyer, M., Donangelo, R., Frauendorf, S., Dimitrov, V., Zhang, J.-Y., Cole, J., Stone, N., and Rasmussen, J. (2009a). Odd-parity bands of $^{108,110,112}Ru$. *International Journal of Modern Physics E*, 18(8).

[Luo et al., 2009b] Luo, Y., Zhu, S., Hamilton, J., Rasmussen, J., Ramayya, A., Goodin, C., Li, K., Hwang, J., Almehed, D., Frauendorf, S., Dimitrov, V., Zhang, J.-Y., Che, X., Jang, Z., Stefanescu, I., Gelberg, A., Ter-Akopian, G., Daniel, A., Stoyer, M., Donangelo, R., Cole, J., and Stone, N. (2009b). Evolution of chirality from γ soft ^{108}Ru to triaxial $^{110,112}Ru$. *Physics Letters B*, 670.

[Mach et al., 1989] Mach, H., Moszyński, M., Gill, R., Wohn, F., Winger, J., Hill, J., Molnár, G., and Sistemich, K. (1989). Deformation and shape coexistence of 0^+ states in ^{98}Sr and ^{100}Zr. *Physics letters B*, 230(1,2).

[Mach et al., 1991] Mach, H., Wohn, F., Molnár, G., Sistemich, K., Hill, J., Moszyński, M., Gill, R., Krips, W., and Brenner, D. (1991). Retardation of B(E2 ; $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$) rates in $^{90-96}Sr$ and strong subshell closure effects in the $A \sim 100$ region. *Nuclear Physics A*, 532.

[Macias-Marques et al., 1971] Macias-Marques, M.-I., Johnson, A., Foucher, R., and Henck, R. (1971). Quelques résultats nouveaux sur les noyaux de masse paire de strontium riches en neutrons. *Le Journal De Physique*, 32.

[Mayer, 1948] Mayer, M. (1948). On closed shells in nuclei. *Physical Review A*, 74(3).

[Meyer, 2000] Meyer, J. (2000). Interactions effectives, théories de champs moyen, masses et rayons nucléaires. In *École Joliot-Curie de physique nucléaire 2000*, pages 61–102. Gradignan IN2P3.

[Mutti and Ruiz-Martinez, 2011] Mutti, P. and Ruiz-Martinez, E. (2011). DPP (Digital Pulse Processing) User's Guide. Technical report, SCI (Instrument Control Service) Institut Laue-Langevin.

[Napy, 2008] Napy (2008). `https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Table_isotopes.svg` by Napy1kenobi.

[Nilsson, 1955] Nilsson, S. (1955). Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei. *Danske Matematisk-Fysiske Meddelelser*, 29(16).

[Olson et al., 1972] Olson, R., Talbert, W., and McConnell, J. (1972). Gamma-ray studies of the decays of ^{92}Kr, ^{92}Rb, and ^{92}Sr. *Physical Review C*, 5(6).

[Pahlmann et al., 1982] Pahlmann, B., Keyser, U., Münnich, F., and Pfeiffer, B. (1982). Beta-decay energies and nuclear masses of very neutron-rich Rb and Cs Isotopes. *Zeitschrift für Physik A - Atoms and Nuclei*, 308.

[Petrovici, 2012] Petrovici, A. (2012). Triple shape coexistence and shape evolution in the $N = 58Sr$ and Zr isotopes. *Physical Review C*, 85(034337).

[Peuser et al., 1979] Peuser, P., Otto, H., Kaffrell, N., Nyman, G., and Roeckl, E. (1979). Total β-decay energies and the mass-energy surface of very neutron-rich nuclei near mass 100. *Nuclear Physics A*, 332.

[Pfeiffer et al., 1981] Pfeiffer, B., Monnand, E., Pinston, J., Schussler, F., Jung, G., Münzel, J., and Wollnik, H. (1981). The level schemes of Sr and Y isotopes in the mass chains $A = 95$, 97 and 99. *CERN Report*, CERN-81-09.

[Rissanen et al., 2011a] Rissanen, J., Kurpeta, J., Elomaa, V.-V., Eronen, T., Hakala, J., Jokinen, A., Moore, I., Karvonen, P., Płochocki, A., Próchniak, L., Pentillä, H., Rahaman, S., Reponen, M., Saastamoinen, A., Szerypo, J., Urban, W., Weber, C., and Äystö, J. (2011a). Decay study of ^{114}Tc with a Penning trap. *Physical Review C*, 83(011301R).

