

N° d'ordre : 09/2011-D/PH

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE

FACULTE DE PHYSIQUE



THESE

Présentée à l'USTHB en vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN PHYSIQUE

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par :

Nassima ADIMI

**Etude spectroscopique des noyaux riches en protons :
 ^{31}Ar et ^{33}Ar**

Soutenue publiquement le 22 septembre 2011 devant le jury composé de :

| | | |
|----------------------------|---|--------------------|
| M. Ahmed Chafik CHAMI | Professeur USTHB | Président |
| M. Bertram BLANK | Directeur de Recherche CENBG (Bordeaux) | Directeur de thèse |
| M. Noureddine BENDJABALLAH | Professeur USTHB | Examineur |
| Mme. Maria J.G. BERGE | Directrice de Recherche CSIC (Madrid) | Examinatrice |
| M. Philippe DESSAGNE | Directeur de Recherche IPHC (Strasbourg) | Examineur |
| M. Djamel Eddine MEDJADI | Professeur ENS Kouba | Examineur |

A Mes Chers Parents à qui je dois tout !

Remerciements

La recherche est et doit rester avant tout un travail d'équipe, un échange de connaissances et d'expériences, une confrontation d'opinions, de pensées, et enfin une entraide dans le quotidien.

Une thèse est donc l'aboutissement et le fruit de quelques années de travail de recherche, des années riches en expériences et pendant lesquelles les moments de satisfactions et de joies nous font souvent oublier les moments de découragements où tout semble être irréalisable... Cette thèse n'aurait pas pu voir le jour sans le soutien et le concours de plusieurs personnes. Tant de personnes que je ne pourrais tous nommément les citer dans ces quelques lignes.

Je tiens d'abord à remercier le directeur du Centre d'études nucléaires de Bordeaux-Gradignan (CENBG) Bernard Haas de m'avoir accueillie dans son laboratoire.

Je ne saurais trouver les mots pour exprimer ma profonde gratitude à Bertram Blank qui a proposé ce sujet de thèse et qui a accepté d'encadrer mon travail. Je lui suis très reconnaissante pour l'aide qu'il m'a apportée durant toutes ces années et de m'avoir fait partager la richesse de son expérience et de ses connaissances. Les nombreuses discussions que nous avons eues m'ont aidée à mieux aborder les problèmes rencontrés lors de l'analyse des données. Sa patience, ses conseils et ses encouragements dans les moments les plus difficiles m'ont permis d'aller au bout de ce travail. Pour tout cela Bertram Merci du fond du cœur.

Maria José Borge et Philippe Dessagne m'ont fait l'honneur d'accepter de composer le jury de ma thèse, je tiens à les remercier vivement pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et pour leurs remarques pertinentes. Je témoigne ma gratitude à Maria pour le chaleureux accueil qu'elle m'a réservé lors de mon passage à Madrid et pour les discussions fructueuses qu'on a eues. Je remercie également le professeur Djamel Eddine Medjadi d'avoir accepté d'examiner mon travail de thèse.

Le professeur Nouredine Bendjaballah a pris la co-direction « locale » de cette thèse je tiens à le remercier pour son aide ainsi que pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

J'adresse mes remerciements au professeur Ahmed Chafik Chami qui a accepté de présider le Jury de ma thèse. Je lui exprime également toute ma gratitude pour les discussions que nous avons eues ainsi que pour les conseils qu'il m'a prodigués durant toutes ces années.

Jérôme Giovinazzo a également contribué à ce travail de thèse. Ses critiques, ses remarques pertinentes et sa grande rigueur m'ont été d'une aide inestimable. Pour cela, pour les discussions très enrichissantes qu'on a eues et pour ta gentillesse je t'exprime Jérôme toute ma reconnaissance.

Ce travail a été réalisé au sein de l'équipe Noyaux Exotiques du CENBG où règne une ambiance agréable, je tiens à témoigner toute ma sympathie aux autres membres de l'équipe : Pauline, Laurent, Antoine, Teresa, Jérôme junior, Mathias, Grégory, Stéphane et Iolanda sans oublier Jean Charles. Merci pour les bons moments passés ensemble au CENBG et pendant les différentes missions (Expériences et colloques).

Je remercie également l'ensemble du personnel du CENBG en particulier les services administratif et informatique qui ont facilité mes séjours au sein du laboratoire.

Je ne pourrais oublier le soutien et l'aide des collègues et amis du laboratoire SNIRM d'Alger je pense particulièrement aux Professeurs Salem Kessal, Mohamed Boudjema et Youcef Boudouma ainsi qu'à Mohand Hamhami, Khaled Mehdi, Réda Zemih et Mehana Abdesslam à qui j'adresse mes remerciements. Une mention spéciale est adressée à Réda!

Ma chère Amel, inutile de te dire à quel point ton soutien et tes encouragements m'ont aidée à traverser les moments les plus difficiles. Merci pour ton amitié ô combien précieuse et pour ta gentillesse.

Enfin j'exprime toute ma reconnaissance et mon affection à mes chers parents ainsi qu'à toute ma famille pour leur soutien permanent et leurs encouragements tout au long de ma vie...

A vous tous et à ceux que j'aurais oublié de citer Merci du plus profond de moi-même !

Nassima

Table des matières

| | |
|--|----|
| Introduction | 9 |
| I. Propriétés des noyaux atomiques riches en protons et motivations Physiques..... | 12 |
| I.1. Stabilité des noyaux | 12 |
| I.1.1. Energie de liaison | 13 |
| I.1.2. Energie de séparation | 14 |
| I.2. Production des noyaux exotiques..... | 14 |
| I.2.1. Méthode de fragmentation du projectile | 14 |
| I.2.2. Méthode de Séparation des isotopes en ligne ISOL..... | 15 |
| I.2.3. Conclusion..... | 15 |
| I.3. Les différents modes de décroissance des noyaux | 16 |
| I.3.1. La décroissance β | 17 |
| I.3.2. Emission retardée de particules (βp et $\beta 2p$)..... | 20 |
| I.4. Modèle en couches | 21 |
| I.5. Travaux antérieurs relatifs aux noyaux ^{33}Ar | 23 |
| I.5.1. Travaux de Borge et al. [Bor87]..... | 23 |
| I.5.2. Travaux de Schardt et al. [Sch93] | 25 |
| I.5.3. Travaux de Honkanen et al. [Hon96] | 26 |
| I.6. Travaux antérieurs dédiés aux noyaux ^{31}Ar | 26 |
| I.6.1. Les travaux de Axelsson et al. [Axe98] | 27 |
| I.6.2. Les travaux de Fynbo et al. [Fyn00] | 28 |
| II. Description de la méthode expérimentale | 31 |
| II.1. Dispositif expérimental | 31 |
| II.1.1. Production et séparation des noyaux d'intérêt | 31 |
| II.1.2. Dispositif de détection..... | 33 |
| II.1.3. Electronique utilisée | 38 |
| II.2. Mesure du temps mort moyen de l'acquisition | 40 |
| II.3. Taux de production des noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar | 41 |
| II.4. Etalonnage des détecteurs utilisés | 41 |
| II.4.1. Etalonnage en énergie des détecteurs Silicium à pistes | 42 |
| II.4.2. Détermination de l'efficacité de détection par une méthode de simulation | 45 |
| II.4.3. Etalonnage en énergie des détecteurs Germanium..... | 46 |
| II.4.4. Etalonnage en efficacité des détecteurs Germanium..... | 47 |
| III. Analyse des données spectroscopiques relatives aux noyaux ^{33}Ar | 54 |
| III.1. Etude des décroissances γ observées dans les noyaux ^{33}Ar | 54 |
| III.1.1. Analyse des spectres en énergie des rayonnements γ des noyaux ^{33}Ar | 54 |
| III.1.2. Analyse des spectres en énergie des coïncidences ($\gamma\gamma$) | 58 |
| III.1.3. Discussion | 60 |
| III.2. Analyse des spectres des particules β | 61 |
| III.3. Analyse des spectres en énergie des protons retardés des noyaux ^{33}Ar | 62 |

| | | |
|----------|---|-----|
| III.3.1. | Spectres en énergie $\beta\gamma$ libres..... | 62 |
| III.3.2. | Analyse des spectres en énergie $1p$ conditionnés par les particules β | 63 |
| III.4. | Analyse des spectres en énergie $p\gamma$ | 67 |
| III.4.1. | Spectre en énergie des protons en coïncidences avec le rayonnement γ à 2230 keV | 67 |
| III.4.2. | Spectre en énergie des protons en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 1548 keV | 70 |
| III.4.3. | Spectre en énergie des protons en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 4281 keV | 71 |
| III.4.4. | Discussion | 73 |
| III.4.5. | Calcul du rapport d'embranchement absolu de l'état analogue isobarique du noyau ^{33}Cl | 73 |
| III.5. | Etude comparative des résultats obtenus dans les différents travaux..... | 77 |
| III.6. | Interprétation des résultats | 79 |
| III.6.1. | Schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar | 80 |
| III.6.2. | Distribution de la force de Gamow Teller..... | 82 |
| III.7. | Conclusion..... | 86 |
| IV. | Analyse des données relatives aux noyaux ^{31}Ar | 89 |
| IV.1. | Analyse des spectres en énergie des rayonnements γ des noyaux ^{31}Ar | 89 |
| IV.2. | Analyse des spectres en énergie $\beta\gamma$ des noyaux ^{31}Ar | 91 |
| IV.2.1. | Méthode utilisée pour l'analyse des spectres en énergie des protons retardés des noyaux ^{31}Ar | 91 |
| IV.2.2. | Identification des groupes de protons du noyau ^{31}Ar et détermination des rapports d'embranchement correspondants..... | 93 |
| IV.3. | Analyse des spectres en énergie $\beta\gamma$ des noyaux ^{31}Ar | 94 |
| IV.3.1. | Mise en évidence des groupes de protons en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 2211 keV du noyau ^{30}S | 96 |
| IV.3.2. | Mise en évidence des groupes de protons en coïncidences avec les rayonnements γ d'énergies 1192 keV et 3403 keV du noyau ^{30}S | 98 |
| IV.4. | Etude comparative des différents travaux | 100 |
| IV.5. | Discussion | 101 |
| IV.6. | Etude de la décroissance $\beta 2p$ dans les noyaux ^{31}Ar et mise en évidence des corrélations angulaires entre les deux protons | 104 |
| IV.6.1. | Mise en évidence de l'émission $\beta 2p$ dans les noyaux ^{31}Ar | 104 |
| IV.6.2. | Etude qualitative de l'émission $\beta 2p$ | 105 |
| IV.6.3. | Etude des corrélations angulaires observées lors de l'émission $\beta 2p$ | 106 |
| IV.6.4. | Discussion | 107 |
| IV.7. | Conclusion..... | 110 |
| | Conclusion..... | 111 |
| | BIBLIOGRAPHIE | 113 |

Table des Figures

| | |
|--|----|
| Figure I.1: Différents modes de décroissance dans les noyaux riches en protons.. | 17 |
| Figure I.2: Les mécanismes de l'émission 2p: séquentiel, simultané et corrélé. | 21 |
| Figure I.3: Spectre en énergie des rayonnements γ des noyaux ^{33}Ar | 24 |
| Figure I.4: Spectre en énergie des protons retardés βp des noyaux ^{33}Ar | 24 |
| Figure I.5: Le dispositif expérimental utilisé lors de l'expérience de Axelsson | 28 |
| Figure I.6: Le dispositif de détection FUTIS utilisé lors de l'expérience de Fynbo | 28 |
| Figure I.7: La variation de l'énergie individuelle en fonction de l'angle relatif entre les deux protons émis à partir des états de Gamow Teller | 29 |
| Figure II.1: Schéma de l'ensemble GANIL-SPIRAL et des aires expérimentales associées | 32 |
| Figure II.2: La variation de l'abondance des ions ^{40}Ar en fonction de l'état de charge. | 33 |
| Figure II.3: Schéma de la disposition des six détecteurs du système «Cube Silicium» | 34 |
| Figure II.4: Schéma du dispositif «Cube Silicium» constitué des détecteurs DSSSD et PIPS | 34 |
| Figure II.5: Photographie du dispositif «Cube Silicium» placé au bout de la ligne IBE. | 35 |
| Figure II.6: Photographie représentant un détecteur Silicium double faces. | 36 |
| Figure II.7: La variation de l'énergie des protons en fonction du parcours dans un détecteur de Silicium obtenue à l'aide du logiciel SRIM. | 36 |
| Figure II.8: Schéma de la disposition des trois détecteurs Germanium. | 39 |
| Figure II.9: Schéma de l'électronique utilisée lors de l'expérience E342as. | 39 |
| Figure II.10: Etalonnage en énergie de la piste 17 du détecteur DSSSD1 et sa précision | 44 |
| Figure II.11: Les efficacités de détection 1p et 2p simulées du « Cube Silicium » | 45 |
| Figure II.12: Etalonnage en énergie du cristal numéro 4 et sa précision | 48 |
| Figure II.13: Les efficacités de détection déterminées pour les détecteurs Germanium. | 49 |
| Figure II.14: Premier ajustement des courbes des efficacités de détection des Germaniums | 50 |
| Figure II.15: Paramétrisation de l'efficacité de détection des trois détecteurs Germaniums. | 51 |
| Figure III.1: Le spectre en énergie somme des raies γ des noyaux ^{33}Ar | 55 |
| Figure III.2: Comparaison des rapports d'embranchement relatifs des rayonnements γ déterminés dans les spectres délivrés par les trois détecteurs Germaniums. | 57 |
| Figure III.3: Comparaison des rapports d'embranchement des rayonnements γ déterminés dans ce travail et ceux donnés par Borge. | 58 |
| Figure III.4: Schéma partiel de désexcitation des noyaux ^{33}Cl . | 59 |
| Figure III.5: Le spectre en énergie $\gamma\gamma$ conditionné avec le rayonnement γ à 811 keV. | 59 |
| Figure III.6: Le spectre en énergie $\gamma\gamma$ conditionné avec le rayonnement γ à 1541 keV. | 59 |
| Figure III.7: Le spectre en énergie $\gamma\gamma$ conditionné avec le rayonnement γ à 2352 keV. | 60 |
| Figure III.8: La superposition des spectres obtenus avec les données des noyaux ^{33}Ar et la source 3α dans les détecteurs PIPS. | 61 |
| Figure III.9: Les spectres βp des noyaux ^{33}Ar observés dans les détecteurs à pistes. | 63 |
| Figure III.10: Superposition des spectres βp délivrés par les détecteurs à pistes avec et sans conditions | 64 |
| Figure III.11: Schéma partiel de décroissance du noyau ^{33}Ar . | 67 |
| Figure III.12: Schéma des niveaux partiel des noyaux ^{32}S . | 68 |
| Figure III.13: Le spectre 1p en coïncidences avec le rayonnement γ à 2230 keV. | 69 |
| Figure III.14: Le spectre 1p en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 1548 keV. | 70 |
| Figure III.15: Comparaison des spectres 1p et $p\gamma$ conditionné par le rayonnement γ d'énergie 4281 keV | 71 |
| Figure III.16: Identification des protons dans les spectres en énergie 1p | 74 |

| | |
|---|-----|
| Figure III.17:Identification des protons dans le spectre $p\gamma$ conditionnés par les les rayonnements γ à 2230 keV et à 1548 keV. | 74 |
| Figure III.18:Comparaison des rapports d'embranchement déterminés dans ce travail et dans les travaux antérieurs. | 79 |
| Figure III.19:Schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar construit lors de cette analyse mettant en évidence les modes de décroissance β et βp et $\beta p\gamma$ | 83 |
| Figure III.20:Confrontation de la force de Gamow Teller mesurée et celle calculée (MC) et détermination du facteur de <i>quenching</i> $q^2=0,52(5)$ | 85 |
| Figure III.21:Comparaison de la force de Gamow Teller totale mesurée et celles calculées par Brown | 87 |
| Figure IV.1:Superposition des deux spectres des raies γ obtenus avec les données relatives aux noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar | 89 |
| Figure IV.2:Identification des raies γ observées dans le spectre obtenu avec les données du noyau ^{31}Ar | 91 |
| Figure IV.3:Comparaison des spectres en énergie des protons relatifs aux données des noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar | 92 |
| Figure IV.4:Superposition des spectres 1p contaminé et nettoyé obtenus avec les données des noyaux ^{31}Ar | 93 |
| Figure IV.5:Identification des protons des noyaux ^{31}Ar dans le spectre nettoyé | 94 |
| Figure IV.6:Schéma partiel des niveaux des noyaux ^{30}S | 95 |
| Figure IV.7:Les deux spectres $p\gamma$ conditionnés par les rayonnements γ à 2211 keV et à (1192 keV et 3403 keV). | 97 |
| Figure IV.8:Le spectre $p\gamma$ conditionné par le rayonnement γ à 2211keV | 98 |
| Figure IV.9:Superposition du spectre $p\gamma$ ($E_\gamma=2211$ keV) et des spectres tenant compte de l'erreur statistique | 98 |
| Figure IV.10:Le spectre $p\gamma$ conditionné par les deux rayonnements γ à 1192 keV et à 3403 keV. | 99 |
| Figure IV.11:Comparaison des rapports d'embranchement déterminés dans ce travail et dans les travaux antérieurs. | 100 |
| Figure IV.12:Schéma partiel de décroissance des noyaux ^{31}Ar mettant en évidence les décroissances $\beta p\gamma$ | 103 |
| Figure IV.13: La mise en évidence des émissions 2p dans les noyaux ^{31}Ar | 106 |
| Figure IV.14:Les distributions angulaires mesurées et simulées des deux protons émis lors des décroissances $\beta 2p$ des noyaux ^{31}Ar | 107 |
| Figure IV.15:Schéma partiel de décroissance des noyaux ^{31}Ar déduits de cette analyse mettant en évidence les décroissances $\beta 2p$ | 109 |

Liste des Tableaux

| | |
|---|-----|
| Tableau I.1: Les valeurs de $\log(ft)$ suivant le type de la transition β considérée..... | 19 |
| Tableau I.2: Les règles de sélection des transitions de Fermi et de Gamow Teller..... | 19 |
| Tableau II.1: Caractéristiques des détecteurs Silicium DSSSD et PIPS du Cube..... | 38 |
| Tableau II.2: Les distances d'implantation et les angles solides dans les DSSSD | 39 |
| Tableau II.3: Les taux de production et d'implantation des noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar obtenus avec les données relatives à ces deux isotopes..... | 41 |
| Tableau II.4: Les énergies et les intensités relatives déterminées par Schardt..... | 43 |
| Tableau II.5: Les caractéristiques des sources γ utilisées pour l'étalonnage des détecteurs Germaniums..... | 49 |
| Tableau II.6: Le premier jeu des coefficients d'étalonnage en efficacité des détecteurs Germaniums | 50 |
| Tableau II.7: Le deuxième jeu des coefficients d'étalonnage des courbes d'efficacité..... | 52 |
| Tableau III.1: Identification des rayonnements γ observés..... | 55 |
| Tableau III.2: Récapitulatif des énergies et des rapports d'embranchement des rayonnements γ déterminés dans ce travail et ceux donnés par Borge..... | 58 |
| Tableau III.3: Les énergies et les rapports d'embranchement relatifs des protons des noyaux ^{33}Ar déduits des spectres individuels délivrés par les détecteurs DSSSD..... | 65 |
| Tableau III.4: Récapitulatif des énergies et des rapports d'embranchement des protons qui alimentent l'état à 2,23 MeV de ^{32}S déterminés dans les travaux considérés..... | 69 |
| Tableau III.5: Les valeurs des énergies et des rapports d'embranchement relatifs des protons qui alimentent le deuxième état excité d'énergie 3,78 MeV de ^{32}S | 71 |
| Tableau III.6: Récapitulatif des énergies et des rapports d'embranchement des protons observés dans ce travail dans les spectres $\beta\beta$ et $\beta\beta\gamma$ | 72 |
| Tableau III.7: Les énergies des protons observés et celles des états émetteurs de ^{33}Cl ainsi que les rapports d'embranchement relatifs et absolus | 76 |
| Tableau III.8: Récapitulatif des énergies des protons des noyaux ^{33}Ar et des rapports d'embranchement absolus déterminés dans l'ensemble des travaux antérieurs..... | 79 |
| Tableau III.9: Les valeurs du moment orbital et des moments angulaires déduits lors de cette analyse..... | 81 |
| Tableau III.10: Confrontation des grandeurs mesurées et celles calculées dans le cadre du modèle en couches (USD)..... | 84 |
| Tableau IV.1: I Identification des rayonnements γ mis en évidence lors de l'analyse des noyaux ^{31}Ar | 90 |
| Tableau IV.2: Les énergies des groupes de protons des noyaux ^{31}Ar identifiées par la première méthode d'analyse..... | 92 |
| Tableau IV.3: Les Valeurs des énergies et des rapports d'embranchement relatifs des protons des noyaux ^{31}Ar déterminés par la deuxième méthode d'analyse..... | 94 |
| Tableau IV.4: Les énergies et des rapports d'embranchement relatifs des protons observés en coïncidences avec le rayonnement γ situé à 2211 keV..... | 99 |
| Tableau IV.5: L'énergie et le rapport d'embranchement du proton qui alimente l'état excité de ^{30}S situé à 3,403 MeV..... | 99 |
| Tableau IV.6: Récapitulatif des énergies et des rapports d'embranchement absolus des protons déterminés dans les travaux considérés..... | 102 |
| Tableau IV.7: Les valeurs des énergies disponibles lors des émissions $\beta 2p$ à partir des états alimentés par les transitions de Gamow Teller du noyau ^{31}Cl | 108 |

Introduction

Les noyaux atomiques sont souvent classés dans un diagramme représentant le nombre de protons Z en fonction du nombre de neutrons N . Ce diagramme, montré dans la figure 1, constitue la carte des noyaux. Dans cette carte les noyaux instables, caractérisés par une durée de vie finie (courte), sont disposés autour des 282 noyaux stables connus et sont représentés par différentes couleurs. Chaque couleur schématise le mécanisme de décroissance dominant tel que l'émission β (β^+ , β^-), l'émission des particules (α , p,..) et la fission. La plupart de ces noyaux radioactifs ou exotiques constituent plus de 90 % des noyaux représentés sur la carte. Certains noyaux exotiques sont peu étudiés; il reste donc un vaste domaine à explorer.

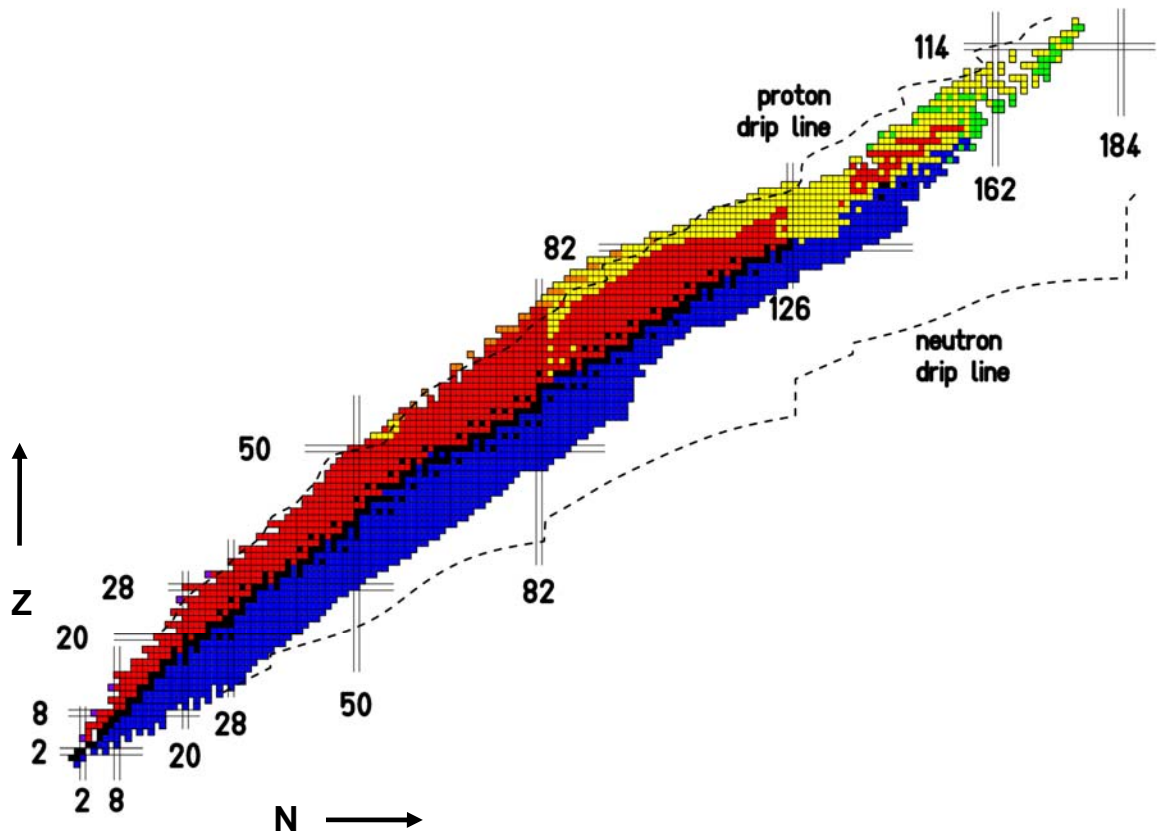


Figure 1: Carte des noyaux mettant en évidence les limites d'existences des noyaux riches en protons et riches en neutrons appelées respectivement « *drip line proton* » et « *drip line neutron* » [ADN93]. Les noyaux stables sont en noir et définissent la vallée de stabilité qui se trouve au voisinage de la droite $N=Z$ pour $N < 20$ et $Z < 20$. Les autres codes de couleurs correspondent aux différents modes de décroissances des noyaux radioactifs: le rouge pour la désintégration β^+ , le bleu pour la désintégration β^- , le jaune pour l'émission α et le vert pour la fission spontanée observée dans les noyaux lourds. Dans cette figure sont également donnés les nombres magiques correspondant aux couches fermées.

L'étude des noyaux radioactifs peut apporter un complément d'informations qui permettront de mieux comprendre la structure nucléaire.

De très nombreux travaux ont été consacrés à l'étude des noyaux stables et des modèles théoriques capables de reproduire les propriétés de ces noyaux ont été développés. Cependant les concepts acquis pour les noyaux stables ne s'appliquent pas toujours aux noyaux exotiques. En effet le comportement de ces derniers est souvent différent de celui prédit par les modèles nucléaires existants. L'un des phénomènes observés dans ces noyaux est lié à la fermeture de couches telles que l'absence de certains nombres magiques et l'apparition d'autres nombres pour lesquels la stabilité relative est plus grande. Afin de comprendre les phénomènes propres aux noyaux radioactifs, de développer des modèles nucléaires et d'élargir l'application de ceux qui existent déjà à des régions loin de la vallée de stabilité, un intérêt particulier a été porté à l'étude expérimentale des noyaux exotiques. Les noyaux radioactifs riches en protons sont de bons candidats pour l'étude de la structure nucléaire, car plusieurs voies de décroissances directes : $1p$, $2p$, α ,... et retardées : βp , $\beta 2p$, $\beta 3p$, $\beta p\alpha$ sont possibles.

Les études menées sur les noyaux radioactifs riches en protons et les nouvelles techniques expérimentales permettent de tester les modèles théoriques tels que le modèle en couches dans des domaines encore inexplorés et révèlent ainsi un comportement nouveau et très intéressant. Malgré les difficultés rencontrées lors de la production de ces noyaux à cause de leur exotocité (caractéristiques) et des limites instrumentales rencontrées pour les sources d'ions, l'étude spectroscopique permet de préciser les rares informations relatives aux durées de vie, aux modes de décroissances et aux rapports d'embranchement dont nous disposons et dans certains cas, de déduire les premières propriétés.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude expérimentale des noyaux riches en protons ^{31}Ar et ^{33}Ar qui se trouvent loin de la vallée de stabilité. L'objectif principal de ce travail de thèse est de mettre en évidence les différents modes de décroissances de ces noyaux et d'en déduire les informations spectroscopiques, les paramètres déduits de cette étude sont utilisés pour tester les modèles théoriques.

Ce manuscrit comprend quatre parties distinctes et complémentaires. Elles détaillent l'intérêt porté à l'étude des noyaux riches en protons ^{31}Ar et ^{33}Ar , mettent en évidence les difficultés liées aux faibles taux de production dus à l'exotocité de ces noyaux et aux limites expérimentales avant de présenter les résultats obtenus dans notre étude.

Le contexte et des motivations de ce travail consacré aux noyaux exotiques sont d'abord présentés dans le premier chapitre où les différents modes de décroissances de ces noyaux y sont également décrits. La procédure expérimentale est présentée dans un deuxième temps et le dispositif de détection « Cube Silicium » conçu et réalisé pour l'étude des noyaux radioactifs riches en protons et pour la mise en évidence des différents modes de décroissance est décrit en détail.

Les deux derniers chapitres sont consacrés à l'analyse des données relatives aux noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar . Dans ces parties du manuscrit, les méthodes d'analyse de ces données sont détaillées et les résultats obtenus présentés.

Dans la conclusion, un bilan des investigations entreprises lors de ce travail de thèse est établi. Les perspectives pour la suite des études des noyaux riches en protons ainsi que les expériences envisageables sont également proposées.

Premier Chapitre

I. Propriétés des noyaux atomiques riches en protons et motivations Physiques

La physique nucléaire a pour but de sonder la matière nucléaire afin de comprendre la structure du noyau atomique et les forces qui permettent sa cohésion. Ces forces sont à l'origine de la stabilité des noyaux.

Il existe 282 noyaux stables et 26 noyaux quasi stables qui sont caractérisés par des durées de vie comparables ou supérieures à l'âge de la terre. En plus de ces noyaux environ 2500 noyaux instables ont pu être produits et étudiés ces dernières années. Il reste encore plus de 3000 noyaux radioactifs ou instables qui se trouvent au voisinage de la limite de stabilité. Ces noyaux pourraient être produits grâce aux développements techniques des instruments de production et de détection des faisceaux. En effet l'amélioration des intensités et des qualités optiques des faisceaux secondaires a relancé un intérêt particulier pour l'étude des noyaux exotiques ces deux dernières décennies.

Les noyaux exotiques sont caractérisés par une grande asymétrie entre les nombres N et Z et se trouvent loin de la vallée de stabilité. Les limites de cohésion ou d'existence sont appelées respectivement « *drip line neutron* » et « *drip line proton* » pour les noyaux riches en neutrons et en protons et sont données par le modèle de masse ETFSI *Extended Thomas Fermi and Strutinski Integral* [ADN93]. Au-delà de ces limites tous les noyaux sont instables vis-à-vis de l'émission de neutrons ou de protons.

L'émission des particules peut être observée dans certains noyaux alimentés lors des processus de décroissance plus lents tels que la désintégration β et la capture électronique. C'est le cas des deux isotopes d'Argon ^{31}Ar et ^{33}Ar étudiés dans ce travail qui décroissent respectivement par $(\beta p, \beta 2p, \dots)$ et βp .

Avant de revenir sur l'intérêt porté à l'étude des noyaux exotiques et leurs modes de production, il est important de rappeler l'origine de la stabilité des noyaux atomiques à travers les notions d'énergie de liaison et d'énergie de séparation qui décrivent bien les forces nucléaires.

Dans la troisième partie de ce chapitre, les différents modes de décroissances des noyaux radioactifs riches en protons sont décrits et certaines caractéristiques sont données.

Dans la dernière partie de ce chapitre, les travaux effectués ces dernières années sur les noyaux riches en protons ^{31}Ar et ^{33}Ar sont passés en revue et une brève description du modèle en couches est donnée.

I.1. Stabilité des noyaux

Le noyau atomique, ensemble constitué de N neutrons et de Z protons, est dit stable si les forces qui s'exercent entre ses constituants sont suffisamment grandes pour rendre sa durée de vie infinie ou quasi-infinie.

La stabilité du noyau dépend du nombre et de la nature des nucléons qui le constituent. En effet les neutrons et protons sont soumis à l'interaction forte de courte portée, qui a tendance à renforcer la cohésion du noyau. La répulsion coulombienne, de portée infinie, qui s'exerce entre les protons s'oppose à la force nucléaire et tend à diminuer la liaison des nucléons. L'interaction faible permet d'atteindre un certain équilibre entre le nombre de protons et de neutrons.

Afin d'estimer la stabilité des noyaux, l'énergie de liaison d'un noyau et l'énergie de séparation d'un nucléon peuvent être déterminées à partir des masses des noyaux considérés. Ces deux grandeurs sont introduites dans le paragraphe suivant.

I.1.1. Energie de liaison

La force nucléaire qui est à l'origine de la cohésion du noyau se traduit par l'énergie de liaison qui permet aux nucléons de rester liés entre eux. Cette énergie est définie comme la différence entre la masse réelle du noyau $m(A,Z)c^2$ et celles de ses constituants proton $m_p c^2$ et neutron $m_n c^2$:

$$E_L(A, Z) = Zm_p c^2 + Nm_n c^2 - m(A, Z)c^2 \quad (I.1)$$

Le calcul de l'énergie de liaison d'un noyau $E_L(A, Z)$ nécessite la connaissance de la relation entre les masses atomique $M(A, Z)c^2$ et nucléaire $m(A, Z)c^2$. Cette relation donnée dans l'équation (I.2) tient compte de l'énergie de liaison des électrons de masse $m_e c^2$ dans l'atome $E_1^e(A, Z)$ [Ram09, Hua76], qui varie de quelques électronvolts (eV) à quelques centaines de eV.

$$\begin{cases} M(A, Z)c^2 = m(A, Z)c^2 + Zm_e c^2 + E_1^e(A, Z) \\ E_1^e(A, Z) = 14,4381Z^{2,39} + 1,55468 \times 10^{-6} Z^{5,35} \text{ (eV)} \end{cases} \quad (I.2)$$

En négligeant la valeur de $E_1^e(A, Z)$, l'énergie de liaison peut être calculée pour tous les noyaux qui existent en utilisant la relation :

$$E_L(A, Z) = ZM_H c^2 + Nm_n c^2 - M(A, Z)c^2 \quad (I.3)$$

où $M_H c^2$ est la masse atomique de l'hydrogène introduite afin d'exprimer la masse nucléaire du proton $m_p c^2$ en fonction de la masse atomique de l'hydrogène (Eq.I.2).

L'énergie de liaison peut également être déterminée dans le cadre du modèle macroscopique de Bethe et Weizsäcker [Wei35, Bet36]. Dans ce modèle, le noyau est assimilé à une goutte liquide incompressible sphérique de rayon $R=r_0 A^{1/3}$ où r_0 le paramètre de rayon est tel que ($r_0=1,2$ fm-1,4 fm). Ce modèle repose essentiellement sur les hypothèses suivantes :

- La saturation des forces nucléaires
- Indépendance des forces nucléaires de la charge

L'énergie de liaison obtenue dans le cadre de ce modèle est donnée par:

$$E_L(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \pm a_p A^{-3/4} \quad (I.4)$$

où les coefficients donnés par Wapstra et al. [Wap71] sont tels que :

$$a_v = 15,85 \text{ MeV}, a_s = 18,34 \text{ MeV}, a_c = 0,71 \text{ MeV}, a_a = 23,21 \text{ MeV}, a_p = 12,0 \text{ MeV}$$

Les différents termes de l'énergie de liaison représentent :

- L'énergie de volume ($a_v A$) qui tient compte de la saturation des forces nucléaires et est proportionnelle au volume du noyau.
- L'énergie de surface ($a_s A^{2/3}$) qui tient compte du fait que les nucléons à la surface soient moins liés que les nucléons du cœur du noyau à cause de la courte portée des forces nucléaires.
- L'énergie coulombienne ($a_c Z(Z-1)/A^{1/3}$) qui tient compte de la répulsion coulombienne qui s'exerce entre les protons.

- L'énergie d'asymétrie ($a_a(N-Z)^2/A$) qui met en évidence le fait que toute asymétrie observée dans les noyaux ($N-Z$) favorise une diminution de l'énergie de liaison dans le noyau.
- L'énergie d'appariement ($\pm a_p A^{-3/4}$) qui tient compte du fait que les nucléons de même nature s'apparient deux à deux. Cette force d'appariement augmente l'énergie de liaison pour les noyaux Pair-Pair, la diminue lorsque les noyaux sont Impair-Impair. Pour les noyaux de A impair (Pair Impair et Impair Pair) ce terme est nul.

Cette formule peut être affinée pour tenir compte des effets de couches, effets observés en particulier au voisinage des couches magiques.

I.1.2. Energie de séparation

L'énergie nécessaire pour arracher une particule ($n, p, 2p, \dots$) d'un noyau peut également être un moyen de tester la stabilité des noyaux. En effet si l'énergie de séparation S_p (S_{2p}) d'un proton (deux protons), définie comme la différence des masses des noyaux père et fils, est négative l'émission est spontanée. Il s'agit dans ce cas de la radioactivité $1p$ et $2p$.

Les relations des énergies de séparation d'un proton et de deux protons d'un noyau sont données par :

$$\begin{cases} S_p = m(A-1, Z-1)c^2 - m(A, Z)c^2 - m_p c^2 \\ S_{2p} = m(A-2, Z-2)c^2 - m(A, Z)c^2 - 2m_p c^2 \end{cases} \quad (1.5)$$

où $m(A, Z)$, $m(A-1, Z-1)$ et $m(A-2, Z-2)$ sont les masses du noyau père et des noyaux fils obtenus après émission d'un proton et de deux protons.

I.2. Production des noyaux exotiques

Les noyaux radioactifs sont produits suivant deux méthodes :

- La méthode de fragmentation du projectile
- La méthode de séparation des isotopes en ligne ISOL (*Isotope Separation On Line*)

Pour une étude globale de ces noyaux et afin de comprendre les difficultés rencontrées lors des expériences dédiées à l'étude des noyaux exotiques, les deux méthodes de production de ces noyaux sont décrites.

I.2.1. Méthode de fragmentation du projectile

Un faisceau primaire d'ions lourds est accéléré à une énergie supérieure à 50 MeV/nucléon et bombarde une cible mince dans laquelle la perte d'énergie est de 10 à 20 % de l'énergie incidente. Plusieurs types de noyaux radioactifs sont obtenus lors de cette collision en arrachant des nucléons au projectile.

La sélection de l'espèce étudiée est réalisée à l'aide d'un spectromètre appelé séparateur de fragments grâce aux dipôles magnétiques qui permettent de faire une première sélection en (A/Z) et une seconde sélection en (A^3/Z^2) . Une autre sélection est également effectuée à travers la perte d'énergie du faisceau dans le dégradeur.

La méthode de fragmentation est caractérisée par des temps de production très courts et est très utilisée car elle permet de produire différents noyaux radioactifs lorsque les noyaux stables adéquats sont disponibles. Cette méthode permet donc d'explorer de vastes régions de la carte des noyaux.

Bien que de nombreux noyaux radioactifs puissent être produits par cette méthode, il faut néanmoins rappeler que les faisceaux ainsi produits sont d'intensité faible et sont caractérisés par une mauvaise résolution en énergie et une grande dispersion angulaire.

La méthode de fragmentation est utilisée, pour la production des noyaux radioactifs, auprès des grandes installations implantées dans le monde entier. Ces installations sont celle de GANIL à Caen (France) [Ann87, Mue91], celle de GSI à Darmstadt (Allemagne) [Gei92], celle de RIKEN à Tokyo (Japon) [Ish92] et celle de NSCL/MSU à East Lansing (Etats-Unis) [Sher91, Mor03].

I.2.2. Méthode de Séparation des isotopes en ligne ISOL

Dans cette méthode, une cible épaisse est bombardée par un faisceau d'ions primaires (protons, deutons ou ions lourds). Lors du passage du faisceau dans la cible, les noyaux vont diffuser vers la surface de cette dernière afin d'être collectés et ionisés. Pour cela la cible est portée à une température comprise entre 1800-2300 K. Les noyaux ainsi produits sont ionisés dans un dispositif (source) et sont éventuellement accélérés dans un ensemble d'accélérateurs. Ces ions extraits constituent le faisceau des noyaux radioactifs produit par réaction de spallation.

Les gaz rares et les alcalins sont les plus utilisés et les plus appropriés avec cette méthode car ils ont des temps de diffusion courts.

L'avantage de cette méthode est la qualité optique supérieure (dispersion, émittance et la résolution en énergie) des faisceaux radioactifs produits (proches des qualités des faisceaux stables) et des intensités qui sont supérieures à celles obtenues avec la méthode de fragmentation.

La méthode ISOL est utilisée sur la ligne SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) de GANIL avec un faisceau d'ions lourds qui arrive sur une cible épaisse. Les ions produits par cette méthode sont ionisés par une source type ECR « resonance cyclotronique électronique » [Sor94] puis accélérés par le cyclotron CIME « Cyclotron pour Ions de Moyenne Energie ». L'énergie des faisceaux produits sur la ligne SPIRAL par la méthode ISOL est faible et peut varier de 1,7 MeV/nucléon à 25 MeV/nucléon [Mau98].

Les noyaux radioactifs sont également produits par la méthode ISOL dans d'autres laboratoires tels que :

CERN sur la ligne REX-ISOLDE (protons+LINAC) [Kug00, Rav89]

ISAC de TRIUMF à Vancouver (protons+LINAC) [Bri03]

Oak Ridge (protons+TANDEM) [Str03]

EXCYT de Catane (Ions Lourds+TANDEM) [INFN]

I.2.3. Conclusion

Bien que les deux méthodes de production des faisceaux radioactifs décrites dans ce paragraphe soient différentes, elles sont considérées comme deux méthodes complémentaires. En effet la méthode de fragmentation est souvent utilisée pour l'étude des noyaux caractérisés par les très courtes durées de vie et de faibles taux de production alors que la méthode ISOL est utilisée pour la production de faisceaux purs et d'intensité plus élevée que celle de la méthode de fragmentation et des durées de vie qui peuvent atteindre des valeurs de 1s.

Dans le but de comprendre la structure des noyaux qui se trouvent de plus en plus éloignés de la limite de stabilité, de nombreux travaux ont été entrepris afin de développer et d'améliorer les différents systèmes et instruments nécessaires à la production des faisceaux de plus en plus exotiques. La conception de nouveaux dispositifs de détection plus appropriés à l'étude de ces noyaux et de leurs différents modes de décroissance constitue au même titre un objectif principal des recherches effectuées ces dernières années. Parmi ces travaux, le projet en cours SPIRAL 2 (France) constitue l'un des plus importants et sollicite la collaboration de nombreux physiciens du monde entier.

I.3. Les différents modes de décroissance des noyaux

Les noyaux radioactifs peuvent décroître par émission de plusieurs particules et de rayonnements γ afin de se rapprocher de la vallée de stabilité. Les différents modes de décroissances permettent à ces noyaux d'atteindre une énergie minimale et donc un état d'équilibre. La désintégration β suivie de l'émission de rayonnements γ est la plus observée, mais les noyaux peuvent également décroître par émission directe de particules (p, 2p, n, 2n, α) et retardée (βp , $\beta 2p$, βn , $\beta 2n$, $\beta \alpha$...). Les noyaux lourds se désintègrent par fission spontanée.

L'ensemble des décroissances qui peuvent être observées dans les noyaux riches en protons est schématisé dans la Figure I.1. Dans cette figure, la compétition entre l'émission de protons et celle des rayonnements γ à partir d'un état excité d'un noyau alimenté par la voie β est montrée. L'émission séquentielle 2p ainsi que la possibilité d'une émission corrélée (${}^2\text{He}$) sont également représentées dans cette figure.

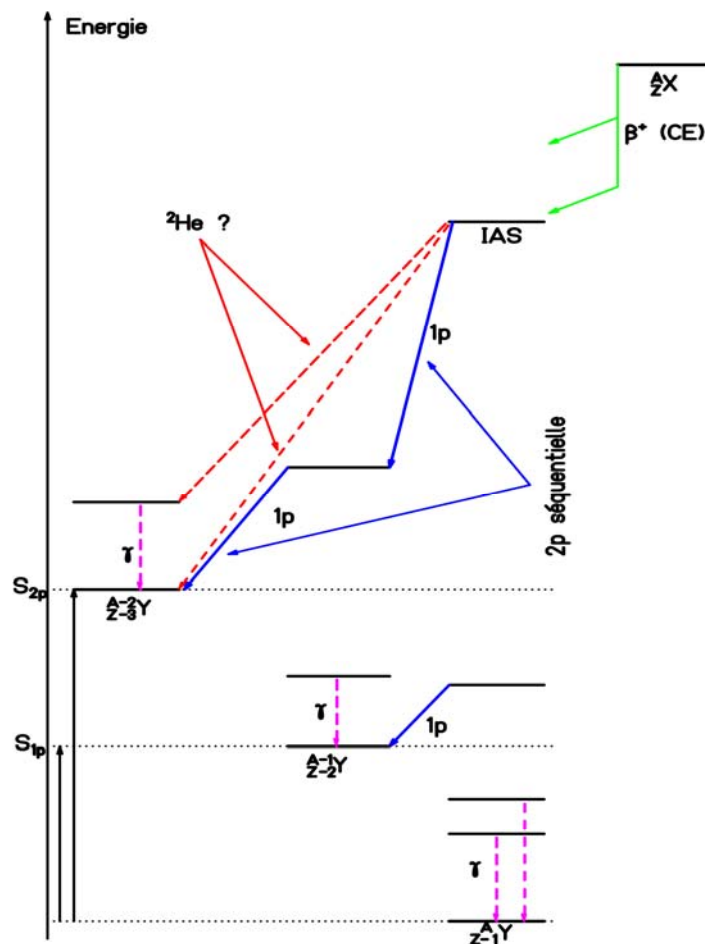


Figure I.1: Représentation des différents modes de décroissance dans les noyaux riches en protons. Cette figure met en évidence la compétition entre l'émission d'une raie γ et celle d'une raie 1p. L'émission séquentielle 2p est également représentée ainsi que la possibilité d'une émission corrélée (${}^2\text{He}$).

Après une description du mécanisme de la décroissance β dans les noyaux et de ses caractéristiques, l'émission des particules est présentée. Bien que plusieurs travaux [Per04] entrepris ces dernières années ont permis d'étudier l'émission (βn , $\beta 2n$) dans les noyaux riches en neutrons et l'émission directe (1p, 2p) dans les noyaux riches en protons

[Gio02, Pfu02, Bla05, Dos07], seule l'émission retardée des protons est décrite dans ce paragraphe. Ce choix est lié à l'intérêt porté par le groupe « Noyaux Exotiques » du CENBG aux noyaux riches en protons et est dû au fait que les noyaux étudiés dans ce travail ^{31}Ar et ^{33}Ar décroissent par émission retardée (βp , $\beta 2\text{p}$, ...).

I.3.1. La décroissance β

Le processus de la décroissance β relativement lent (de quelques millisecondes à quelques milliards d'années) est le plus répandu et permet la transformation isobarique d'un noyau en un autre à travers l'interaction faible. Lors de cette décroissance plusieurs états du noyau fils, situés dans la fenêtre de l'énergie disponible, sont alimentés.

Le processus de la décroissance β peut avoir lieu sous trois formes suivant que le noyau considéré soit riche en neutrons ou en protons.