[Rissanen et al., 2011b] Rissanen, J., Kurpeta, J., Płochocki, A., Elomaa, V.-V., Eronen, T., Hakala, J., Jokinen, A., Kankainen, A., Karvonen, P., Moore, I., Pentillä, H., Rahaman, S., Saastamoinen, A., Urban, W., Weber, C., and Äystö, J. (2011b). Penning-trap-assisted study of ^{115}Ru beta decay. *European Physical Journal A*, 47(97).

[Roy Chowdhury and Basu, 2006] Roy Chowdhury, P. and Basu, D. (2006). Nuclear matter properties with the re-evaluated coefficents of liquid drop model. *Acta Physica Polonica B*, 37.

[Rutherford, 1899] Rutherford, E. (1899). Uranium radiation and the electrical conduction produced by it. *Phylosophical Magazine*, 47(284).

[Rutherford, 1911] Rutherford, E. (1911). The scattering of α and β particules by matter and the structure of the atom. *Phylosophical Magazine*, 21(125).

[Rutherford, 1919] Rutherford, E. (1919). Collision of α particles with light atoms. IV. An anomalous effect in nitrogen. *Phylosophical Magazine*, 37(222).

[Rząca-Urban et al., 2009] Rząca-Urban, T., Sieja, K., Urban, W., Nowacki, F., Durell, J., Smith, A., and Ahmad, I. (2009). $(h_{11/2}, g_{7/2})_{9^-}$ neutron excitation in $^{92,94,96}Sr$. *Physical Review C*, 79(024319).

[Régis et al., 2014] Régis, J.-M., Simpson, G., Blanc, A., De France, G., Jentschel, M., Köster, U., Mutti, P., Paziy, V., Saed-Samii, N., Soldner, T., Ur, C., Urban, W., Bruce, A., Drouet, F., Fraile, L., Ilieva, S., Jolie, J., Korten, W., Kröll, T., Lalkovski, S., Mach, H., Mărginean, N., Pascovici, G., Podolyak, Z., Regan, P., Roberts, O., Smith, J., Townsley, C., Vancraeyenest, A., and Warr, N. (2014). Germanium-gated γ-γ fast timing of excited states in fission fragments using the EXILL&FATIMA spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 763.

[Röntgen, 1896] Röntgen, W. (1896). Über eine neue Art von Strahlen. Technical report, Société de physique médicale de Wurzburg. « À propos d'une nouvelle sorte de rayons » rapport de séance.

[Schmidt et al., 1982] Schmidt, H., Hungerford, P., Daniel, H., von Egidy, T., Kerr, S., Brissot, R., Barreau, G., Börner, H., Hofmeyr, C., and Lieb, K. (1982). Levels and gamma energies of ^{28}Al studied by thermal neutron capture. *Physical Review C*, 25(6).

[Shannon et al., 1994] Shannon, J., Phillips, W., Durell, J., Varley, B., Urban, W., Pearson, C., Ahmad, I., Lister, C., Morss, L., Nash, K., Williams, C., Schulz, N., Lubkiewicz, E., and Bentaleb, M. (1994). The role of triaxiality in the ground states of even-even neutron-rich Ru isotopes. *Physics Letters*, B(336).

[Simon, 1999] Simon, M. W. (1999). *Spectroscopy of Neutron-Rich Nuclei Produced in the Spontaneous Fission of* ^{252}Cf. PhD thesis, University of Rochester.

[Simpson, 2013] Simpson, G. (2013). Status of DPM analysis. Technical report, Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie - IN2P3, Université Grenoble Alpes.

[Simpson et al., 2009] Simpson, G., Bidaud, A., Kessedjian, G., Malkiewicz, T., Ramdhane, M., Thiamova, G., Urban, W., Jentschel, M., Köster, U., Materna, T., Soldner, T., De France, G., Thomas, J.-C., Clement, E., Rejmund, F., Astier, A., Deloncle, I., Vernet, D., Petrache, C., Daugas, J.-M., Gaudefroy, L., Meot, V., Tuyen, D. Q., Lautesse, P., Guinet, D., Redon, N., Stézowski, O., Vancraeyenest, A., Serot, O., and Litaize, O. (2009). Proposal to Host the EXOGAM Array at the ILL. Technical report, LPSC and ILL and GANIL and CSNSM and IPNO and CEA and IPNL.