I.3.1.a. Description de la décroissance β

Dans les noyaux riches en protons, la décroissance β^+ transforme un proton en un neutron. Lors de cette décroissance une paire de particules de positron (antiparticule associée à l'électron) et de neutrino (e^+ , ν_e) est émise. La capture électronique (CE) est un processus similaire qui est caractérisé par la capture par le noyau d'un électron dans les couches profondes de l'atome (K, L, ...). Ce processus est suivi d'un réarrangement du cortège électronique et l'émission d'un rayonnement X.

Ces deux processus ont lieu suivant les réactions:



Dans les noyaux déficients en protons, la transformation d'un neutron en un proton est accompagnée de l'émission d'une paire d'électron et d'antineutrino (antiparticule associée au neutrino) (e^- , $\bar{\nu}_e$) lors de la décroissance β^- , comme décrit dans la réaction donnée ci-dessous :



Ces trois processus sont possibles si les énergies libérées lors de ces décroissances sont positives. Cette condition sur l'énergie se traduit par les relations données dans le système d'équations (I.8) :

$$\begin{cases} \Delta M c^2 = M(A, Z) c^2 - M(A, Z-1) c^2 > 2m_e c^2 & (\beta^+) \\ \Delta M c^2 = M(A, Z) c^2 - M(A, Z-1) c^2 > 0 & (\text{CE}) \\ \Delta M c^2 = M(A, Z) c^2 - M(A, Z+1) c^2 > 0 & (\beta^-) \end{cases} \quad (\text{I.8})$$

Dans ces équations $M(A, Z) c^2$ est la masse atomique du noyau père et $M(A, Z-1) c^2$ et $M(A, Z+1) c^2$ les masses des noyaux fils obtenus respectivement lors de la décroissance β^+ (CE) et β^- . La masse de l'électron est telle que $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$.

La condition donnée ci-dessus montre clairement que la décroissance β^- a toujours lieu à condition que $\Delta M c^2 > 0$ alors que la désintégration β^+ ne peut avoir lieu que si la différence des

masses initiale et finale est supérieure à 1,022 MeV. Dans le cas où $(\Delta Mc^2 < 1,022 \text{ MeV})$ c'est le processus CE qui a lieu.

I.3.1.b. Formalisme de la décroissance β

La désintégration β d'un noyau est caractérisée par la demi vie $T_{1/2}$ qui est directement reliée à la probabilité de transition par unité de temps λ_{if} entre un état initial $|i\rangle$ et un état final $|f\rangle$ ($T_{1/2} = \text{Ln}(2)/\lambda_{if}$). Cette probabilité de transition est donnée par la « règle d'or » de Fermi [Fer34] :

$$\lambda_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | H_\beta | i \rangle \right|^2 \rho(E) \quad (\text{I.9})$$

où $\rho(E)$ est la densité d'états accessibles dans le noyau fils lors de la transition et H_β l'Hamiltonien de l'interaction faible. Cet Hamiltonien peut se décomposer en deux termes correspondants aux transitions de type Fermi et de type Gamow Teller. L'élément de matrice H_β de la transition β peut s'exprimer comme suit :

$$|M_{if}|^2 = \left| \langle f | H_\beta | i \rangle \right|^2 = g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2 \quad (\text{I.10})$$

où g_A et g_V sont les constantes de couplage associées aux courants axial et vectoriel de l'interaction faible et $|M_F|^2$ et $|M_{GT}|^2$ sont données par les forces des transitions de Fermi B(F) et de Gamow Teller B(GT) :

$$\begin{cases} |M_F|^2 = B(F) \\ |M_{GT}|^2 = B(GT) \end{cases} \quad (\text{I.11})$$

La probabilité de transition λ_{if} (eq.I.9) entre l'état fondamental $|i\rangle$ du noyau père et un état d'énergie E_x du noyau fils $|f\rangle$ peut se mettre sous la forme [Val89] :

$$\lambda_{if} = \left(\frac{m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \right) |M_{if}|^2 \int_1^W F(Z, W_e) (W - W_e)^2 W \sqrt{(W_e^2 - 1)} dW_e \quad (\text{I.12})$$

Avec $W = (E/m_e c^2)$ et $W_e = (E_e/m_e c^2)$ où $E = Q_\beta - E_x$ est l'énergie disponible lors de cette transition vers un état d'énergie E_x et $E_e = \sqrt{(m_e c^2)^2 + P_e^2 c^2}$ et P_e sont respectivement l'énergie et l'impulsion de l'électron.

La fonction de Fermi $F(Z, W_e)$ dépend de la charge du noyau fils et de l'énergie de l'électron E_e . L'intégrale donnée dans l'équation (eq.I.12) est souvent représentée par la fonction $f(Z, W)$ appelée intégrale ou fonction de Fermi réduite ou facteur de phase.

En utilisant la relation qui relie l'intensité de la transition considérée I_β , la période (demi vie) $T_{1/2}$, la probabilité λ_{if} et la durée de vie partielle $t = (T_{1/2}/I_\beta) = (\text{Ln}(2)/\lambda_{if})$, cette transition peut être caractérisée par la durée de vie comparée ft [Har65] :

$$ft = \frac{K}{g_V^2 B(F) + g_A^2 B(GT)} \quad (\text{I.13})$$

$$\text{où } K = \left(\frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_0^5 c^4} \right)$$

La durée de vie comparée pouvant prendre des valeurs qui peuvent varier considérablement suivant les noyaux étudiés, il est plus pratique de considérer le logarithme de cette valeur afin de déterminer les degrés d'interdiction et d'autorisation des transitions considérées. Les résultats de la compilation des valeurs de $\log(ft)$ réalisée par Singh et al. [Sin98] sont récapitulés dans le Tableau I.1, et mettent en évidence des régions de recouvrement où il est quasiment impossible de conclure quant aux degrés d'interdiction et d'autorisation de certaines transitions β .

Tableau I.1: Les valeurs de la quantité $\log(ft)$ suivant le type de transition β considérée [Sin98].

| Type de transition | $\Delta\pi=(-1)^l$ | ΔJ | $\log(ft)$ |
|----------------------------|--------------------|------------|-------------|
| Super-permise $\Delta T=0$ | +1 | 0 | 2,9 - 3,8 |
| Permise | +1 | 0,1 | 3,0 - 9,0 |
| Première interdite | -1 | 0 | 5,0 - 9,0 |
| Première interdite | -1 | 1 | 5,5 - 10,0 |
| Deuxième interdite | +1 | 2 | 11,0 - 14,2 |
| Deuxième interdite | +1 | 3 | 13,8 - 18,0 |
| Troisième interdite | -1 | 3 | 17,5 |
| Troisième interdite | -1 | 4 | 20,5 - 21,4 |
| Quatrième interdite | +1 | 4 | 22,5 - 24,3 |

I.3.1.c. Les transitions de Fermi et de Gamow Teller

Les transitions β observées dépendent de la structure des états fondamental et excités des noyaux père et fils mis en jeu. En effet les opérateurs qui décrivent ces transitions obéissent à des règles de sélection portant sur le moment angulaire J , la parité π et l'isospin T [Hey90] des états considérés lors de la désintégration β .

Ces règles de sélection permettent de distinguer deux types de transition, l'une de type Gamow Teller et l'autre de type Fermi, observées respectivement lorsque la paire (e^+, ν) est émise avec un spin total $S=S_{e^+}+S_{\nu}=1$ (parallèle) et $S=0$ (anti parallèle). Ces transitions sont associées au courant axial-vectoriel et au courant vectoriel de l'interaction faible [Des02].

Les règles de sélection qui gouvernent les transitions de Fermi et de Gamow Teller sont regroupées dans le Tableau I.2. Ces règles montrent que la transition de type Fermi ne peut avoir lieu qu'entre deux états des noyaux père et fils de mêmes caractéristiques (nombres quantiques), il s'agit des états isobariques analogues (IAS). Toutes les autres transitions considérées dans ce travail sont de type Gamow Teller.

La faible statistique souvent obtenue lors des expériences dédiées à l'étude des noyaux exotiques est à l'origine du fait que seules les transitions permises sont observées. Cependant la possibilité d'observer des transitions interdites d'ordre 1 ou 2 est envisageable dans certains noyaux. C'est le cas dans ce travail où certaines transitions de Gamow Teller du noyau ^{33}Cl pourraient être assimilées à des transitions interdites (Cf. Paragraphe III.6.1).

Tableau I.2: Les règles de sélection des transitions de Fermi et de Gamow Teller permises et première et deuxième interdites [Des02].

| Type de transition | L | Fermi | | | Gamow Teller | | |
|--------------------|---|------------|--------------------|------------|--------------|-------------------|------------|
| | | ΔJ | $\Delta\pi=(-1)^l$ | ΔT | ΔJ | $\Delta\pi=(1)^l$ | ΔT |
| Permise | 0 | 0 | +1 | 0 | 0, ± 1 | +1 | 0, ± 1 |
| Première interdite | 1 | (0), 1 | -1 | | 0, 1, 2 | -1 | |
| Deuxième interdite | 2 | (1), 2 | +1 | | 1, 2, 3 | +1 | |

I.3.1.d. Notion de la force manquante dans les transitions de Gamow Teller

La force de Gamow Teller étant sensible à la configuration nucléaire des états responsables de la transition peut être utilisée pour vérifier les hypothèses du modèle en couches. Or la comparaison des forces de Gamow Teller $B(GT)$ déterminées expérimentalement dans plusieurs travaux et celle calculée dans le cadre d'un modèle révèle une surestimation systématique de la force théorique [Bor89, Tho04].

Afin de reproduire les résultats expérimentaux, les valeurs théoriques des forces de Gamow Teller sont multipliées par un facteur de réduction, appelé aussi facteur de *quenching*, compris entre $(0,7)^2$ et $(0,8)^2$ [Bro85]. En moyenne ce facteur est pris égal à $q^2=0,58(5)$ dans la couche $(2s,1d)$ et $q^2=0,560(54)$ dans les couches supérieures $(2p,1f)$ [Sze91].

Bien que plusieurs travaux ont été entrepris afin d'expliquer l'origine du problème de la force manquante depuis plus d'une trentaine d'années, seules quelques explications ont été proposées. D'après les travaux de Bertsch et al. [Ber82], cette force manquante située à une énergie d'excitation comprise entre 20 MeV et 50 MeV au-delà de la résonance de Gamow Teller pourrait être due à l'interaction résiduelle entre les états $1p-1t$ et $2p-2t$. L'observation d'une force manquante au voisinage de 50 MeV dans la réaction $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ lors des travaux de Wakasa et al. [Wak97] semble confirmer la présence d'une telle interaction.

I.3.2. Emission retardée de particules (βp et $\beta 2p$)

L'émission retardée de particules ($p, 2p, \dots$) est observée dans les noyaux très riches en protons alimentés par la voie $\beta^+(CE)$ qui se trouvent loin de la vallée de stabilité. Les valeurs élevées des énergies disponibles lors de la décroissance β permettent d'atteindre des états très excités. Ces états peuvent décroître par émission de rayonnement γ , si l'énergie d'excitation est inférieure au seuil d'émission de particules. Dans le cas contraire c'est l'émission de particules ($p, 2p, \dots$) qui a lieu. En effet si l'énergie d'un état atteint est supérieure à l'énergie de séparation d'un proton (deux protons) S_{1p} (S_{2p}) l'état est non lié vis-à-vis de l'émission de ces particules. Les états du noyau fils alimentés par la voie β peuvent alors décroître par émission d'un proton (deux protons).

L'émission retardée $2p$ à partir d'un état nucléaire peut se produire suivant trois mécanismes :

- L'émission séquentielle :

Dans ce cas les deux protons sont émis de façon à passer par un état intermédiaire, l'émission est dite séquentielle. Les états intermédiaires alimentés à la suite de l'émission $1p$ sont clairement identifiés. Dans l'émission séquentielle la répartition de l'énergie entre les deux protons n'est pas forcément égale, elle dépend de l'énergie de l'état intermédiaire. La distribution angulaire est isotrope.

- L'émission simultanée

Dans le cas de l'émission simultanée les états intermédiaires ne sont pas observés, ce mécanisme est plus complexe et procède directement par décroissance $2p$. L'émission est dite isotrope parce que la désintégration donne lieu à trois corps (le noyau fils et les deux protons). Dans ce cas les deux protons sont émis simultanément et il n'y a par conséquent pas de passage par un état intermédiaire. Le mécanisme de l'émission simultanée $2p$ est prédominant dans la décroissance des noyaux ^6Be [Boc92] et ^{12}O [Kry95].

D'un point de vue formel dans le cas de l'émission à trois corps les deux protons ne sont pas corrélés et seules les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie sont vérifiées (Cf. Paragraphe IV.5.1). Dans ce cas de figure, les distributions angulaires des deux protons émis

sont isotropes. Cependant de nombreuses discussions favorisent le partage de l'énergie de façon similaire (égale) entre les deux protons à cause de la forte barrière de pénétration.

- L'émission corrélée

Cette émission peut avoir lieu dans le cas où les deux protons émis sont fortement corrélés et forment un état résonnant ${}^2\text{He}$. La particule préformée, appelée aussi di-proton, traverse la barrière coulombienne et centrifuge et les deux protons sont ensuite séparés après émission. Il est important de noter que l'émission de la particule di-proton n'a encore jamais été observée et que cette particule hypothétique de masse 2 et de charge 2 a été imaginée par certains théoriciens [Bro91].

Ces trois modes de décroissances 2p sont représentés dans la Figure I.2. Dans cette figure les noyaux père et fils ainsi que les particules émises suivant des directions bien déterminées sont montrés.

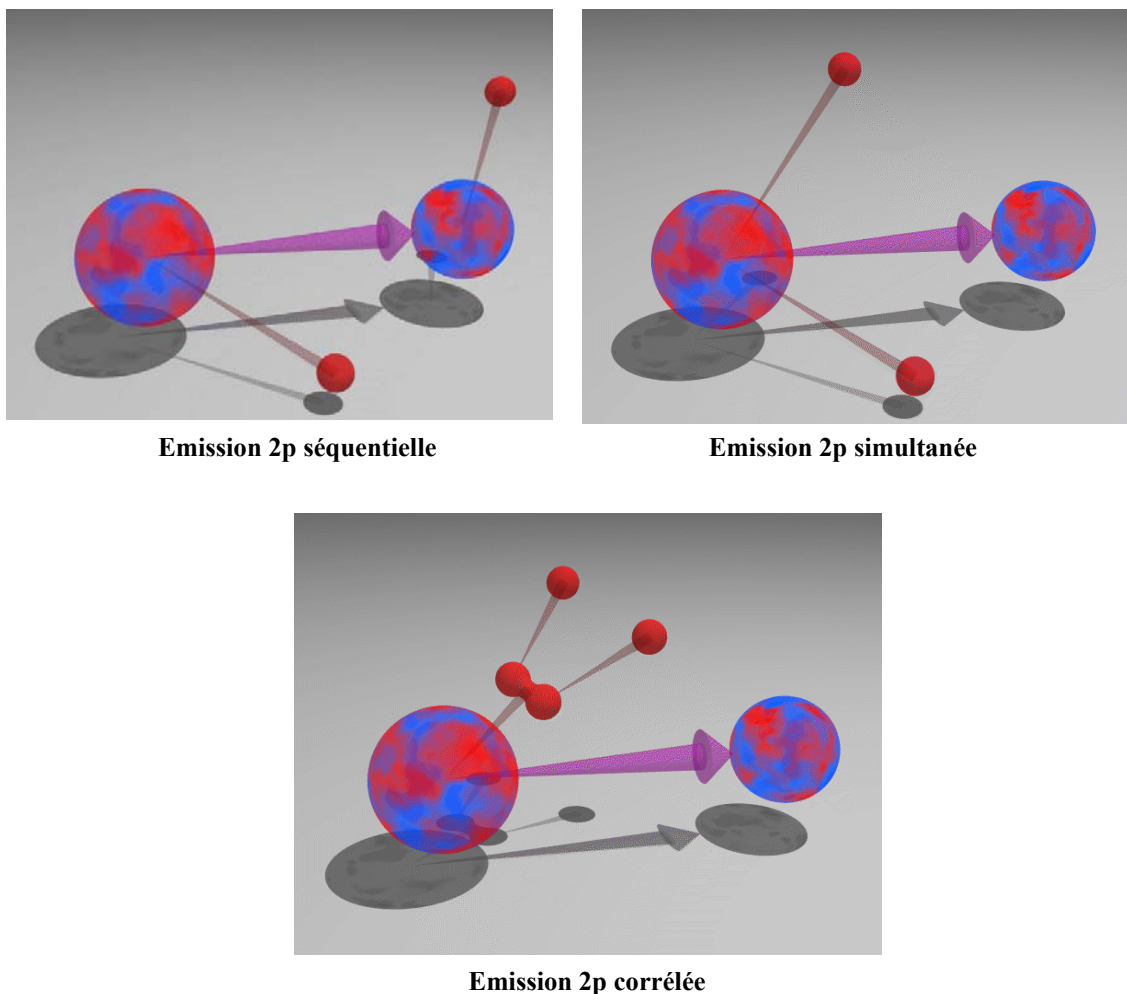


Figure I.2: Schémas montrant les mécanismes de l'émission 2p : séquentiel, simultané et corrélé.

I.4. Modèle en couches

Dans ce paragraphe, le modèle en couches standard est utilisé comme point de départ pour la description de l'interaction entre les nucléons d'un noyau.

Le noyau atomique est un système quantique constitué de A nucléons qui interagissent entre eux sous l'effet d'un potentiel. Ce système peut être décrit par son état $|\Psi\rangle$ qui est solution de l'équation de Schrödinger :

$$H|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle \quad (1.14)$$

où E est l'énergie du système et H son Hamiltonien qui peut s'exprimer comme suit :

$$H = \sum_{i=1}^A \frac{P_i^2}{2m_i} + \sum_{i<j=1}^A V(i, j) \quad (1.15)$$

L'énergie cinétique de chaque nucléon i de masse m_i est donnée par $\frac{P_i^2}{2m_i}$ et l'énergie d'interaction entre les deux nucléons i et j est représentée par $V(i, j)$.

Le modèle en couches repose sur le fait que l'interaction moyenne entre les nucléons peut être représentée par l'interaction d'un nucléon avec un champ moyen induit par les (A-1) autres nucléons [May49, Hax49]. Pour tenir compte des corrélations entre les nucléons un terme $V^{\text{rés}}(i, j)$ tenant compte de l'interaction résiduelle a été introduit dans l'expression de l'Hamiltonien :

$$H = \sum_{i=1}^A \left(\frac{P_i^2}{2m_i} + V_0(i) \right) + \left(\sum_{i<j=1}^A V(i, j) - \sum_i^A V_0(i) \right) = \sum_{i=1}^A h(i) + \sum_{i<j=1}^A V^{\text{rés}}(i, j) \quad (1.16)$$

où $V_0(i)$ est le potentiel à un corps et $h(i)$ est l'Hamiltonien qui décrit une interaction individuelle.

L'approche du modèle en couches consiste à choisir le potentiel à un corps de façon à reproduire les nombres magiques expérimentaux N=2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126. Pour cela le potentiel pris est soit celui d'un oscillateur harmonique corrigé par l'interaction spin orbite et par une interaction qui lève la dégénérescence en l, soit le potentiel de Woods-Saxon.

La résolution de l'équation de Schrödinger se fait dans un espace tronqué, à l'aide d'un Hamiltonien effectif qui permet de déterminer les énergies et les fonctions d'onde propres du noyau.

$$H|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle \leftrightarrow H^{\text{eff}}|\Psi_{\text{eff}}\rangle = E|\Psi_{\text{eff}}\rangle \quad (1.17)$$

Pour la résolution de cette équation, il est important de:

- Définir un espace de valence
- Définir une interaction effective
- Construire et diagonaliser la matrice énergie.

L'espace de valence, contenant quelques nucléons en interaction, est défini comme l'espace qui se trouve entre le cœur inerte et l'espace externe composé d'orbitales inoccupées. Les espaces de valence naturels sont généralement délimités par les séquences des nombres magiques. Les espaces naturels sd et fp correspondent aux noyaux tels que $8 < Z, N < 20$ et $20 < Z, N < 40$.

Le choix de l'interaction effective adaptée au choix de l'espace de valence repose sur deux méthodes.

Dans la première méthode, l'interaction effective est construite d'une façon phénoménologique en ajustant les éléments de matrice à deux corps sur les données expérimentales telles que les niveaux d'énergie. Cette méthode minimise les écarts entre les spectres calculés et les spectres expérimentaux et donne une bonne description spectroscopique des noyaux dans un domaine en masse restreint. C'est le cas de l'interaction USD (*Universal SD shell interaction*) [Bro88], qui décrit assez bien l'interaction des protons (ou nucléons) dans les états de basses énergies pour les masses comprises entre 16 et 40. Dans le cadre de l'approche du modèle indépendant, les éléments de matrice à deux corps et les énergies des particules individuelles sont considérés comme des paramètres de l'ajustement des énergies de liaison et des énergies d'excitation déterminées expérimentalement.

L'autre méthode consiste à construire une interaction réaliste effective reproduisant les déphasages de l'interaction nucléon-nucléon libre. Cette méthode nécessite des approches complexes pour tenir compte de la répulsion des nucléons à courte portée [Kuo68]. Il faut cependant noter qu'au fur et à mesure que le nombre de particules de valence augmente, ces interactions réalistes ne décrivent plus les états considérés et ne reproduisent plus les données spectroscopiques. C'est le cas de l'interaction de Kuo-Brown [Kuo68] qui prédit deux fois plus d'états au dessous de 4 MeV que ce que montrent les résultats expérimentaux dans les noyaux ^{49}Ca [Cau94]. Pour résoudre ce problème, quelques corrections phénoménologiques sont apportées aux éléments de matrice à deux corps [Duf96].

Grâce au choix de l'interaction, le modèle en couches permet de comprendre et de reproduire de nombreux résultats expérimentaux pour les noyaux liés proches de la vallée de stabilité.

I.5. Travaux antérieurs relatifs aux noyaux ^{33}Ar

De nombreux travaux ont été dédiés à l'étude des noyaux riches en protons ^{33}Ar dont le but était de déterminer les paramètres spectroscopiques avec plus de précision. Afin de procéder à un bilan, une présentation générale des travaux de Borge et al. [Bor87], de Schardt et al. [Sch93] ainsi que ceux de Honkanen et al. [Hon96] est donnée dans ce paragraphe.

Dans l'ensemble de ces travaux, les ions ^{33}Ar sont produits auprès de ISOLDE par réaction de spallation d'une cible d'oxyde de calcium CaO. Dans ces réactions un faisceau de protons d'énergie 600 MeV [Bor87, Sch93] et 1 GeV [Hon96] arrive sur la cible d'oxyde de calcium. Le faisceau secondaire produit est ensuite dirigé vers les différents systèmes de détection.

I.5.1. Travaux de Borge et al. [Bor87]

Lors de cette expérience, un détecteur Ge(Li) est utilisé pour la détection des rayonnements de désexcitation γ . Le détecteur Ge(Li) est placé derrière la feuille d'implantation dans laquelle les noyaux ^{33}Ar sont arrêtés. Pour la détection des particules chargées protons un détecteur Silicium à barrière de Surface d'épaisseur 500 μm et de surface 300 mm^2 est utilisé. Afin d'estimer la contribution des particules β , un détecteur annulaire est placé très près du point d'implantation et en face du détecteur à barrière de surface. Ces deux détecteurs sont placés de façon à permettre des mesures de coïncidences des protons dans un détecteur et des particules β .