[Simpson et al., 2000] Simpson, J., Azaiez, F., De France, G., Fouan, J., Gerl, J., Julin, R., Korten, W., Nolan, P., Nyakó, B., Sletten, G., Walker, P., and the EXOGAM Collaboration (2000). The EXOGAM Array : A Radioactive Beam Gamma-Ray Spectrometer. *Acta Physica Hungarica Series A, Heavy Ion Physics*, 11.

[Smith et al., 2012] Smith, A., Durell, J., Phillips, W., Urban, W., Sarriguren, P., and Ahmad, I. (2012). Lifetime measurements and nuclear deformation in the $A \approx 100$ region. *Physical Review C*, 86(014321).

[Stachel et al., 1984] Stachel, J., Kaffrell, N., Trautmann, N., Brodén, K., Skarnemark, G., and Eriksen, D. (1984). The collective structure of $^{106,108}Ru$. *Zeitschrift für Physik A - Atoms and Nuclei*, 316.

[Stefanova et al., 2002] Stefanova, E., Danchev, M., Schwengner, R., Balabanski, D., Carpenter, M., Djongolov, M., Fischer, S., Hartley, D., Janssens, R., Mueller, W., Nisius, D., Reviol, W., Riedinger,

L., and Zeidan, O. (2002). Structure of high-spin states in ^{91}Sr and ^{92}Sr. *Physical Review C*, 65(034323).

[Stelson and Grodżins, 1965] Stelson, P. and Grodżins, L. (1965). Nuclear transition probability, B(E2), for $0^+_{g.s.} \rightarrow 2^+_{first}$ transitions and deformation parameter, β_2*. *Nuclear Data Sheets, Section A*, 1.

[Storm and Israel, 1970] Storm, L. and Israel, H. (1970). Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements $Z = 1$ to $Z = 100$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 7.

[Sümmerer et al., 1980] Sümmerer, K., Kaffrell, N., Stender, E., Trautmann, N., Brodén, K., ans T. Björnstad, G. S., Haldorsen, I., and Maruhn, J. (1980). Levels in ^{106}Ru and ^{108}Ru. *Nuclear Physics A*, 339.

[Thomson, 1903] Thomson, J. (1903). *Conduction of electicity through gases*. Cambridge university press.

[Urban, 2013] Urban, W. (2013). Remarks on the data collected with EXILL 20.10 - 09.12.2012. Technical report, Institut Laue-Langevin and Warsaw University.

[Urban et al., 2001] Urban, W., Durell, J., Smith, A., Phillips, W., Jones, M., Varley, B., Rząca-Urban, T., Ahmad, I., Morss, L., Bentaleb, M., and Schulz, N. (2001). Medium-spin structure of $^{96,97}Sr$ and $^{98,99}Zr$ nuclei and the onset of deformation in the $A \sim 100$ region. *Nuclear Physics A*, 689.

[Urban et al., 2004] Urban, W., Rząca-Urban, T., Droste, C., Rohoziński, S., Durell, J., Phillips, W., Smith, A., Varley, B., Schulz, N., Ahmad, I., and Pinston, J. (2004). New bands and spin-parity assignments in ^{111}Ru. *European Physical Journal A*, 22.

[Vancraeyenest, 2010] Vancraeyenest, A. (2010). *Résultats et simulation en spectroscopie γ des noyaux déformés : cas des noyaux isomériques et tétraédriques*. PhD thesis, Université Claude Bernard Lyon1.

[Von Weizsäcker, 1935] Von Weizsäcker, C. (1935). Zur Theorie der Kernmassen. *Zeitschrift für Physik*, 96.

[Web Support Team, 2015] Web Support Team (2015). `https://www.ill.eu/fr/a-propos/quest-ce-que-lill/`. Technical report, Institut Laue-Langevin.

[Weisskopf, 1951] Weisskopf, V. (1951). Radiative Transition Probabilities in Nuclei. *Physical Review*, 83(5).