Un cristal CsI est utilisé pour la mesure de la durée de vie des noyaux ^{33}Ar . La valeur, déterminée par un ajustement de type χ^2 de la courbe de décroissance, est égale à 174,1(11) ms et est en bon accord avec la valeur 173,1(2) ms donnée par Hardy et al. [Har71]. Le taux de production obtenu lors de la réaction $^{40}\text{Ca}(p, 3p5n)$ est de l'ordre de 2×10^4 $^{33}\text{Ar}/\text{s}$.

Dans le spectre en énergie des rayonnements γ (Figure I.3), les raies de désexcitation des noyaux ^{33}Cl d'énergie et de rapport d'embranchement respectifs 810(3) keV (42,1 (8) %), 1541,5(5) keV (1,0(2) %) et 2352,2(9) keV (0,7(2) %) ont été observées avec une bonne statistique. Ce spectre a ainsi permis de mettre en évidence pour la première fois

l'alimentation β de faible intensité de l'état d'énergie 2,3518 MeV de ^{33}Cl , état déjà observé dans des réactions de résonance (p, γ) [Ale76]. Trois autres rayonnements γ ont également été mis en évidence lors de cette analyse aux énergies 840,4(9) keV (0,55(6) %), 1967,3(9) keV (0,42(4) %) et 2867,7(9) keV (0,55(5) %).

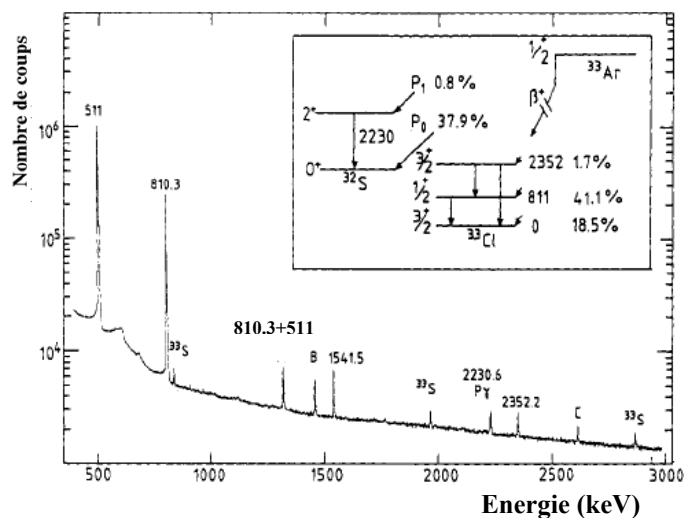


Figure I.3: Spectre en énergie des rayonnements γ émis lors de la décroissance $\beta\gamma$ des noyaux ^{33}Ar . Dans ce spectre les deux raies marquées par les deux lettres B et C appartiennent respectivement aux deux noyaux ^{40}K et ^{208}P . En insert le Schéma partiel de décroissance des noyaux ^{33}Ar est montré [Bor87].

L'analyse du spectre en énergie des protons retardés (Figure I.4) obtenu à l'aide des détecteurs Silicium a permis d'identifier plusieurs raies protons sur une grande gamme d'énergie (1300 keV- 6620 keV). Cependant les raies protons situées juste au dessus de la raie qui désexcite l'état analogue isobarique (IAS) ne sont pas bien résolues et la détermination de leur énergie et de leur intensité n'est pas précise. En effet la raie observée à 3330(20) keV dans ce travail peut correspondre à la raie d'énergie 3346 keV observée lors de l'étude de la réaction nucléaire $^{32}\text{S}(p,p')$ par Ikossi et al. [Iko76].

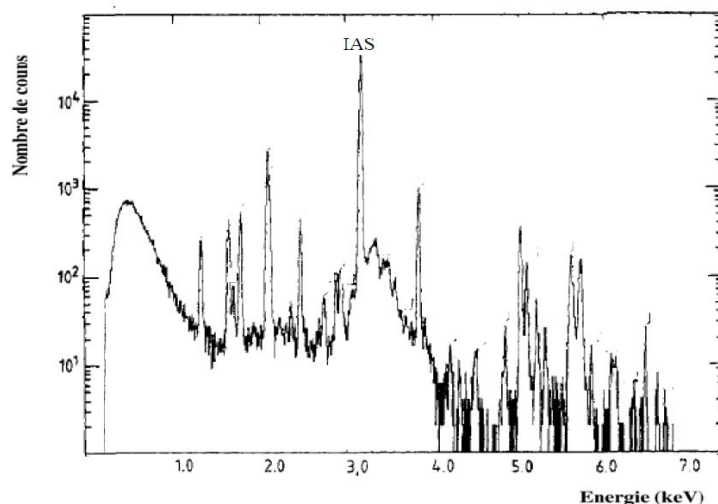


Figure I.4: Spectre en énergie des protons retardés βp des noyaux ^{33}Ar délivrés par un détecteur à barrière de surface d'épaisseur 500 μm et un détecteur silicium annulaire pour les mesures de coïncidences entre les protons et les particules β [Borg87].

Les intensités des raies protons déterminées dans ce travail sont inférieures à 2,5 % sauf pour la raie la plus intense d'énergie 3167(1) keV qui désexcite l'état analogue isobarique. La valeur du rapport d'embranchement absolu correspondant à cette raie est 30,7(1) %.

Par ailleurs les mesures de coïncidences $p\gamma$ ont montré que les raies protons situées aux énergies 1316(3) keV, 1697(6) keV, 2372(6) keV et 2886(6) keV sont en coïncidences avec la raie γ d'énergie 2230 keV du noyau fils ^{32}S .

Les valeurs de la force de Gamow Teller ont été déterminées lors de ce travail en utilisant les énergies d'excitation et les rapports d'embranchement des états émetteurs 1p du noyau ^{33}Cl . La comparaison des forces de Gamow Teller expérimentale et théorique calculée par Müller et al. [Mul84] a montré une surestimation de ces dernières et a ainsi permis de déterminer le facteur de *quenching* qui est de l'ordre de 0,47(5).

I.5.2. Travaux de Schardt et al. [Sch93]

L'objectif des travaux de Schardt et al. [Sch93] est de déterminer de plus amples informations à partir des raies protons élargies par effet de recul des noyaux fils lors de l'étude des corrélations entre les deux particules émises β - ν . La mesure de ces corrélations ne pouvant pas être directe, elles doivent être déduites à partir des distributions en énergies des noyaux. Pour cela un système de détection de haute résolution est nécessaire.

Le faisceau des noyaux ^{33}Ar produits est implanté dans une feuille de Carbone d'épaisseur (20-50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Derrière cette feuille est placé un détecteur à barrière de surface d'épaisseur supérieure à 150 μm . Ce détecteur est maintenu à une température de -15°C à l'aide d'un système de refroidissement. L'angle solide de détection est limité à 1,7 % de 4π . Deux systèmes d'échelles mobiles sont placés en face du détecteur afin de permettre de basculer des mesures en sources aux mesures en faisceaux sans casser le vide. Le taux de production obtenu est de 2×10^4 $^{33}\text{Ar}/\text{s}$.

La méthode utilisée dans ce travail repose sur l'analyse de la forme des raies protons élargies par effet de recul du noyau lors de l'émission (β - ν). L'ajustement des raies observées dans les spectres en énergie par une forme calculée [Sch93] et convoluée par la résolution intrinsèque du détecteur permet de déduire les paramètres spectroscopiques tels que le spin et la largeur de l'état considéré. Cette méthode peut également donner des informations sur la nature de l'interaction faible en déterminant le paramètre d'asymétrie [Sch93], qui dépend des forces de transitions de Fermi $B(F)$ et de Gamow Teller $B(GT)$ ainsi que des spins.

Dans le cas de l'émission 1p d'énergie 3167 keV à partir de l'état analogue isobarique (IAS) du noyau ^{33}Cl , l'élargissement est essentiellement dû à une transition de Fermi avec une faible contribution de la transition de Gamow Teller. Le meilleur ajustement de la largeur de la raie à l'aide de la forme calculée est obtenu pour la valeur du paramètre d'asymétrie $A=1,02(4)$. La valeur du facteur d'asymétrie ainsi déterminé expérimentalement pour la première fois dans ce travail (proche de 1) confirme bien le fait que la contribution de Gamow Teller est très faible.

Dans le cas des transitions de Gamow Teller l'élargissement est plus accentué et le paramètre d'asymétrie peut varier de $-1/3$ (transitions $(1/2)^+ \rightarrow (1/2)^+$) à $+1/3$ (transitions $(1/2)^+ \rightarrow (3/2)^+$). Par ailleurs l'élargissement du niveau dû à la durée de vie complique encore plus l'analyse de la raie et peut parfois couvrir l'élargissement dû au recul. Heureusement ces difficultés peuvent être surmontées par le fait que les spins et les largeurs de plusieurs états du noyau ^{33}Cl ont été déterminés expérimentalement par réaction nucléaire [End90]. Dans le cas de la raie d'énergie 2,1 MeV, l'élargissement est bien reproduit par la forme de cette raie calculée et convoluée par la distribution de Breit-Wigner et la résolution du détecteur. Le meilleur

ajustement est obtenu pour une largeur $\Gamma=2$ keV qui est en bon accord avec la valeur déterminée par réaction nucléaire ($\Gamma=2\pm 1$) keV [Ale76].

L'identification de l'ensemble des raies protons observées dans les spectres individuels a permis la détermination des énergies et des intensités de ces raies ainsi que les énergies des états émetteurs du noyau ^{33}Cl . A basse énergie les résultats sont comparables à ceux donnés par Borge et al. [Bor87]. A haute énergie, les énergies déterminées dans ce travail sont systématiquement supérieures à celles de Borge et al. de 20 keV à 40 keV. Les écarts observés entre les deux travaux peuvent être dus au fait que l'étalonnage à haute énergie dans les travaux de Borge est réalisé à l'aide d'une source α et aucune correction n'a été apportée pour tenir compte des différences dans la détection des protons et des particules α .

I.5.3. Travaux de Honkanen et al. [Hon96]

Le faisceau d'ions ^{33}Ar produit avec un taux de l'ordre de 10^5 /s par réaction de spallation est implanté dans une feuille de carbone mince. Le dispositif de détection est composé d'un télescope silicium $\Delta E-E$, d'un deuxième télescope constitué d'un détecteur à gaz et d'un silicium, d'un détecteur annulaire pour la détection des particules chargées β et d'un détecteur Germanium pour les rayonnements γ .

Dans ce travail un intérêt particulier est porté à l'étude des groupes de protons observés à basse énergie et à ceux qui alimentent le premier état excité d'énergie 2,23 MeV du noyau ^{32}S .

Les raies protons d'énergie supérieure à 1 MeV observées dans les spectres délivrés par l'ensemble des détecteurs de haute efficacité et de bonne résolution utilisés dans ce travail sont en bon accord avec les résultats des travaux antérieurs. A basse énergie, la raie située à 768(5) keV a été mise en évidence pour la première fois dans ce travail grâce au télescope (gaz- silicium), conçu et utilisé pour la détection des protons de basses énergies, caractérisé par un seuil de détection de l'ordre de 200 keV. Cette nouvelle raie est assimilée à une émission 1p à partir de l'état d'énergie 5,296(2) MeV mis en évidence par Schardt et al. [Sch93] lors de l'émission du proton d'énergie 2927(2) keV vers l'état fondamental de ^{32}S . L'énergie de cet état est en bon accord avec celle de l'état de ^{33}Cl ($E_x=5,297(3)$ MeV) émetteur de proton d'énergie 768(5) keV déterminée dans ce travail. La vérification de la transition observée repose sur l'énergie mais aussi sur la largeur de la raie d'énergie 768 keV. En effet, les transitions vers les états excités sont de largeurs plus petites que celles des transitions vers l'état fondamental. La largeur à mi hauteur de la raie à 768 keV mesurée ($\Gamma=23,5$ keV) a été comparée aux valeurs des largeurs ($\Gamma=23,2$ keV et $\Gamma=35,6$ keV) des deux raies 1322 keV et 2096 keV qui alimentent respectivement le premier état excité et l'état fondamental du noyau ^{32}S . Cette comparaison montre que le groupe de proton d'énergie 768 keV alimente probablement le premier état excité. De plus, aucun état excité de ^{33}Cl ne peut être associé à l'émission de la raie 768 keV vers un autre état excité de ^{32}S ou vers l'état fondamental.

En se basant sur l'interprétation des résultats expérimentaux et sur l'ensemble des données bibliographiques, un schéma de décroissance partiel des noyaux ^{33}Ar a été établi au voisinage de l'IAS à 5,544 MeV de spin $J^\pi=(1/2)^+$ et d'isospin $T=(3/2)$ lors de ces travaux.

I.6. Travaux antérieurs dédiés aux noyaux ^{31}Ar

Parmi les travaux dédiés à l'étude des noyaux ^{31}Ar , entrepris depuis plusieurs années et qui ont permis d'obtenir des résultats intéressants [Bor91, Baz92], nous nous sommes intéressés dans ce paragraphe aux travaux réalisés auprès de ISOLDE respectivement par Axelsson et

al. (1998) et Fynbo et al. (2000). Lors de ces deux expériences, les noyaux ^{31}Ar sont produits avec un taux de 2 à 3 atomes/s auprès de PSB ISOLDE (*Proton Synchrotron Booster*) [Axe98, Fyn00] par réaction de spallation avec un faisceau de protons de 1 GeV qui arrive sur une cible épaisse d'oxyde de Calcium.

I.6.1. Les travaux de Axelsson et al. [Axe98]

Le faisceau des noyaux ^{31}Ar produits arrive à travers une ouverture centrale du détecteur annulaire Si et est implanté dans une feuille de carbone d'une épaisseur de $40\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ inclinée d'un angle de 45° par rapport à la direction du faisceau (Figure I.5). Cette feuille est placée en face d'un détecteur de rayonnements γ HPGe. Deux télescopes sont également disposés perpendiculairement au faisceau et en face de la feuille de carbone. Le premier appelé « télescope SISI » est composé d'un détecteur mince d'épaisseur $25\ \mu\text{m}$ et d'un détecteur plus épais placé derrière le détecteur d'épaisseur $707\ \mu\text{m}$. L'autre télescope est formé d'une chambre à fil à gaz et d'un détecteur Si placé derrière d'épaisseur $300\ \mu\text{m}$. Les efficacités de détection des deux télescopes sont 3,3 % et 2,3 %.

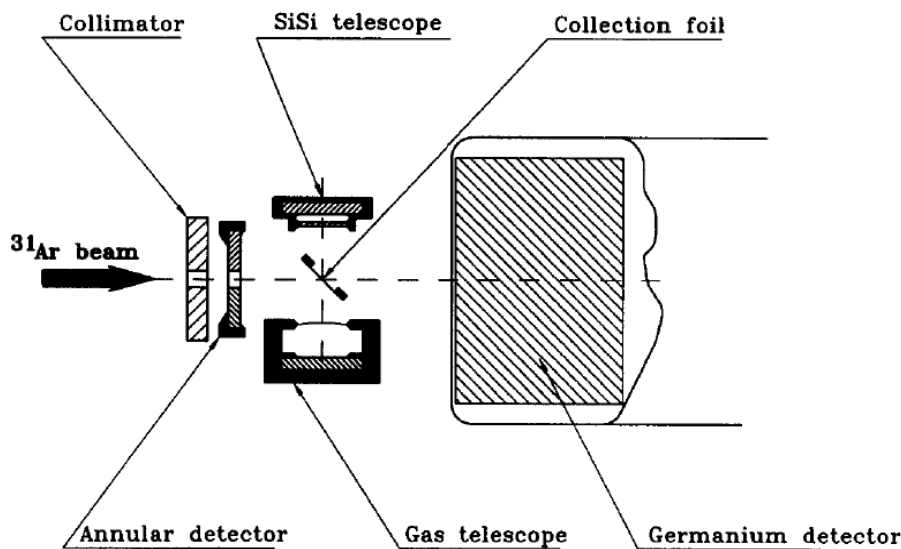


Figure I.5: Le dispositif expérimental est composé d'un détecteur annulaire, du télescope SISI, d'un télescope à gaz et d'un détecteur Germanium pour les rayonnements γ . Au centre de cet ensemble est placée la feuille de carbone où les noyaux ^{31}Ar sont implantés [Axe98].

L'analyse des spectres en énergie des raies protons recueillis par le télescope à gaz et le télescope SISI a permis l'identification de plusieurs raies protons d'énergies comprises entre 400 keV et 11700 keV et la détermination des rapports d'embranchement correspondants. Parmi ces raies, six ont été observées en coïncidences avec les deux raies γ qui désexcitent les deux premiers états excités du noyau ^{30}S situés aux énergies 2,210 MeV et 3,403 MeV.

Lors de cette expérience les transitions 2p entre l'état analogue isobarique (IAS) de ^{31}Cl et les trois premiers états de plus basse énergie du noyau ^{29}P ont été mises en évidence pour la première fois avec une bonne statistique. Les rapports d'embranchement des transitions 2p d'énergies 7,635(25) MeV, 6,230(20) MeV et 5,680(20) MeV ont été trouvés respectivement égaux à 1,26(20) %, 0,71(12) % et 0,61(11) %.

L'analyse de ces transitions et des corrélations angulaires a permis de conclure que l'émission des deux protons est séquentielle et qu'elle a lieu soit directement vers l'état fondamental soit

en passant par un état intermédiaire. Par ailleurs les observations effectuées lors de cette analyse n'exclue pas la présence d'une transition $\beta 3p$ dans les noyaux ^{31}Ar .

I.6.2. Les travaux de Fynbo et al. [Fyn00]

L'objectif de l'expérience réalisée par Fynbo et al. était de déterminer le mécanisme de l'émission $\beta 2p$ et de confirmer l'observation de la transition $\beta 3p$ avec un important rapport d'embranchement.

Les noyaux ^{31}Ar produits par réaction de spallation sont dirigés vers le système de détection caractérisé par une haute efficacité de détection nécessaire pour pallier le faible taux de production des noyaux ^{31}Ar , une bonne résolution en énergie et une bonne couverture angulaire. Cette couverture étant nécessaire à la construction et à l'analyse des corrélations angulaires entre les deux protons émis. Le faisceau des ^{31}Ar entre à travers un trou central du montage FUTIS et est implanté dans une feuille de carbone de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ce montage (Figure I.6) est constitué de 15 détecteurs Si à jonction p-n ($300 \mu\text{m}$) sous forme d'un hémisphère dont seulement 13 diodes à jonctions ont fonctionné pendant l'expérience. L'autre face de la feuille de Carbone est vue par un détecteur à pistes mince ($276 \mu\text{m}$) à double faces et de dimensions $5 \times 5 \text{ cm}$ et 16 pistes sur chaque face dont la largeur est de 3 mm et l'espace entre les pistes de $100 \mu\text{m}$. Derrière ce détecteur est placé un détecteur Si épais $700 \mu\text{m}$ pour arrêter les protons qui ont traversé le détecteur à pistes. En face de la feuille de Carbone est placé un détecteur de raies γ HPGe.

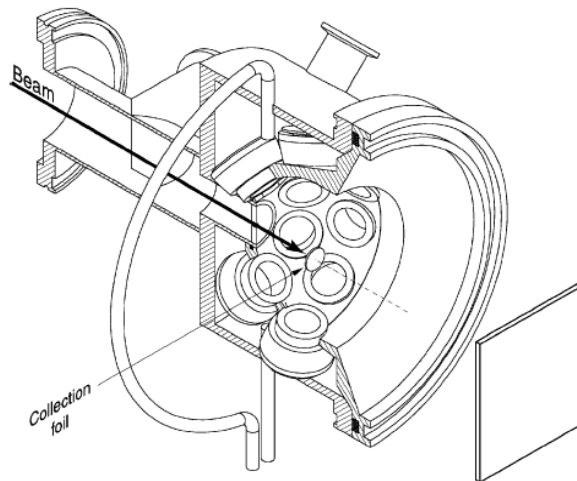


Figure I.6: Le dispositif de détection FUTIS composé de 15 détecteurs Si à jonctions p-n et d'un détecteur à pistes à double faces ($100 \mu\text{m}$) représenté par un rectangle. Dans cette figure le détecteur HPGe et le Si placé derrière le détecteur à pistes ne sont pas présentés [Fyn00].

L'ensemble des raies protons données dans les travaux précédents [Bor91, Baz92, Axe98] ont été observées avec une bonne résolution et une meilleure statistique. L'étude des spectres en énergie $1p$ a été étendue à un domaine d'énergie plus important à basse énergie grâce au télescope et aux hautes énergies grâce au détecteur annulaire épais. Ceci a également permis l'observation des faibles transitions entre l'IAS et l'état fondamental du noyau ^{30}S . Lors de cette analyse les mesures de coïncidences $p\gamma$ ont permis de mettre en évidence l'alimentation par émission protons des trois premiers états du noyau ^{30}S .

Cette expérience a par ailleurs confirmé l'observation des transitions $2p$ d'énergie $7,6 \text{ MeV}$, $6,3 \text{ MeV}$ et $5,7 \text{ MeV}$ à partir de l'IAS vers l'état fondamental et les deux premiers états excités du noyau ^{29}P . Les rapports d'embranchement de ces transitions sont respectivement $1,86(21) \%$, $1,07(13) \%$ et $0,749(98) \%$.

D'autres émissions 2p à partir des états alimentés par des transitions de Gamow Teller ont été mises en évidence dans ce travail. Cependant l'analyse de ces transitions est plus compliquée à cause du manque d'information sur l'état final et le grand nombre d'états intermédiaires dans la région comprise entre 7 MeV et 15 MeV du noyau fils ^{31}Cl qui peuvent être impliqués. L'analyse des différents spectres montre que les transitions de $Q_{2p} < 4$ MeV sont en grande partie des transitions vers l'état fondamental de ^{29}P .

Parmi les transitions 2p émises à partir des états alimentés lors des transitions de Gamow Teller, celles observées aux énergies 1,97 MeV, 2,7 MeV, 3,9 MeV et 4,77 MeV données dans la Figure I.7 ont permis de déduire des informations intéressantes sur le mécanisme de l'émission 2p. En effet, dans ces figures les deux raies protons de l'émission séquentielle sont distinctes dans la partie des basses énergies. Le premier proton est représenté par une raie très fine alors que le deuxième proton est représenté par un pic plus large, l'angle entre les deux protons émis dépendant de l'énergie. Il faut toute fois noter qu'au fur et à mesure que l'énergie augmente l'analyse de ces transitions devient difficile car plusieurs états intermédiaires sont mis en évidence et contribuent ainsi à la diminution de l'intensité des raies observées.

L'étude des corrélations entre les deux protons émis et des distributions angulaires mesurées dans ce travail a confirmé l'hypothèse d'une émission séquentielle des deux particules émises.