[Wilhelmy, 1969] Wilhelmy, J. (1969). *University of California Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL-18978 UNPUBLISHED*. PhD thesis, University of California.

[Wu et al., 2004] Wu, C., Hua, H., Cline, D., Hayes, A., Teng, R., Clark, R., Fallon, P., Goergen, A., Macchiavelli, A., and Vetter, K. (2004). Multifaceted yrast structure and the onset of deformation in $^{96,97}Sr$ and $^{98,99}Zr$. *Physical Review C*, 70(064312).

[Wu et al., 2006] Wu, C., Hua, H., Cline, D., Hayes, A., Teng, R., Riley, D., Clark, R., Fallon, P., Goergen, A., Macchiavelli, A., and Vetter, K. (2006). Evidence for possible shape transitions in neutron-rich Ru isotopes : Spectroscopy of $^{109,110,111,112}Ru$. *Physical Review C*, 73(034312).

[Xu et al., 2002] Xu, F., Walker, P., and Wyss, R. (2002). Oblate stability of $A \sim 110$ nuclei near the r-process path. *Physical Review C*, 65(021303R).

[Yeoh et al., 2011] Yeoh, E., Zhu, S., Hamilton, J., Li, K., Ramayya, A., Liu, Y., Hwang, J., Liu, S., Wang, J., Sun, Y., Seikh, J., Bhat, G., Luo, Y., Rasmussen, J., Lee, I., Ding, H., Gu, L.,

Xu, Q., Xiao, Z., and Ma, W. (2011). High-spin structure and multiphonon γ vibrations in very neutron-rich ^{114}Ru. *Physical Review C*, 83(054317).

[Young et al., 2010] Young, P., Chadwick, M., MacFarlane, R., Wilson, W., Madland, D., Talou, P., Kawano, T., Leal, L., Derrien, H., Larson, N., Wright, R., Brown, D., and Pruet, J. (2010). ENDF/B-VII.1 Evaluation `https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm`. Technical report, International Atomic Energy Agency.

[Zhang et al., 2003] Zhang, Z., Zhu, S., Hamilton, J., Ramayya, A., Hwang, J., Xu, R., Jiang, Z., Xiao, S., Zhang, X., Kormicki, J., Gore, P., Jones, E., Ma, W., Cole, J., Drigert, M., Lee, I., Rasmussen, J., Luo, Y., Ginter, T., Folden, C., III, P. F., Zielinski, P., Gregorich, K., Macchiabvelli, A., Donangelo, R., and Stoyer, M. (2003). Identification of collective bands in neutron-rich ^{113}Ru. *Physical Review C*, 67(064307).

[Zhu et al., 1998] Zhu, S., Gan, C.-Y., Hamilton, J., Ramayya, A., Babu, B., Sakhaee, M., Ma, W., Long, G.-L., Deng, J.-K., Zhu, L.-Y., Li, M., Yang, L.-M., Kormicki, J., Cole, J., Aryaeinejad, R., Dardenne, Y., Drigert, M., Rasmussen, J., Stoyer, M., Chu, S., Gregorich, K., Mohar, M., Prussin, S., Lee, I., Johnson, N., and McGowan, F. (1998). Collective Band Structures in the Neutron-Rich $^{107,109}Ru$ Nuclei. *Chinese Physics Letters*, 15(11).

[Zhu et al., 2009] Zhu, S., Luo, Y., Hamilton, J., Ramayya, A., Che, X., Jiang, Z., Hwang, J., Wood, J., Stoyer, M., Donangelo, R., Cole, J., Goodin, C., and Rasmussen, J. (2009). Even-parity bands of $^{108,110,112}Ru$. *International Journal of Modern Physics E*, 18(8).

[Zhu et al., 1992] Zhu, S., Zhao, X., Hamilton, J., Ramayya, A., Lu, Q., Ma, W.-C., Peker, L., Kormicki, J., Xie, H., Gao, W., Deng, J., Lee, I., Johnson, N., McGowan, F., Bemis, C., Cole, J., Aryaeinejad, R., Ter-Akopian, G., and Oganessian, Y. (1992). Higher spin states in neutron rich nuclei. *Revista Mexicana de Física*, 38(Suplemento 2).