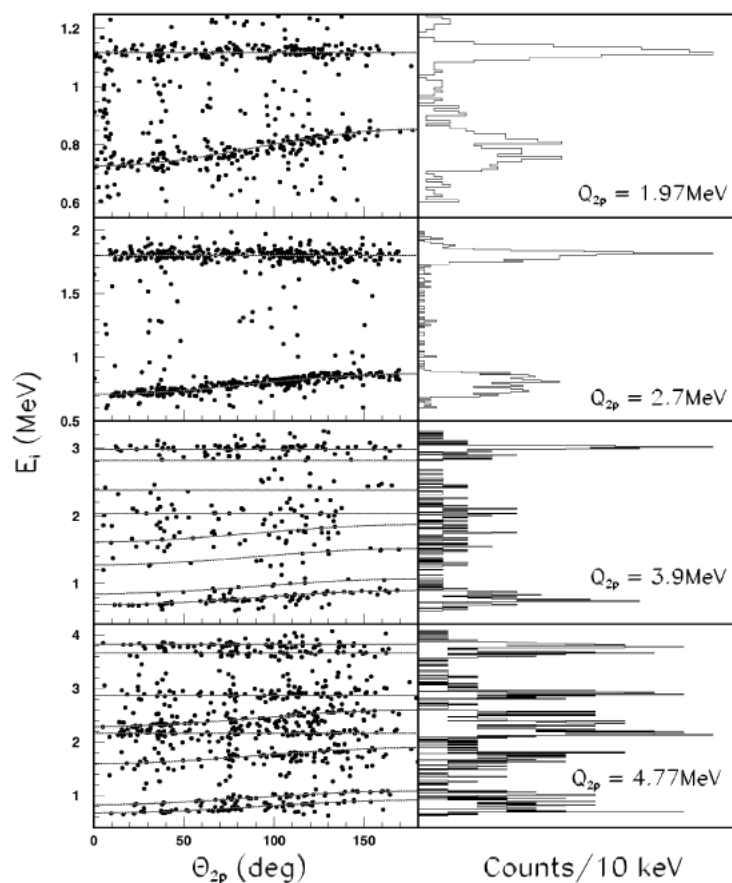


Figure I.7: La variation de l'énergie individuelle en fonction de l'angle relatif entre les deux protons émis d'une façon séquentielle lors des transitions 2p d'énergies respectives 1,97 MeV, 2,7 MeV, 3,9 MeV et 4,77 MeV à partir des états de Gamow Teller. La projection des raies protons représentées par les lignes solides dans les courbes de gauche est donnée dans les quatre courbes de droite [Fyn00].

Deuxième Chapitre

II. Description de la méthode expérimentale

Les résultats ont été obtenus lors de l'expérience E342as réalisée sur la ligne basse énergie IBE de SPIRAL auprès du Grand Accélérateur National des Ions Lourds (GANIL) implanté à Caen (France). Nous décrivons ci-dessous le dispositif expérimental utilisé pour la production des noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar ainsi que le système de détection conçu pour l'étude des différents modes de décroissance.

Pour l'étude des décroissances βp , $\beta\text{p}\gamma$ et $\beta 2\text{p}$ observées dans les noyaux riches en protons ^{31}Ar et ^{33}Ar , un système de détection approprié, le « Cube Silicium », a été conçu et réalisé par le groupe « Noyaux Exotiques » du CENBordeaux-Gradignan.

A la fin de ce chapitre, nous détaillerons la mesure de l'efficacité des différents détecteurs utilisés et l'étalonnage en énergie des chaînes d'acquisition.

II.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental se compose de deux parties. Dans la première, les noyaux d'intérêt sont produits et séparés à l'aide de séparateurs magnétiques et d'éléments optiques tandis que dans la seconde, les noyaux radioactifs formés ^{31}Ar et ^{33}Ar sont guidés vers le système de détection où les particules chargées proton et β et les rayonnements de désexcitations γ seront identifiées.

II.1.1. Production et séparation des noyaux d'intérêt

Les installations du GANIL permettent d'accélérer des faisceaux d'ions lourds stables, du Carbone à l'Uranium, avec des intensités allant de 6×10^9 pps à 2×10^{11} pps (où pps est le nombre de particules par seconde) et des énergies allant de 24 à 96 MeV par nucléon. Le plan des aires expérimentales associées à cet accélérateur est donné dans la Figure II.1.

Dans le cas de l'expérience E342as, un faisceau primaire d'ions $^{36}\text{Ar}^{10+}$ est extrait d'une source d'ions à résonance cyclotronique électronique ECR [Sor94] et injecté dans l'ensemble des cyclotrons couplés en série (C0, CSS1 et CSS2). Ce faisceau est d'abord accéléré dans le cyclotron compact C0 et le cyclotron CSS1 (Cyclotron à Secteurs Séparés 1), traverse ensuite un épilucheur d'électrons (feuille de carbone très mince) où il est encore ionisé et arrive enfin dans le cyclotron CSS2 où il est de nouveau accéléré. Les ions $^{36}\text{Ar}^{18+}$ ainsi accélérés arrivent sur une cible épaisse de carbone avec une énergie de 95 MeV par nucléon.

Les noyaux radioactifs sont produits par la réaction de fragmentation des noyaux primaires $^{36}\text{Ar}^{18+}$ sur la cible de Carbone de SPIRAL, d'où ils diffusent sous forme d'atomes neutres. Ils sont ensuite ionisés dans une autre source ECR. Cette source constitue avec la cible l'ensemble de production des noyaux radioactifs de l'installation SPIRAL.

Ces ions radioactifs, initialement au repos, sont extraits de l'ensemble cible-source avec une énergie totale égale à 30 keV. Ils sont ensuite acheminés et focalisés tout au long de la ligne basse énergie grâce aux différents éléments optiques. Cette ligne est composée de plusieurs jeux de quadripôles qui focalisent le faisceau et de *steerer* qui ont pour rôle de le dévier horizontalement et verticalement. Des fentes verticales et horizontales permettent de contrôler les dimensions du faisceau et les profilers de le visualiser. Les dipôles utilisés ont pour rôle de sélectionner les noyaux d'intérêt et de dévier le faisceau afin de le diriger vers les différentes sections de la ligne. Des cages de Faraday, placées sur la ligne du faisceau, permettent de mesurer son intensité le long de son parcours.

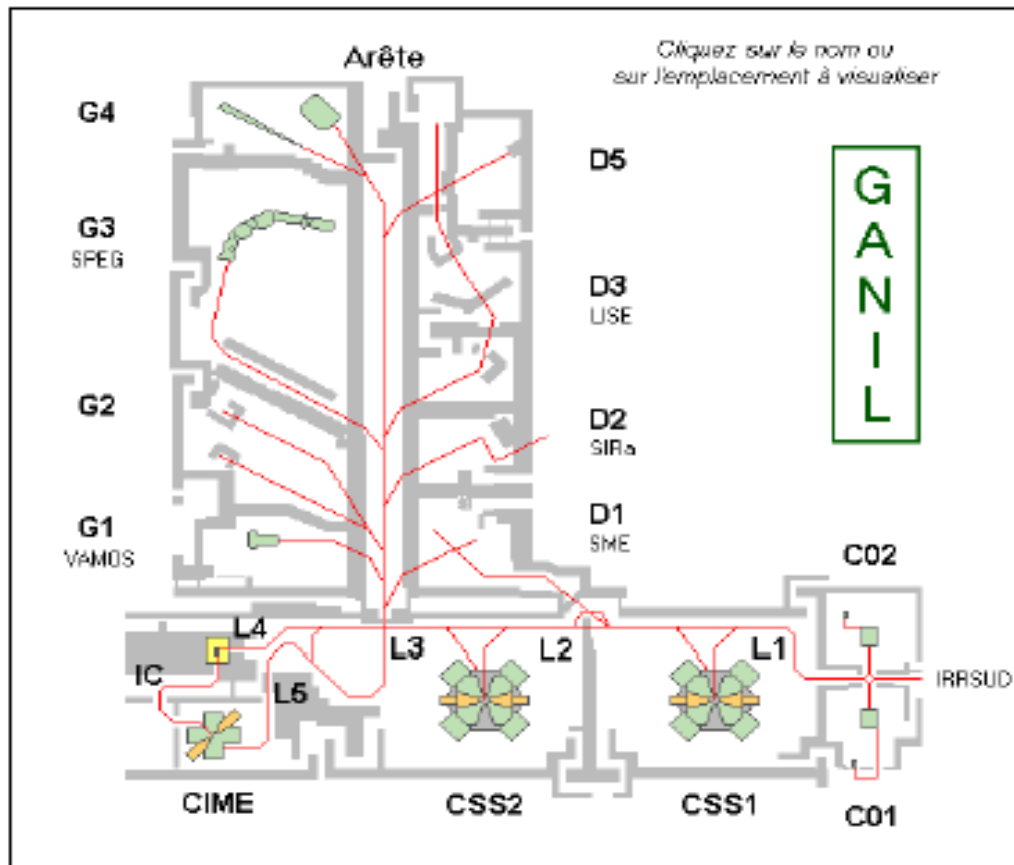


Figure II.1: Schéma de l'ensemble GANIL-SPIRAL et des aires expérimentales associées : Les trois cyclotrons couplés en série (C0, CSS1 et CSS2) pour les faisceaux stables et le cyclotron CIME qui permet d'accélérer le faisceau radioactif produit [GAN].

Afin d'optimiser la ligne de faisceau GANIL lors de l'expérience E342as, les ions stables ^{40}Ar produits par la source ECR ont été choisis et utilisés. Ces ions ont permis d'ajuster les différents paramètres des éléments de la ligne de faisceau.

Pour choisir l'état de charge adéquat des ions ^{40}Ar , la variation de l'abondance de ces ions a été représentée en fonction de l'état de charge dans la Figure II.2. Dans cette figure, les valeurs maximales de l'abondance sont obtenues pour les états de charge (1^+), (2^+), (3^+) et (8^+). Cependant les ions avec les états de charge pairs n'ont pas été retenus à cause des nombreux contaminants susceptibles d'être transmis. L'état de charge (1^+) n'a pas pu être extrait, dévié et conduit par les aimants de la ligne optique de SPIRAL, d'où le choix de l'état de charge (3^+). Cet état de charge correspondant à une abondance relativement grande (10 %) pour les ions ^{40}Ar a été retenu dans la suite de ce travail.

Le choix de l'état de charge (3^+) pour les ions $^{31}\text{Ar}^{3+}$ et $^{33}\text{Ar}^{3+}$ s'explique par le fait que les rapports (q/m) des ions stables ^{40}Ar et des ions radioactifs ^{31}Ar et ^{33}Ar sont du même ordre de grandeur et que les distributions d'états de charge pour ces trois isotopes sont identiques.

La sélection des ions $^{31}\text{Ar}^{3+}$ et $^{33}\text{Ar}^{3+}$ est assurée par un dipôle magnétique, dont la résolution en masse est donnée par la valeur $\frac{m}{\Delta m} = 250$, en fixant la valeur de la rigidité magnétique $B\rho$.

Le faisceau d'ions radioactifs ainsi sélectionné est ensuite focalisé et dirigé, à l'aide des éléments optiques de la ligne, vers la salle d'expérience.

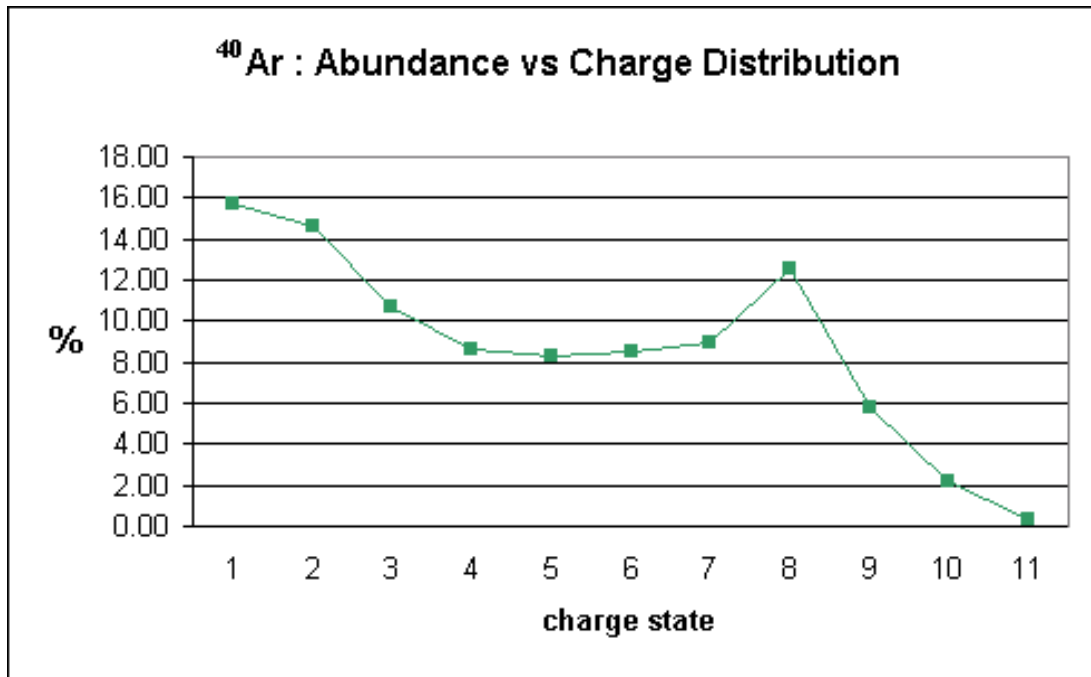


Figure II.2: La variation de l'abondance des ions ^{40}Ar en fonction de l'état de charge. L'abondance est maximale pour les faibles états de charge [GAN].

II.1.2. Dispositif de détection

L'étude et la mise en évidence des différents modes de décroissances (βp , $\beta\text{p}\gamma$ et β2p) des noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar nécessitent l'utilisation d'un système de détection de haute efficacité et de bonne résolution en énergie permettant de détecter toutes les particules émises (β , p et γ).

Pour la détection des particules chargées légères, protons et β , les détecteurs Silicium sont les plus appropriés. Les rayonnements γ sont collectés dans trois détecteurs Germanium type Exogam disposés autour du système «Cube Silicium».

II.1.2.a. Le système de détection « Cube Silicium »

Pour l'étude des décroissances βp et β2p des noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar et la mise en évidence des corrélations angulaires entre les deux protons émis, il est important de disposer d'un système de détection caractérisé par une géométrie particulière et une grande couverture d'angle solide. Pour cela le système de détection de forme cubique, de haute efficacité et de grande granularité a été conçu et utilisé pour cette expérience.

Ce système appelé «Cube Silicium» est composé de six détecteurs à pistes à double faces DSSSD (*Double Sided Silicon Strip Detector*) pour la détection des particules chargées disposés suivant une géométrie cubique sur deux plaques et de six détecteurs Silicium plans PIPS (*Passivated Implanted Planar Silicon*) placés derrière les détecteurs à pistes pour la détection des particules β [Mat09]. L'ensemble de ces détecteurs est placé dans une chambre à vide. La disposition des six détecteurs à pistes du «Cube Silicium» est schématisée dans la Figure II.3. Dans cette même figure une photographie des trois détecteurs DSSSD montés sur une des deux plaques du cube est également présentée.

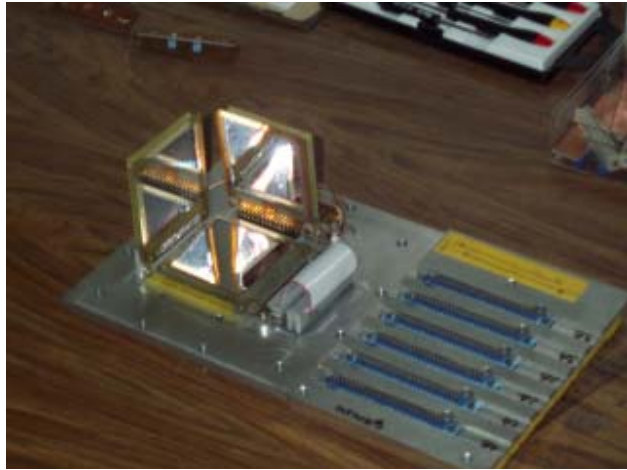
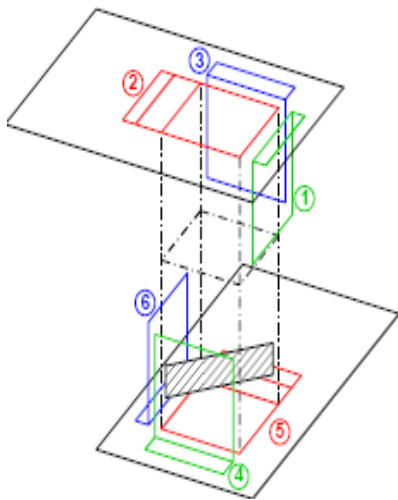


Figure II.3:A gauche : Schéma représentant la disposition des six détecteurs du système «Cube Silicium » et de la feuille de mylar introduite dans le Cube. A droite une photographie de trois détecteurs à piste placés sur l'une des deux plaques qui constituent le « Cube Silicium ».

Les faisceaux des noyaux étudiés ^{31}Ar et ^{33}Ar sont dirigés sous vide vers le système de détection «Cube Silicium» et entrent par une arrête du Cube. Les noyaux radioactifs sont implantés dans une feuille de mylar (catcher) d'épaisseur $0,9\ \mu\text{m}$, introduite dans le cube par une autre arrête. Cette feuille de mylar est placée au centre du Cube sur un support fixe.

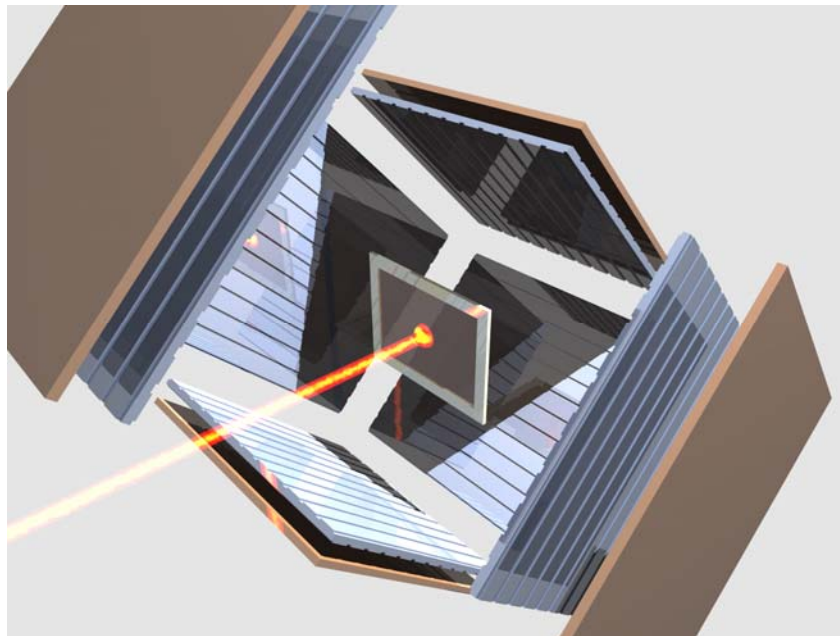


Figure II.4:Schéma du dispositif «Cube Silicium» constitué des six détecteurs à pistes DSSSD pour la détection des protons placés devant les six détecteurs PIPS pour la détection des particules β . La position de la feuille de mylar et la direction d'incidence du faisceau sont également montrées dans cette figure.

Les protons émis par les noyaux radioactifs sont arrêtés dans l'ensemble des détecteurs DSSSD utilisés alors que les particules β traversent les détecteurs en laissant une partie de leur énergie dans ces derniers qui peut être ainsi mesuré.

L'arrivée du faisceau ainsi que la position de la feuille de mylar sont représentées dans la Figure II.4. Dans cette figure à trois dimensions la disposition des détecteurs Silicium à pistes et plans est également montrée.

La photographie de la Figure II.5 montre la chambre à vide, qui renferme le dispositif de détection « Cube Silicium », dans la salle d'expérience placée au bout de la ligne de faisceau IBE.

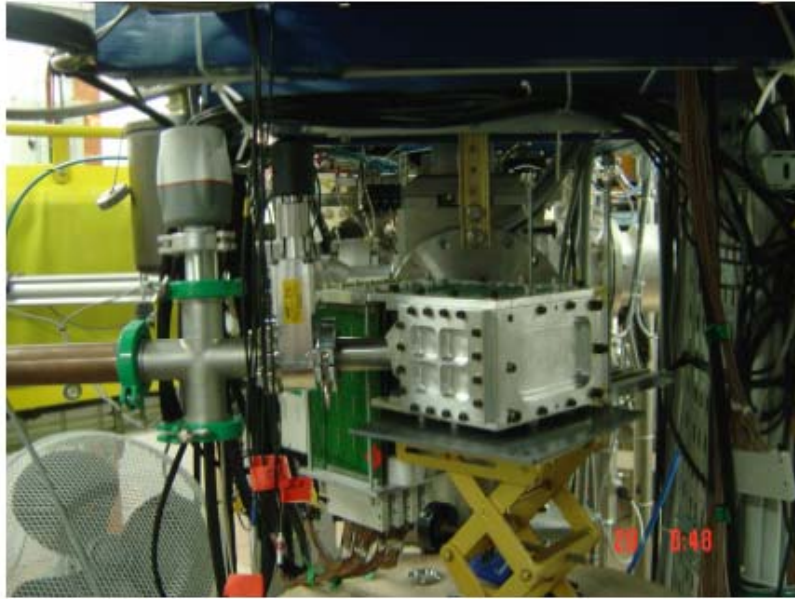


Figure II.5: Photographie représentant le dispositif «Cube Silicium » placé au bout de la ligne IBE dans la salle d'expérience.

Chaque type de détecteurs joue un rôle spécifique :

- Les détecteurs Silicium à pistes

L'intérêt d'utiliser des détecteurs à pistes à double faces réside dans le fait qu'ils permettent une double mesure des énergies E_x et E_y . Une telle mesure permet de vérifier la qualité de l'étalonnage. Ces détecteurs ont pour avantage de mesurer avec précision les positions des particules chargées arrêtées telles que les protons dans un même détecteur et d'étudier les corrélations entre les particules émises. En effet les détecteurs DSSSD ont une surface active de $(50 \times 50 \text{ mm}^2)$ divisée en 16 pistes verticales sur la face avant et 16 pistes horizontales sur la face arrière séparées par des espaces de $100 \mu\text{m}$ (Figure II.6), ce qui correspond à 256 pixels (de $3 \times 3 \text{ mm}^2$) par détecteur. D'où l'intérêt de les utiliser notamment pour la mise en évidence de l'émission $2p$. La résolution en énergie des détecteurs à pistes est de l'ordre de 50 keV à une énergie de 3172 keV .

Les épaisseurs des détecteurs DSSSD utilisés dans le système « Cube Silicium » sont du même ordre de grandeur ($300 \mu\text{m}$) à l'exception de deux détecteurs, un mince de $64 \mu\text{m}$ et un épais de 1 mm utilisés respectivement pour la détection des protons de basses et hautes énergies.



Figure II.6: Photographie représentant un détecteur Silicium double faces à 16 pistes sur chaque face.

La version 2008 du code de calcul type Monte Carlo SRIM a été utilisée pour estimer les valeurs maximales des énergies des protons arrêtés dans les six détecteurs à pistes DSSSD. Dans ce code, les pouvoirs d'arrêt calculés par Ziegler et al. [Zie08] sont utilisés pour déterminer le parcours des protons dans un détecteur Silicium pour plusieurs valeurs de l'énergie. La variation de l'énergie des protons en fonction du parcours ainsi déterminé est représentée dans la Figure II.7. Les énergies maximales des protons qui peuvent être arrêtés dans les six détecteurs Silicium à pistes utilisés dans ce travail sont déduites de ce graphe. En effet une simple lecture des énergies correspondant aux épaisseurs des six détecteurs permet de déterminer les valeurs des énergies maximales des protons arrêtés dans ces détecteurs.

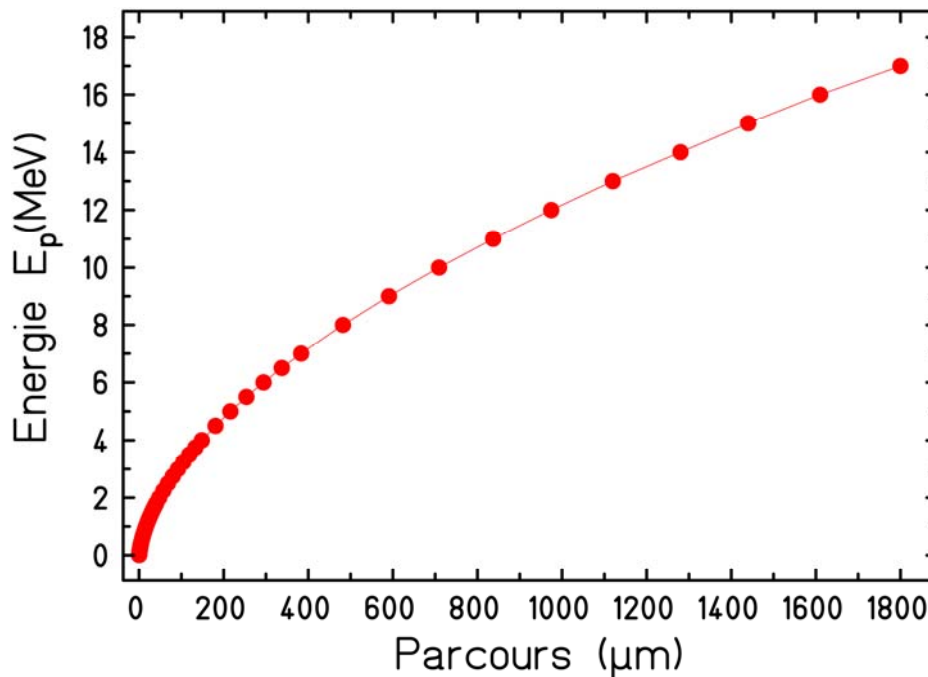


Figure II.7: La variation de l'énergie des protons en fonction du parcours (épaisseur) dans un détecteur de Silicium obtenue à l'aide du logiciel SRIM 2008 [Zie08].

D'après les valeurs des énergies maximales déterminées à partir de la courbe ci-dessus, les protons d'énergies inférieures ou égales à 6 MeV sont arrêtés dans les quatre détecteurs (1, 2, 3 et 6) dont l'épaisseur est de l'ordre de 300 μm . Le détecteur le plus épais (1 mm) permet d'arrêter des protons de grande énergie (12 MeV) alors que les protons d'énergie supérieure à 2,4 MeV traversent le détecteur le plus mince (64 μm).

Les valeurs des énergies maximales des protons que les détecteurs à pistes utilisés peuvent arrêter ainsi que les épaisseurs de ces derniers sont données dans le Tableau II.1.

- Les détecteurs Silicium plans

Les six détecteurs Silicium plans à semi-conducteur PIPS de grande surface et d'épaisseur allant de 150 à 1500 μm (Tableau II.1) sont placés derrière les détecteurs à pistes DSSSD. Ces détecteurs jouent le rôle de « *veto* » et sont utilisés pour la détection des particules chargées β . En effet ces particules, ayant un plus grand parcours dans la matière (Silicium) que les protons, traversent les détecteurs à pistes en perdant une partie de leur énergie et arrivent dans les détecteurs PIPS où elles sont arrêtées. L'énergie perdue dans les DSSSD contribue aux spectres en énergie des raies protons et constitue ainsi une traîne pour les pics protons. Cette traîne, très importante aux basses énergies, peut rendre l'analyse des spectres des protons difficiles.

Tableau II.1: Les épaisseurs des six détecteurs Silicium à pistes et des six détecteurs plans qui constituent le système « Cube Silicium ». Les énergies maximales des protons qui sont arrêtés par les six DSSSD sont également données.

| Numéro des détecteurs | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|-----------------------------------|-----|-----|-----|------|------|------|
| Epaisseur DSSSD (μm) | 300 | 287 | 270 | 64 | 1000 | 288 |
| Energie maximale E_p (MeV) | 6,1 | 5,9 | 5,7 | 2,4 | 12,1 | 5,9 |
| Epaisseur PIPS (μm) | 300 | 300 | 500 | 1473 | 150 | 1500 |

II.1.2.b. Géométrie du système de détection « Cube Silicium »

L'étude des décroissances $\beta\beta$ et $\beta\beta_{2p}$ dans les noyaux étudiés ^{31}Ar et ^{33}Ar nécessite la connaissance avec précision de l'énergie et de la position des protons émis dans les détecteurs à pistes utilisés. La position et la localisation précise étant indispensables à la construction des corrélations angulaires observées entre les deux protons émis par les noyaux ^{31}Ar , elles sont déterminées grâce aux pixels et au point d'impact de ces derniers dans chaque détecteur du Cube. En effet la géométrie particulière du système « Cube Silicium », conçu pour ce type d'analyse, permet de déterminer la distance d'implantation ou le point d'impact des protons sur chaque détecteur et les angles correspondants. Les distances d'implantation ou les positions des protons dans les six DSSSD sont déterminées par rapport à la position de la feuille de mylar où les noyaux radioactifs ^{31}Ar et ^{33}Ar sont implantés.

Les angles solides des six détecteurs à piste ont été déterminés par une méthode de simulation [Mat08]. Dans cette méthode un grand nombre de protons sont émis, à partir du point d'implantation situé sur la feuille de mylar, dans toutes les directions (4π) du Cube. La proportion des protons qui arrive sur chaque détecteur peut alors être déterminée. Cette proportion comparée au nombre des protons émis dans toutes les directions donne la valeur de l'ouverture angulaire de chaque détecteur. Les angles solides individuels ainsi obtenus ne dépassent pas 10 % de 4π ; l'angle solide total du système « Cube Silicium » est égal à 54,2 % de 4π .

Les distances d'implantation des noyaux radioactifs dans chaque détecteur et les ouvertures angulaires de ces derniers déterminées par cette méthode sont notées dans le Tableau II.2.

Tableau II.2: Les valeurs des distances d'implantation des noyaux radioactifs par rapport aux six détecteurs DSSSD du cube et des angles solides (couvertures angulaires) en pourcentage de 4π .

| DSSSD | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|-------------------------------------|------|------|------|------|------|------|
| Distance d'implantation (mm) | 38,5 | 36,3 | 39,6 | 38,5 | 36,3 | 39,6 |
| Couverture angulaire (% de 4π) | 8,9 | 9,7 | 8,5 | 8,9 | 9,7 | 8,5 |

II.1.2.c. Les détecteurs Germanium

Pour la détection des rayonnements γ émis par les noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar , trois détecteurs Germanium de haute efficacité de type EXOGAM [Sim00] ont été utilisés lors de l'expérience E342as. Chaque détecteur est formé de 4 cristaux hyper purs. La résolution en énergie de ces détecteurs est de l'ordre de 6 keV pour une énergie égale à 1,33 keV.

Les trois détecteurs Germanium sont disposés autour du système « Cube Silicium » de façon à détecter le maximum de rayonnements γ émis par les noyaux considérés (Figure II.8).

Dans la Figure II.8, la disposition des trois détecteurs Germanium placés perpendiculairement les uns par rapports aux autres autour de la chambre à vide dans laquelle est placé le système de détection des particules chargées « Cube Silicium » est schématisée.

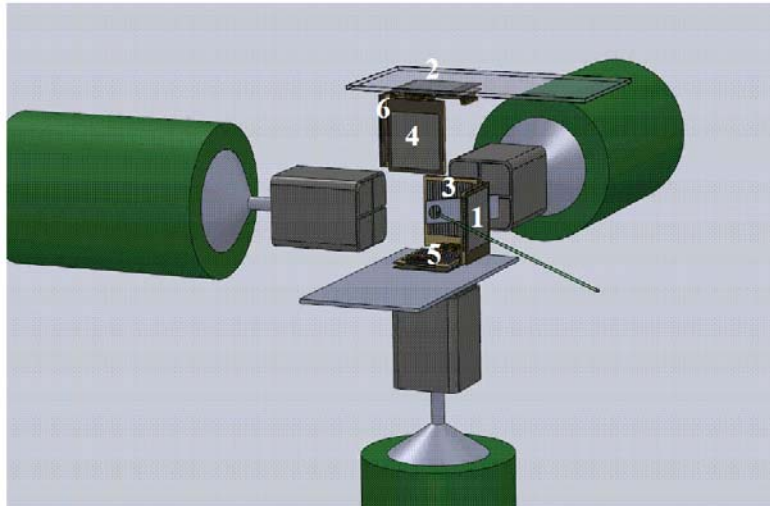


Figure II.8: Schéma de la disposition des trois détecteurs Germanium placés perpendiculairement les uns par rapport aux autres autour de la chambre à vide dans laquelle est placé le du système «Cube Silicium».

II.1.3. Electronique utilisée

Le système de détection étant constitué de plusieurs voies six détecteurs à pistes DSSSD pour les particules légères protons ($16 \times 2 \times 6$ voies), de six détecteurs Silicium pour les particules β (6 voies) et de 3 détecteurs Germanium pour les rayonnements γ (3×4 voies), un grand nombre de modules électroniques est utilisé pour amplifier, intégrer et acheminer, tous les signaux à partir des détecteurs vers le système d'acquisition.

Afin de réduire les problèmes liés au bruit de fond et aux pertes causées par la longueur des câbles utilisés et pour avoir une bonne qualité de signal, les cartes préamplificateurs (PA) sont placées le plus près possible des détecteurs. Pour cette raison les cartes PA, qui ont pour rôle d'augmenter l'amplitude du signal et d'adapter l'impédance, sont reliées aux deux faces des six détecteurs DSSSD à l'aide des connecteurs qui se trouvent sur les deux plaques du «Cube Silicium».

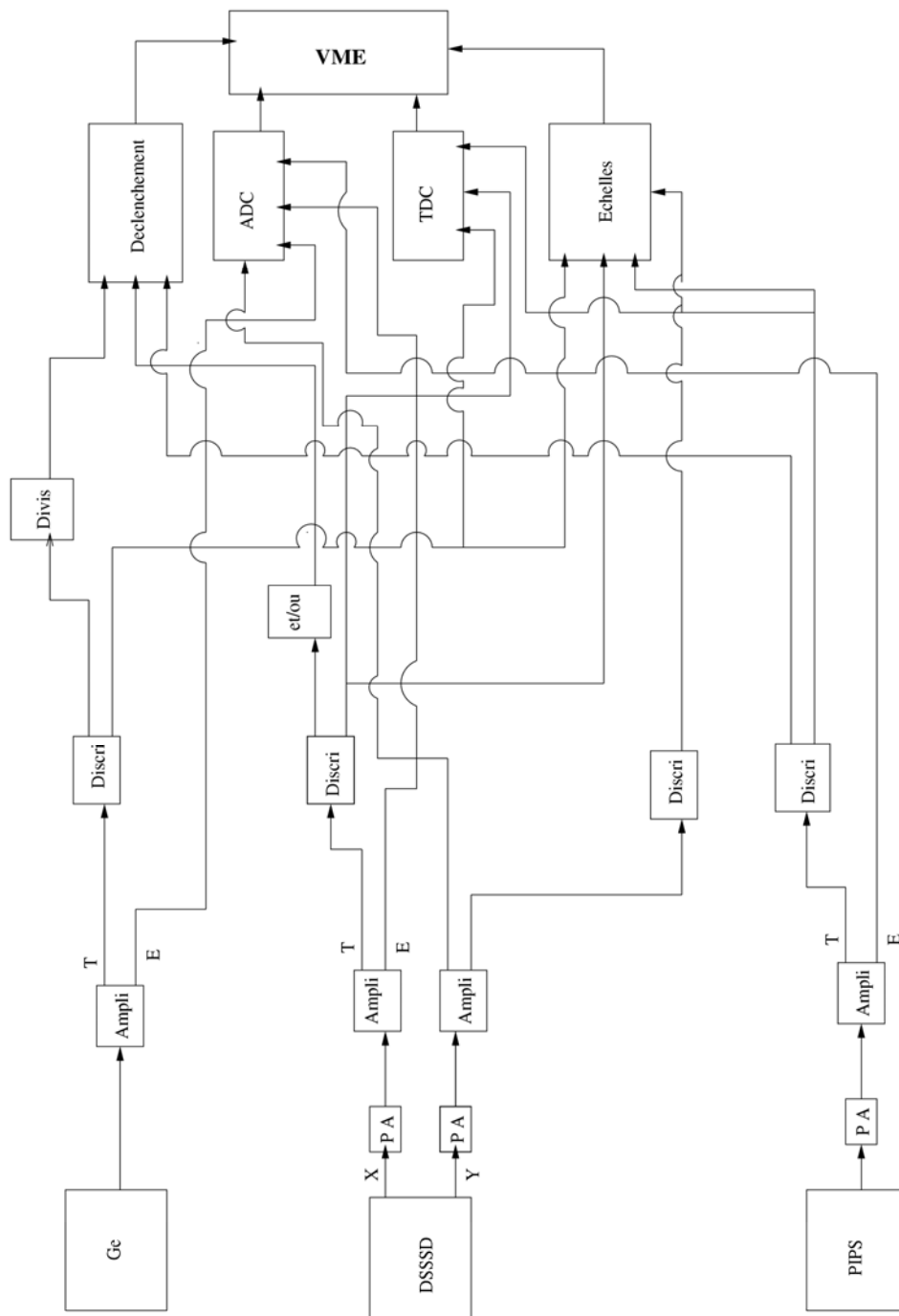


Figure II.9: Schéma simplifié de l'électronique utilisée lors de l'expérience E342as. Dans ce schéma une seule voie a été représentée pour chaque type de détecteur utilisé.

Ampli : Amplificateur, P A : Pré amplificateur, Discr : Discriminateur à seuil,
 ADC : Convertisseur Analogique-Digital, TDC : Convertisseur Temps-Amplitude,
 Divis : Diviseur γ .

Le Diviseur γ est utilisé pour réduire le nombre d'événements γ envoyés à l'acquisition (1 sur 10).

Afin d'accéder aux informations liées à l'énergie, au temps et aux coïncidences nécessaires à l'étude des décroissances des noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar produits lors de l'expérience E342as, le traitement de l'information à partir des 192 voies s'effectue en deux parties distinctes. La première consiste à définir les déclencheurs de l'acquisition et la seconde à déterminer l'information en énergie et à l'envoyer sur les codeurs.

Le but de l'expérience E342as étant de mesurer les protons et les rayonnements γ qui désexcitent les états des noyaux ^{31}Cl et ^{33}Cl alimentés par la voie β et de réduire au maximum la contribution des particules β , seuls les détecteurs DSSSD sont utilisés pour déclencher l'acquisition.

Lorsque les protons arrivent sur les différentes pistes des détecteurs, les déclenchements « *triggers* » sont envoyés directement à l'acquisition. Une fois l'acquisition déclenchée, les mesures de coïncidences sont réalisées avec les particules β et les rayonnements γ .

Le signal analogique tel que l'énergie, lié aux radioactivités (β , p et γ), délivré par les nombreuses voies du système utilisé arrive directement dans les codeurs ADC (convertisseur analogique digital) qui le transforme en un signal digital. L'ensemble des informations ainsi obtenu est lu par le processeur VME qui les transforme en un événement et le stocke sur un disque.

Pour l'étude des coïncidences $p\gamma$ nécessaires à l'élaboration des schémas de décroissance des noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar , il est important de pouvoir corrélérer en temps les particules protons qui alimentent les noyaux fils et les raies de désexcitation γ de ces noyaux. Pour cela seules les γ de désexcitation mesurés à la suite du déclenchement de l'acquisition par un proton seront comptabilisés.

Dans la Figure II.9, un schéma simplifié des modules électroniques utilisés lors de l'expérience E342as est représenté. Dans ce schéma, seules quelques voies sont représentées afin de ne pas encombrer la figure.

II.2. Mesure du temps mort moyen de l'acquisition

L'un des problèmes rencontrés dans l'expérience E342as à l'instar de toutes les expériences où le taux d'évènements est important, est lié au fait que pendant qu'un évènement est traité l'acquisition est paralysée rendant la prise en compte des autres évènements impossible. Pour tenir compte de ces pertes, le temps moyen d'occupation de l'acquisition τ_m appelé aussi temps mort est estimé. Ce temps mort est introduit pour corriger les efficacités de détection et par conséquent les mesures des intensités effectuées.

La détermination de la fraction de temps mort τ_m est possible grâce à un générateur d'impulsion de fréquence égale à 100 Hz. Ce générateur, utilisé lors de cette expérience, envoie des impulsions directement sur une échelle qui comptabilise le nombre de coups émis directement par le générateur N_{gen} . Une autre voie de cette échelle reçoit un nombre de coups modulé N_{acq} par un « *veto* » appelé aussi *busy* de l'acquisition qui tient compte de l'occupation de l'acquisition pendant le traitement d'un évènement. Ce nombre de coups est celui qui a été collecté en dehors des temps d'occupation de l'acquisition.

La fraction de temps mort moyen τ_m est donnée par le rapport du nombre de coups délivré directement par le générateur et le nombre de coups collecté uniquement lorsque l'acquisition n'est pas occupée :

$$\tau_m = \frac{N_{\text{gen}} - N_{\text{acq}}}{N_{\text{gen}}} \quad (\text{II.1})$$

Lors de cette expérience, les valeurs moyennes du temps mort de l'acquisition mesurées pour les données relatives aux noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar sont respectivement égales à $\tau_m(^{31}\text{Ar})=13\%$ et $\tau_m(^{33}\text{Ar})=29\%$. Ces fractions de temps mort ont été obtenues pour des temps de mesure égaux respectivement à $3\times 10^6\text{ s}$ et à $8\times 10^5\text{ s}$ et pour des réglages du faisceau sur les deux isotopes ^{31}Ar et ^{33}Ar .

La différence observée entre les deux valeurs du temps mort est due au fait que le taux d'évènements ^{33}Ar était plus important que celui des événements ^{31}Ar .

II.3. Taux de production des noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar

L'objectif de l'expérience E342as étant au départ de produire les noyaux riches en protons ^{31}Ar et ^{33}Ar avec une bonne statistique, les réglages du faisceau ont été optimisés de façon à avoir un temps de mesure plus important (long) pour l'isotope ^{31}Ar que pour l'isotope ^{33}Ar .

Pour estimer le taux de production des noyaux ^{31}Ar , la raie proton d'énergie 1417 keV caractéristique de ce noyau a été considérée et son intensité mesurée dans le spectre βp des noyaux ^{31}Ar obtenu avec les trois détecteurs à pistes (1, 3 et 6). L'intensité de cette raie a ensuite été corrigée par l'efficacité de détection $\varepsilon_{1p}=27,6\%$ (Figure II.11) et normalisée par le rapport d'embranchement absolu correspondant $R=10,3(7)\%$. Ce rapport a été déterminé par le calcul de la valeur moyenne des deux rapports d'embranchement du proton d'énergie 1417 keV donnés dans les travaux antérieurs 10,8(12) % [Axe98] et 9,9(10) % [Axe98]. Le nombre de noyaux ^{31}Ar ainsi obtenu est de 2×10^5 et le taux d'implantation de ces noyaux durant un temps de mesure égal à $3\times 10^5\text{ s}$ est de l'ordre de $0,7\text{ }^{31}\text{Ar/s}$. Le taux de contamination par les noyaux ^{33}Ar a été estimé de l'ordre de $10\text{ }^{33}\text{Ar/s}$. Ce nombre de noyaux contaminants a été déterminé en normalisant l'intensité de la raie d'énergie 3171 keV des ^{33}Ar , observée dans le même spectre en énergie des noyaux ^{31}Ar , par le rapport d'embranchement de cette raie $R=30,9\%$ (Cf paragraphe III.4) et par l'efficacité de détection $\varepsilon_{1p}=27,4\%$.

Pour un réglage de faisceau optimisé sur les isotopes ^{33}Ar pendant un temps de mesure égal à $1\times 10^5\text{ s}$, le nombre de noyaux produits est de l'ordre de $1,54\times 10^8\text{ }^{33}\text{Ar}$. Cette valeur est obtenue en normalisant la valeur de l'intensité de la raie d'énergie 3171 keV, observée dans le spectre des protons délivré par les détecteurs DSSSD (1, 3 et 6), avec le rapport d'embranchement $R=30,9\%$ et l'efficacité de détection $\varepsilon_{1p}=27,4\%$. Le taux d'implantation moyen de ces isotopes ^{33}Ar a été estimé de l'ordre de $1540\text{ }^{33}\text{Ar/s}$.

L'ensemble des résultats relatifs aux noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar déterminés lors de l'expérience E342as sont récapitulés dans le Tableau II.3.

Tableau II.3: Les valeurs des temps de mesure, des temps mort ainsi que celles des taux de production et d'implantation des noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar obtenus avec les données relatives à ces deux noyaux.

| Données | Noyaux | Temps de mesure(s) | Temps mort (%) | Production | Implantation (pps) |
|------------------|------------------|--------------------|----------------|-------------------|--------------------|
| ^{31}Ar | ^{31}Ar | 3×10^6 | 13 | 2×10^5 | 0,7 |
| ^{31}Ar | ^{33}Ar | 3×10^6 | 13 | 1×10^6 | 10 |
| ^{33}Ar | ^{33}Ar | 1×10^5 | 29 | $1,54\times 10^8$ | 1540 |

II.4. Etalonnage des détecteurs utilisés

Pour l'identification des nombreuses raies observées dans les spectres analysés et la détermination de leur énergie respective et des rapports d'embranchement correspondants, l'étalonnage en énergie et en efficacité des détecteurs utilisés a été réalisé. L'étalonnage en énergie permet à travers quelques raies connues de déterminer la correspondance canal-énergie.

II.4.1. Etalonnage en énergie des détecteurs Silicium à pistes

Pour l'étalonnage en énergie d'un détecteur deux méthodes sont possibles; l'étalonnage externe qui nécessite l'utilisation des sources dont les caractéristiques sont connues et l'étalonnage interne qui repose sur le choix de quelques raies propres aux noyaux étudiés.

Lors de cette analyse, l'étalonnage des six détecteurs à pistes a été effectué en utilisant les raies protons retardées les plus intenses du noyau ^{33}Ar données dans les travaux de Schardt et al. [Sch93]. Cependant la valeur de l'énergie 3167,6 keV du proton qui désexcite l'état analogue isobarique donnée par Schardt et al a été mesurée avec une meilleure précision 3171,1 keV lors de l'étude de la réaction nucléaire $^{32}\text{S}(p,p')$ [Pyl02]. Cette précision est due au fait que l'état analogue isobarique a été observé à une énergie égale à 5,5479(8) MeV dans les travaux de Pyle et al. [Pyl02] alors que dans les travaux de Schardt et al. cet état a été mis en évidence à 5,544(1) MeV. Afin de tenir compte de la différence entre ces deux valeurs, l'ensemble des valeurs des énergies données dans les travaux antérieurs [Sch93] ont été corrigées. Pour cela une hypothèse a été émise pour les deux raies protons de références situées respectivement aux énergies 1643,4 keV et 3167,6 keV. Cette hypothèse repose sur le fait que les deux raies considérées sont observées au même canal avant et après correction. En effet en supposant par exemple que les deux raies protons sont observées respectivement au canal 1000 et 3000, la résolution du système d'équations (II.2) permet de déterminer le premier jeu de coefficients $c_1=0,7621$ keV/canal et $d_1=881,3$ keV.

$$\begin{cases} 1643,4 = 1000 \times c_1 + d_1 \\ 3167,6 = 3000 \times c_1 + d_1 \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

De la même manière, le système d'équation (II.3) exprimant les valeurs des énergies corrigées des deux raies protons permet de déterminer les coefficients $c_2=0,76385$ keV/canal et $d_2=879,55$ keV.

$$\begin{cases} 1643,4 = 1000 \times c_2 + d_2 \\ 3171,1 = 3000 \times c_2 + d_2 \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

Connaissant l'ensemble de ces coefficients, les énergies corrigées E_p^c de tous les protons peuvent être exprimées en fonction des énergies E_p donnée par Schardt et al. (eq.II.4).

$$E_p^c = 1,0023(E_p - 881,3) + 879,55 \quad (\text{II.4})$$

Les corrections ainsi apportées aux valeurs des énergies des protons données dans les travaux antérieurs [Sch93] sont importantes uniquement aux hautes énergies.

Afin de balayer une gamme d'énergie assez importante, plusieurs raies protons à basse et à haute énergie, données par Schardt et al. [Sch93], ont été choisies pour l'étalonnage des différentes pistes des détecteurs DSSSD. Les valeurs des énergies et des intensités relatives des raies retenues pour l'étalonnage ainsi que celles des énergies corrigées (eq.II.4) sont données dans le Tableau II.4.

Tableau II.4: Les valeurs des énergies E_p et des intensités relatives R déterminées par Schardt et al. [Sch93] et celles des énergies corrigées dans ce travail et correspondants aux raies protons les plus intenses observées dans les spectres β_p .

| E_p (keV) | R (%) | E_p^c (keV) |
|-------------|----------|---------------|
| 1321(2) | 0,58(1) | 1320,3(20) |
| 1643,4(14) | 1,26(2) | 1643,4(14) |
| 1780(2) | 1,48(2) | 1780,3(20) |
| 2096(2) | 7,64(5) | 2097(2) |
| 2478(2) | 1,14(2) | 2480(2) |
| 3167,6(12) | 100,0(2) | 3171,1(12) |
| 3850(3) | 2,31(2) | 3855(3) |
| 5033(5) | 0,7(2) | 5040,8(50) |
| 5613(6) | 0,38(8) | 5622,13(60) |
| 5719(6) | 0,20(5) | 5728,1(60) |

La première étape de l'étalonnage en énergie des 192 pistes des six détecteurs DSSSD a consisté à repérer les raies les plus intenses (Tableau II.4) dans tous les spectres et à relever le canal correspondant à chaque raie. Cette correspondance entre les valeurs des énergies corrigées E_{pi}^c et celles des canaux C_i a permis de déterminer les coefficients d'étalonnage a_{pi} et b_{pi} (avec $i=1, 192$) des 192 pistes. Dans cette partie, les différentes courbes représentant les variations des énergies E_{pi}^c en fonction des canaux C_i pour chaque piste ont été ajustées par une droite du type :

$$E_{pi}^c = a_{pi} C_i + b_{pi} \quad (\text{II.5})$$

A titre indicatif, l'ajustement de la courbe des énergies E_{pi}^c en fonction du numéro de canal de la piste 17 du détecteur 1 à l'aide d'une droite est montré dans la Figure II.10.a. Cet ajustement a permis de déterminer les coefficients d'étalonnage $a_{17}^{(1)}$ et $b_{17}^{(1)}$ de cette piste.

Afin d'estimer la précision de l'étalonnage effectué dans la Figure II.10.a, les différences entre les valeurs des énergies obtenues avec l'étalonnage et celles mesurées ont été représentées en fonction des énergies mesurées dans la Figure II.10.b. Dans cette figure, les écarts obtenus entre les deux énergies sont faibles et ne dépassent pas 8 keV. Ces faibles écarts confirment la bonne précision de l'étalonnage effectué.

L'ensemble des valeurs $(a_{pi}^{(1)}, b_{pi}^{(1)})$ ($i=1$ à 192) et des erreurs associées déterminées pour les 192 pistes analysées constitue un premier jeu des coefficients d'étalonnage. Cependant ce premier jeu de coefficients n'est pas utilisé directement pour étalonner les pistes considérées. En effet pour atteindre la précision des résultats souhaitée, les erreurs associées aux énergies $\Delta E_{pi}^{(1)}$ et aux canaux $\Delta C_i^{(1)}$ doivent être considérées pour la détermination des coefficients d'étalonnage. L'erreur sur le canal ne pouvant pas être prise en compte directement dans les différents ajustements, elle est introduite dans la valeur de l'erreur sur l'énergie $\Delta E_{pi}^{(2)}$ des pics protons à l'aide de la relation quadratique suivante :

$$\Delta E_{pi}^{(2)} = \sqrt{(a_{pi}^{(1)})^2 * (\Delta C_i^{(1)})^2 + (\Delta E_{pi}^{(1)})^2} \quad (\text{II.6})$$

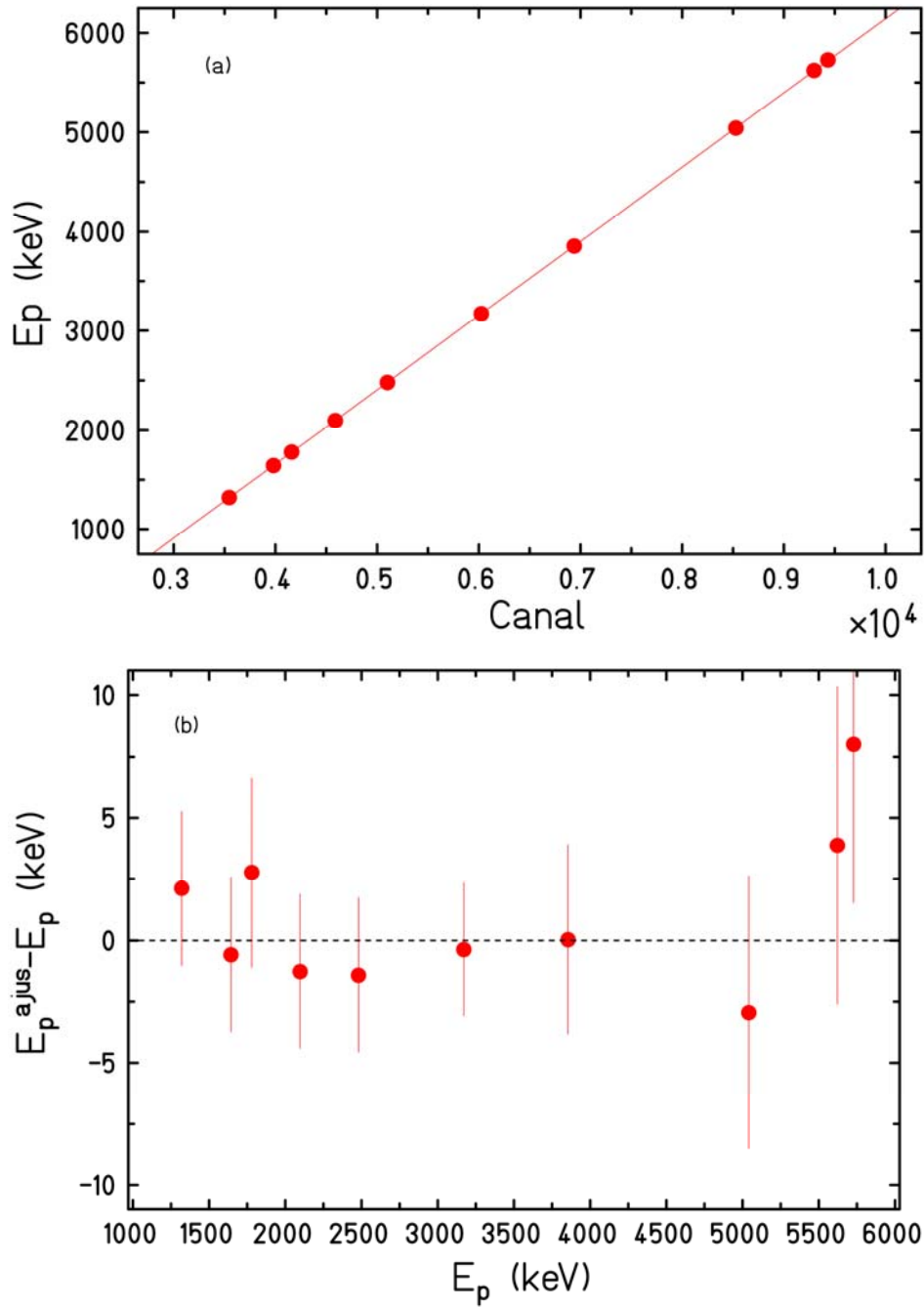


Figure II.10:a) La droite du premier étalonnage en énergie de la piste 17 du détecteur DSSSD1. b) Précision de l'étalonnage en énergie de piste considérée.

En tenant compte de l'erreur sur l'énergie $\Delta E_{pi}^{(2)}$ (eq. II.6), un deuxième ajustement de la courbe donnant les variations de l'énergie en fonction du numéro de canal a été réalisé pour l'ensemble des 192 pistes. Cet étalonnage a permis de déterminer un second jeu de coefficients $(a_{pi}^{(2)}, b_{pi}^{(2)})$ avec $(i=1 \text{ à } 192)$. Ces coefficients ont été utilisés tout au long de ce travail pour étalonner les 192 pistes des six détecteurs DSSSD utilisés. A titre d'illustration les coefficients déterminés pour la piste 17 sont tels que $a_{p17}^{(2)} = 0,7458(9)$ et $b_{p17}^{(2)} = -1319,9(48)$.

II.4.2. Détermination de l'efficacité de détection par une méthode de simulation

Parmi les protons émis par les états alimentés lors de la décroissance β des noyaux étudiés ^{31}Ar et ^{33}Ar , certains ont une énergie suffisamment grande pour pouvoir traverser les détecteurs à pistes et ne laisser qu'une partie de leur énergie dans ces derniers. D'où la nécessité de déterminer l'efficacité de détection des protons.

Pour estimer les valeurs de l'efficacité de détection des protons dans l'ensemble des détecteurs, une méthode de simulation qui tient compte de la perte d'énergie dans les détecteurs DSSSD a été utilisée [Mat08]. Cette méthode permet de tirer un proton, avec une énergie qui varie par un pas de 10 keV, dans une direction aléatoire à partir du point d'implantation (0,0,0) des noyaux dans le Cube et de suivre sa trajectoire. La trajectoire étant bien définie à chaque instant, il est ainsi possible de vérifier si ce proton est arrêté ou pas dans l'un des six détecteurs et d'identifier le pixel où il est arrêté. L'efficacité de détection 1p est alors déterminée à partir du nombre de protons qui arrive dans le détecteur considéré. De la même manière l'efficacité 2p est déterminée en tirant deux protons à partir du point (0,0,0) dans deux directions aléatoires. Dans cette méthode, les corrélations angulaires entre les deux protons (tirés) ne sont pas considérées.

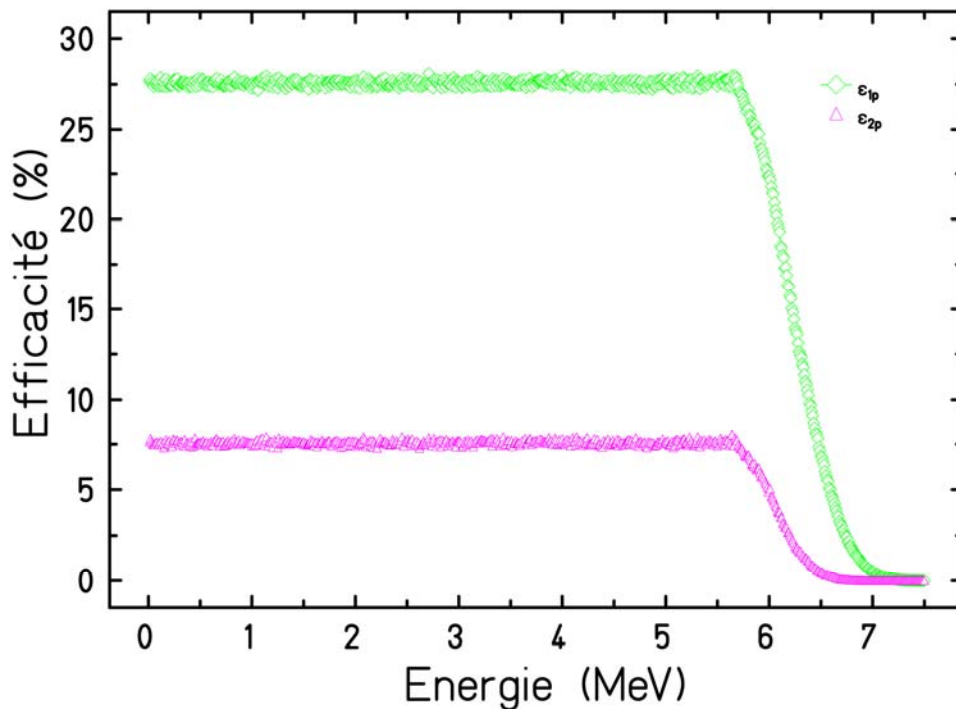


Figure II.11: La variation de l'efficacité de détection 1p et 2p du « Cube Silicium » déterminée par une méthode de simulation [Mat08] pour les détecteurs à pistes (1, 3 et 6).

Les courbes des efficacités de détection (1p et 2p) calculées par la méthode de simulation pour les trois détecteurs à pistes (1, 3 et 6) sont représentées en fonction de l'énergie des protons détectés dans la Figure II.11. Les deux détecteurs 2 et 4 n'ont pas été considérés, car ils ont été écartés lors de l'analyse des données relatives aux noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar de l'expérience E342as. En effet le détecteur 2 (300 μm) a été écarté à cause d'un mauvais fonctionnement alors que dans le détecteur 4 (64 μm) l'ensemble des protons ne sont pas arrêtés. Le taux des particules β étant important dans les détecteurs 5 (1 mm), les calculs des efficacités (Figure II.11) ne tiennent pas compte de ce détecteur.

Dans la Figure II.11, les variations des efficacités de détection ε_{1p} et ε_{2p} de l'ensemble des trois détecteurs à pistes (1, 3 et 6) correspondant aux émissions (1p et 2p) présentent un plateau respectivement au voisinage de 27 % et 7 % pour les énergies allant jusqu'à 6 MeV. Au-delà de cette énergie, les efficacités décroissent rapidement pour redevenir constantes et s'annuler. Pour les énergies inférieures à 6 MeV, l'efficacité de détection 1p calculée par cette méthode est du même ordre de grandeur que l'efficacité géométrique 26 % (Tableau II.2) déterminée pour les trois détecteurs considérés.

Les courbes d'efficacités données dans la Figure II.11 permettent ainsi de déterminer l'efficacité de détection de l'ensemble des protons émis lors des décroissances (1p et 2p) mis en évidence lors de cette analyse. Ces efficacités sont utilisées pour corriger les intensités des raies correspondant à ces transitions déterminées par ajustement.

II.4.3. Etalonnage en énergie des détecteurs Germanium

L'étalonnage des détecteurs Germanium effectué avec les sources de rayonnements γ (^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu et ^{207}Bi) a été complété par un étalonnage interne. Les rayonnements γ d'énergies 511 keV, 611 keV, 810 keV, 1460 keV et 2614 keV ont été utilisés pour cet étalonnage des détecteurs Germanium. La plupart de ces raies sont observées dans le spectre de bruit de fond GANIL (Cf chapitre III) à l'exception du rayonnement d'énergie 810 keV caractéristique du noyau ^{33}Cl produit lors de la décroissance $\beta\gamma$ du noyau ^{33}Ar .

Afin de déterminer la correspondance canal-énergie, les numéros de canaux C_i ($i=1, 12$) correspondants aux cinq raies choisies pour l'étalonnage des 12 cristaux des trois détecteurs Germanium ont d'abord été déterminés. L'ajustement, à l'aide d'une droite de type $E_{\gamma_i} = a_{\gamma_i} \times C_i + b_{\gamma_i}$ (où $i=1,12$), des courbe représentant les variations des énergies de ces rayonnements γ en fonction du numéro de canal dans les douze cristaux a ensuite été réalisé. Cet étalonnage a permis de déterminer les coefficients d'étalonnage a_{γ_i} et b_{γ_i} (où $i=1,12$) des douze cristaux ainsi que les erreurs associées. A titre d'illustration la courbe d'étalonnage obtenue pour le cristal 4 du détecteur Germanium (Ge 1) avec les raies citées précédemment est représentée dans la Figure II.12.a. Les coefficients d'étalonnage déterminés pour ce cristal sont $a_{\gamma_i}=0,3318(1)$ et $b_{\gamma_i}=-80,02(24)$.

Pour tester la précision de l'étalonnage effectué à l'aide de la droite $E_{\gamma_i} = a_{\gamma_i} \times C_i + b_{\gamma_i}$ pour les douze segments des trois détecteurs Germanium, l'écart obtenu entre l'énergie déduite de l'étalonnage effectué et celle mesurée ($E_{\gamma}^{\text{ajus}} - E_{\gamma}$) est représenté en fonction de l'énergie mesurée. Les variations de la courbe obtenue pour le cristal 4 (Figure II.12.b), montrent que les écarts sont très faibles (≤ 1 keV) et que l'ajustement est caractérisé par une bonne précision.

Les coefficients a_{γ_i} et b_{γ_i} ($i=1, 12$) déterminés lors de l'ajustement des douze courbes sont utilisés pour l'étalonnage des douze cristaux des trois détecteurs Germanium.

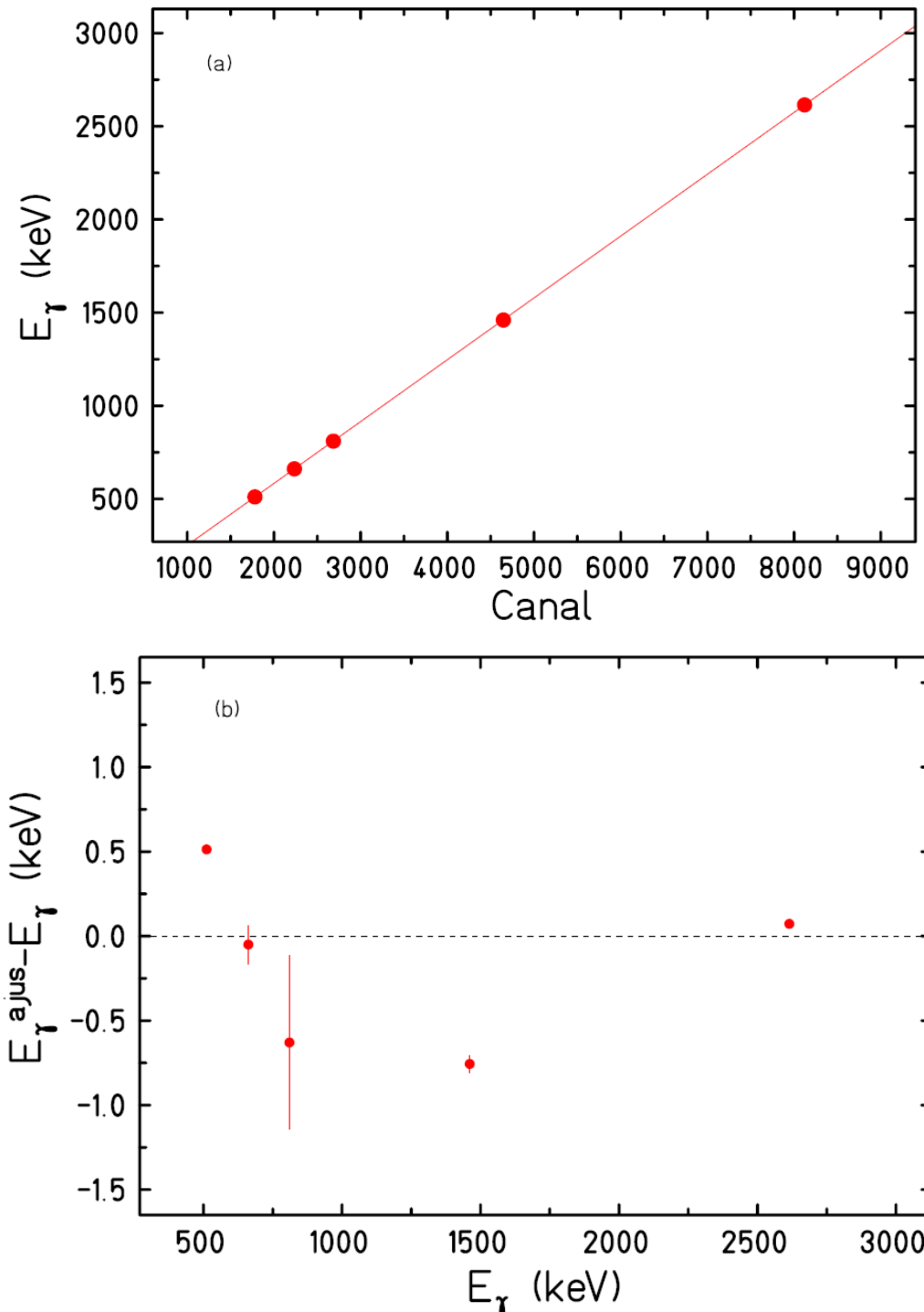


Figure II.12:a) Etalonnage du cristal numéro 4 par une droite en utilisant les raies γ les plus intenses observées dans le spectre des noyaux ^{33}Ar . b) Précision de l'étalonnage réalisé pour ce cristal. L'écart en énergie ainsi obtenu est meilleur que 1 keV.

II.4.4. Etalonnage en efficacité des détecteurs Germanium

L'étalonnage en efficacité des trois détecteurs Germanium a été réalisé à l'aide des quatre sources de rayonnement γ (^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu et ^{207}Bi). Pour cet étalonnage les efficacités individuelles ont été calculées pour les énergies des rayonnements caractéristiques de ces sources observées dans chaque détecteur Germanium.

Les énergies E_γ , les intensités I , les périodes $T_{1/2}$ et les activités initiales A_0 des sources γ données par le fabricant sont regroupées dans le Tableau II.5.

Tableau II.5: Les caractéristiques des sources γ (^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu et ^{207}Bi) utilisées pour l'étalonnage des détecteurs Germaniums.

| Source | A_0 (KBq) | $T_{1/2}$ (années) | E_γ (keV) | I(%) |
|-------------------|-------------|--------------------|------------------|------------|
| ^{60}Co | 33,20(3) | 5,2714(5) | 1173,237(4) | 99,857(22) |
| | | | 1332,501(15) | 99,983(6) |
| ^{133}Ba | 20,35(20) | 10,52(13) | 80,9971(12) | 34,1(3) |
| | | | 276,3997(13) | 7,164(22) |
| | | | 302,8510(6) | 18,33(6) |
| | | | 356,0134(6) | 62,05(19) |
| | | | 383,8480(12) | 8,94(3) |
| ^{152}Eu | 36,50(37) | 13,54(3) | 121,7817(3) | 28,58(9) |
| | | | 244,6975(8) | 7,58(3) |
| | | | 344,2785(12) | 26,5(6) |
| | | | 778,9040(18) | 12,94(15) |
| | | | 867,373(3) | 4,245(21) |
| | | | 964,079(18) | 14,60(4) |
| | | | 1085,869(24) | 10,21(4) |
| | | | 1112,069(30) | 13,64(4) |
| | | | 1408,006(30) | 21,00(6) |
| ^{207}Bi | 39,5(12) | 31,8(19) | 569,6980(20) | 97,76(3) |
| | | | 897,8(1) | 0,131(6) |
| | | | 1063,656(3) | 74,6(5) |
| | | | 1770,228(9) | 6,87(3) |

Le calcul de l'efficacité ε (eq.II.7) nécessite la connaissance de l'aire S déterminée par ajustement de la raie γ considérée, du temps de la mesure t_{mes} et du temps mort τ_m de l'acquisition. L'efficacité ε dépend également de l'activité de la source au moment de la mesure et des intensités relatives des raies caractéristiques des sources utilisées (Tableau II.5).

$$\varepsilon = \frac{S}{I A t_{\text{mes}} (1 - \tau_m)} \quad (\text{II.7})$$

Le temps mort τ_m , qui tient compte du temps moyen d'occupation de l'acquisition pendant le traitement d'un événement, est déterminé pour chaque source (Cf paragraphe II.3).

Le temps de la mesure est défini comme la différence entre le début et la fin de la mesure effectuée. L'activité de la source considérée est calculée à partir de l'activité initiale A_0 en utilisant la relation suivante:

$$A = A_0 \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_{1/2}}\right) \quad (\text{II.8})$$

où Δt est le temps écoulé entre l'instant initial et l'instant où la mesure a été effectuée

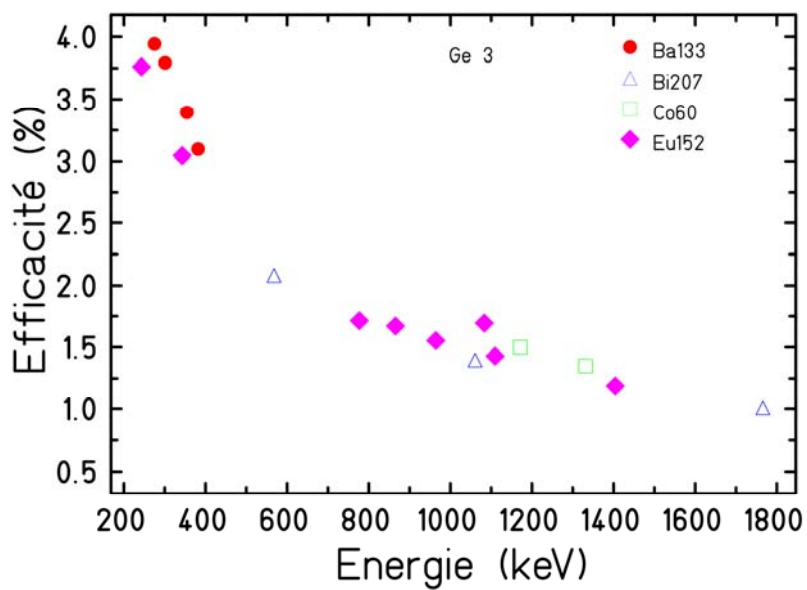
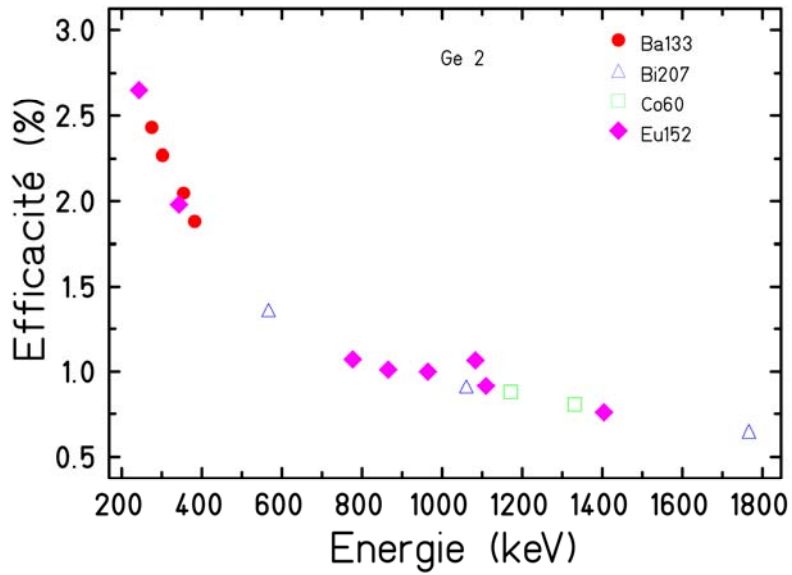
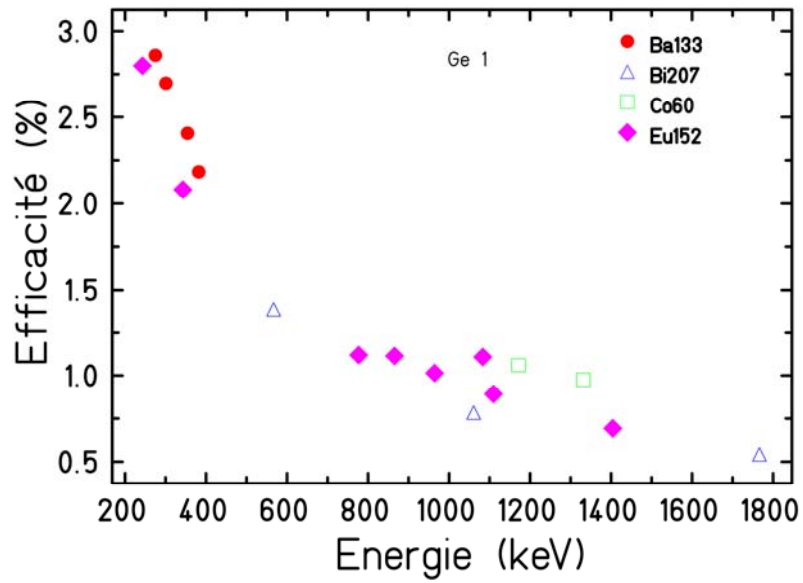


Figure II.13: Variation des efficacités de détection en fonction de l'énergie obtenues pour les quatre sources utilisées (^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu et ^{207}Bi) dans les trois détecteurs Germanium (Ge1, Ge2, Ge3).

Les efficacités individuelles calculées (eq.II.7) pour les raies γ des quatre sources utilisées (^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu et ^{207}Bi) et observées dans les spectres délivrés par les trois détecteurs Germanium (Ge1, Ge2 et Ge3) sont représentées en fonction de l'énergie des rayonnements γ dans la Figure II.13. Les trois courbes de cette figure montrent le même comportement exponentiel des efficacités dans les trois détecteurs Germanium.

Afin de déduire une loi décrivant la variation de l'efficacité en fonction de l'énergie, un premier ajustement des trois courbes des efficacités a été effectué. Dans la Figure II.14, les trois courbes correspondant à la variation de l'efficacité dans les trois détecteurs sont ajustées par une droite du type :

$$\log \varepsilon = p_0^{(i)} + p_1^{(i)} \log E_\gamma \quad (\text{II.9})$$

où ε est l'efficacité de détection, E_γ est l'énergie des rayonnements γ caractéristiques des sources utilisées, p_0 et p_1 sont les coefficients d'ajustements à déterminer.

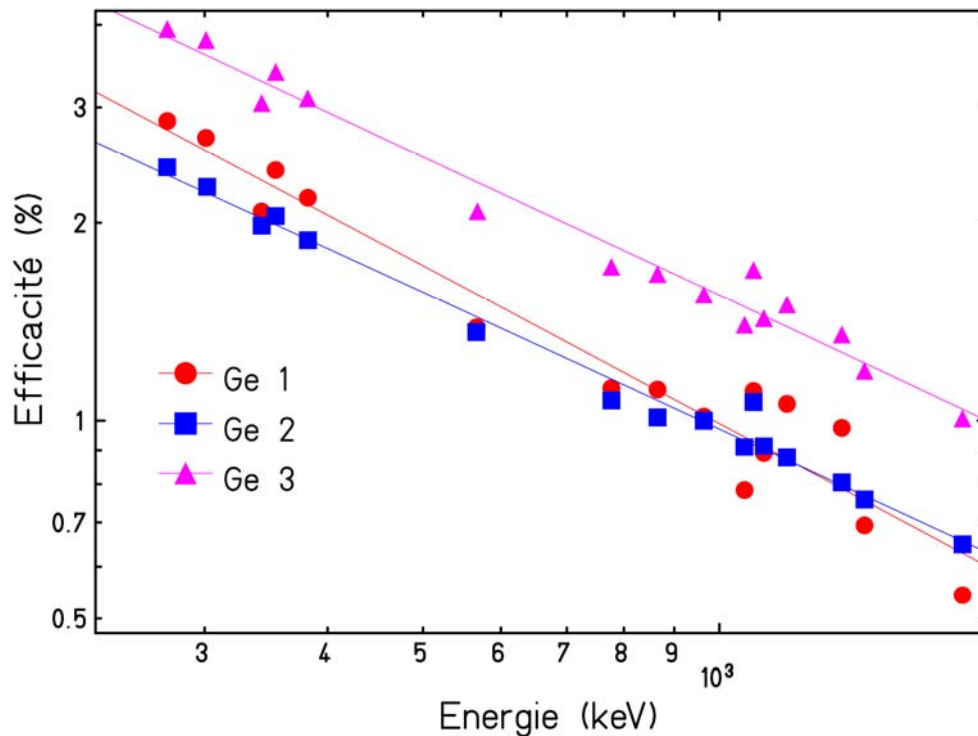


Figure II.14: Ajustement des points expérimentaux représentant les efficacités de détection en fonction de l'énergie des rayonnements γ dans les trois détecteurs Germanium.

A l'issue de l'ajustement des trois courbes d'efficacité, présenté dans la Figure II.14, les coefficients $p_{0i}^{(i)}$ et $p_{1i}^{(i)}$ avec ($i=1$ à 3) ont été déterminés. Ces coefficients sont donnés dans le Tableau II.6.

Tableau II.6: Le premier jeu des coefficients d'étalonnage en efficacité des détecteurs Germanium

| Détecteur | $p_{0i}^{(i)}$ | $p_{1i}^{(i)}$ |
|-----------|----------------|----------------|
| Ge 1 | 2,39(15) | -0,80(5) |
| Ge 2 | 2,06(6) | -0,69(2) |
| Ge 3 | 2,29(8) | -0,70(3) |

Afin d'atteindre une meilleure précision dans la paramétrisation de l'efficacité de détection, un deuxième ajustement des trois courbes montrées dans la Figure II.15 a été réalisé. Ce deuxième étalonnage est dû au fait que les pentes des trois droites d'étalonnage des détecteurs (Ge1, Ge2, Ge3) soient différentes alors qu'elles devraient être égales. Pour cet ajustement la valeur moyenne des coefficients correspondants à la pente a été calculée en utilisant la relation de la moyenne pondérée :

$$p_1^{\text{moy}} = \frac{\sum_{i=1}^3 \frac{p_{1i}^{(1)}}{\Delta p_{1i}^{(1)}}}{\sum_{i=1}^3 \frac{1}{\Delta p_{1i}^{(1)}}} \quad (\text{II.10})$$

La valeur moyenne $p_1^{\text{moy}} = -0,70(2)$ est introduite dans l'expression de la droite d'étalonnage $\log \varepsilon = p_0^{(2)} + 0,70 \log E_\gamma$ afin de procéder à un deuxième ajustement. Le second étalonnage, montré à la Figure II.15 a permis de déterminer un autre jeu de coefficients. Ces coefficients sont donnés dans le Tableau II.7.

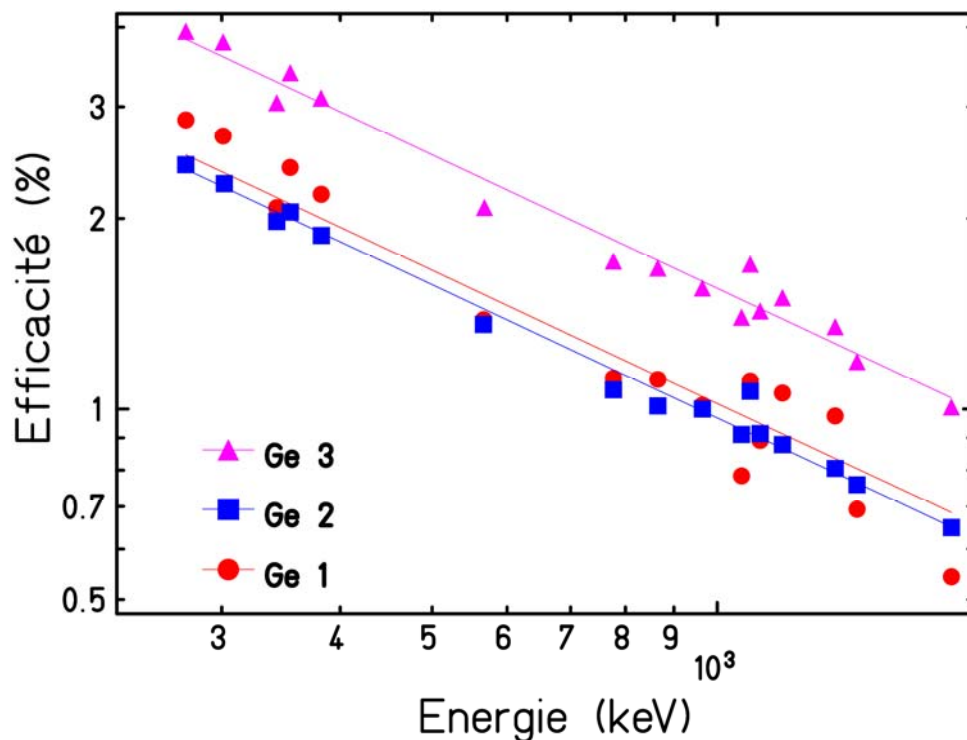


Figure II.15:Deuxième ajustement des points expérimentaux représentant l'efficacité de détection des trois détecteurs (Ge1, Ge2 et Ge3) en fixant la pente de la droite d'étalonnage utilisée.

Ainsi l'étalonnage en efficacité effectué pour les trois détecteurs Germanium à l'aide des quatre sources de rayonnements γ (^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu et ^{207}Bi) a permis de paramétrer l'efficacité de détection dans le cadre de ce travail. Grâce à cette paramétrisation, une expression de la variation de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie a été établie

$$\varepsilon = 10^{(p_1^{\text{moy}} \log E_\gamma + p_0^{(2)})} \quad (\text{II.11})$$

Tableau II.7: Les coefficients d'étalonnage déterminés lors du deuxième ajustement des courbes d'efficacité

| Détecteur | $p_0^{(2)}$ | p_1^{moy} |
|-----------|-------------|--------------------|
| Ge 1 | 2,12(19) | -0,70(2) |
| Ge 2 | 2,10(11) | -0,70(2) |
| Ge 3 | 2,30(16) | -0,70(2) |

Les valeurs des coefficients $p_1^{\text{moy}} = (0,70 \pm 0,02)$ et $p_0^{(2)} = (2,16 \pm 0,08)$ déterminées pour chaque détecteur sont multipliées par un facteur trois puis utilisées dans l'expression donnée dans l'équation (II.11) afin de calculer les efficacités de détection de toutes les raies γ observées dans ce travail.

Troisième Chapitre

III. Analyse des données spectroscopiques relatives aux noyaux ^{33}Ar

Cette partie du manuscrit est dédiée à l'analyse des données relatives aux noyaux riches en protons ^{33}Ar ($Z=18$ et $N=15$) produits lors de l'expérience E342as. L'étude spectroscopique de ces noyaux et de leurs différents modes de décroissance s'effectue en trois étapes qui consistent respectivement en l'étude des spectres des rayonnements γ , des spectres des particules chargées (β et protons) et des spectres en coïncidences ($\gamma\gamma$ et $p\gamma$). Une telle étude est nécessaire car les noyaux ^{33}Ar alimentent plusieurs états des noyaux ^{33}Cl par désintégration β . Les noyaux ^{33}Cl peuvent décroître à leur tour soit par émission de rayonnements γ soit par émission de particules chargées (protons ou β) pour former les noyaux ^{32}S ou ^{33}S dans l'état fondamental ou dans un état excité.

L'étude des différents modes de décroissance, mis en évidence lors de cette analyse, permet d'identifier les états impliqués dans les transitions observées et de déterminer les énergies d'excitation et les rapports d'embranchements correspondants. Ces caractéristiques seront utilisées pour établir le schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar et afin de déduire quelques informations sur la force de Gamow Teller B(GT) qui régit la désintégration β .

III.1. Etude des décroissances γ observées dans les noyaux ^{33}Ar

Dans ce paragraphe, l'étude spectroscopique sera effectuée par l'analyse des spectres en énergie des rayonnements de désexcitation γ des noyaux ^{33}Ar . Cette analyse permet d'identifier l'ensemble des raies γ observées dans les spectres délivrés par les détecteurs Germanium et de déterminer leur intensité respective. A la fin de ce paragraphe une étude succincte des spectres en coïncidences γ permettra de compléter cette analyse et d'identifier les éventuelles cascades de décroissance.

III.1.1. Analyse des spectres en énergie des rayonnements γ des noyaux ^{33}Ar

La méthode utilisée pour la détermination des énergies des raies γ observées dans les spectres donnés par les trois détecteurs Germanium est décrite dans cette partie. Le calcul des rapports d'embranchement relatifs correspondants à ces raies est également détaillé et une étude comparative avec les travaux de Borge et al. [Bor87] est présentée.

III.1.1.a. Identifications des rayonnements observés

Une première identification des raies γ a été effectuée dans les spectres en énergie individuels obtenus à l'aide des trois détecteurs Germanium. Cependant la faible intensité de certaines raies a conduit à l'analyse du spectre somme (Figure III.1). Plusieurs raies γ d'intensité plus ou moins importante ont été observées dans le spectre somme et correspondent aux rayonnements mis en évidence dans les travaux antérieurs et regroupées dans les bases de données [Fir96]. Parmi ces raies, celles observées aux énergies 810,6(2) keV, 1541,4(6) keV et 2352,5(6) keV appartiennent au noyau ^{33}Cl qui est produit par la désintégration β des noyaux ^{33}Ar . Les deux raies γ d'énergies 2866,2(9) keV et 2230,3(5) keV résultent respectivement des décroissances $\beta\beta\gamma$ et $\beta p\gamma$ et appartiennent aux noyaux ^{33}S et ^{32}S . D'autres raies γ situées aux énergies 1219,7(3) keV, 1763,9(5) keV et 2693,7(9) keV sont également observées dans ce spectre et appartiennent au noyau ^{35}Cl , obtenu lors de la désintégration β du noyau ^{35}Ar . L'observation de ces raies met en évidence une contamination des spectres en énergie γ des noyaux ^{33}Ar par les noyaux ^{35}Ar .

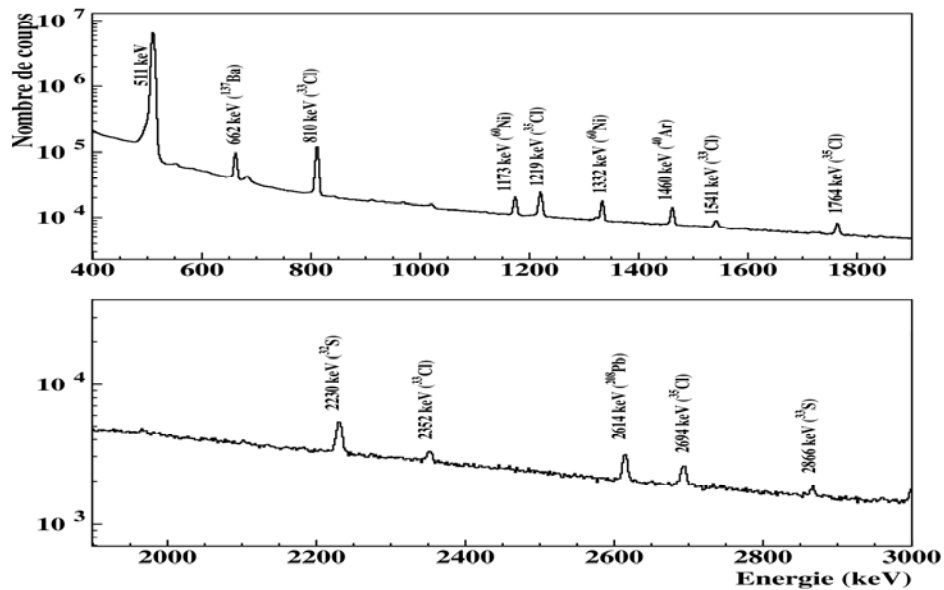


Figure III.1:Le spectre en énergie somme des raies de désexcitation γ des noyaux ^{33}Ar obtenu avec les trois détecteurs Germanium. L'ensemble des raies γ identifiées ainsi que les noyaux émetteurs sont marquées dans ce spectre.

Les énergies de toutes les raies γ identifiées dans le spectre en énergie somme sont regroupées dans le Tableau III.1. Dans ce tableau les différentes décroissances donnant lieu à ces rayonnements ainsi que les noyaux émetteurs sont également notés. Parmi les énergies données dans ce tableau certaines correspondent à la combinaison de deux rayonnements γ déjà identifiées.

Tableau III.1:Identification des rayonnements γ mis en évidence dans le spectre en énergie obtenu avec les trois détecteurs Germanium ainsi que des décroissances donnant lieu à ces rayonnements [Fir96]. Dans ce tableau certaines énergies correspondent à la combinaison de deux rayonnements γ identifiés.

| E_γ (keV) | Noyau | Décroissance |
|------------------|-------------------|--|
| 661,4(2) | ^{137}Ba | $^{137}\text{Cs} \rightarrow ^{137}\text{Ba} (\beta\gamma)$ |
| 810,6(2) | ^{33}Cl | $^{33}\text{Ar} \rightarrow ^{33}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 911,2(7) | ^{228}Th | $^{228}\text{Ac} \rightarrow ^{228}\text{Th}(\beta\gamma)$ |
| 1173,6(3) | ^{60}Ni | $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} (\beta\gamma)$ |
| 1219,8(3) | ^{35}Cl | $^{35}\text{Ar} \rightarrow ^{35}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 1322,1(9) | ^{33}Cl | $511+810,6=1321,6$ |
| 1332,4(5) | ^{60}Ni | $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} (\beta\gamma)$ |
| 1461,5(4) | ^{40}Ar | $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar} (\beta\gamma)$ |
| 1541,4(6) | ^{33}Cl | $^{33}\text{Ar} \rightarrow ^{33}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 1728,3(6) | ^{68}Ge | $^{67}\text{Ge}(n, \gamma)^{68}\text{Ge}$ |
| 1763,9(5) | ^{35}Cl | $^{35}\text{Ar} \rightarrow ^{35}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 2103,8(2) | ^{208}Pb | $511+2103,8=2614,41$ |
| 2230,3(5) | ^{32}S | $^{33}\text{Ar} \rightarrow ^{32}\text{S}(\beta\beta\gamma)$ |
| 2274,5(17) | ^{35}Cl | $1763+511=2274$ |
| 2352,5(6) | ^{33}Cl | $^{33}\text{Ar} \rightarrow ^{33}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 2614(1) | ^{208}Pb | $^{208}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Pb} (\text{CE}, \gamma)$ $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb} (\beta\gamma)$ |
| 2694(1) | ^{35}Cl | $^{35}\text{Ar} \rightarrow ^{35}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 2742(2) | ^{32}S | $2230+511=2741$ |
| 2866(1) | ^{33}S | $^{33}\text{Ar} \rightarrow ^{33}\text{S}(\beta\beta\gamma)$ |
| 3001(1) | ^{33}Cl | $1541+1460=3001$ |

III.1.1.b. Calcul des rapports d'embranchement

L'ajustement des raies γ observées dans les trois spectres individuels aux énergies respectives 810,6(2) keV, 1541,4(6) keV et 2352,5(6) keV (^{33}Cl), 2230,3(5) keV (^{32}S) et 2866,2(9) keV (^{33}S), par une gaussienne associée à un fond adéquat (linéaire, constant ou exponentiel), a permis de déterminer les intensités de toutes ces raies. Les intensités ainsi déterminées ont été corrigées par les efficacités de détection des rayonnements γ (Cf. chapitre II) puis normalisées par rapport à la raie γ la plus intense située au voisinage de 810 keV, donnant ainsi les rapports d'embranchement relatifs des cinq raies considérées.

Les variations des rapports d'embranchement relatifs, déterminés à partir des trois spectres en énergie des raies γ obtenus avec les trois détecteurs (Ge1, Ge2, Ge3), sont représentées en fonction de l'énergie dans la Figure III.2. Dans cette figure les trois courbes représentant les variations des rapports d'embranchement relatifs ont un comportement identique. Cela a permis de déterminer les valeurs moyennes pondérées de ces rapports.

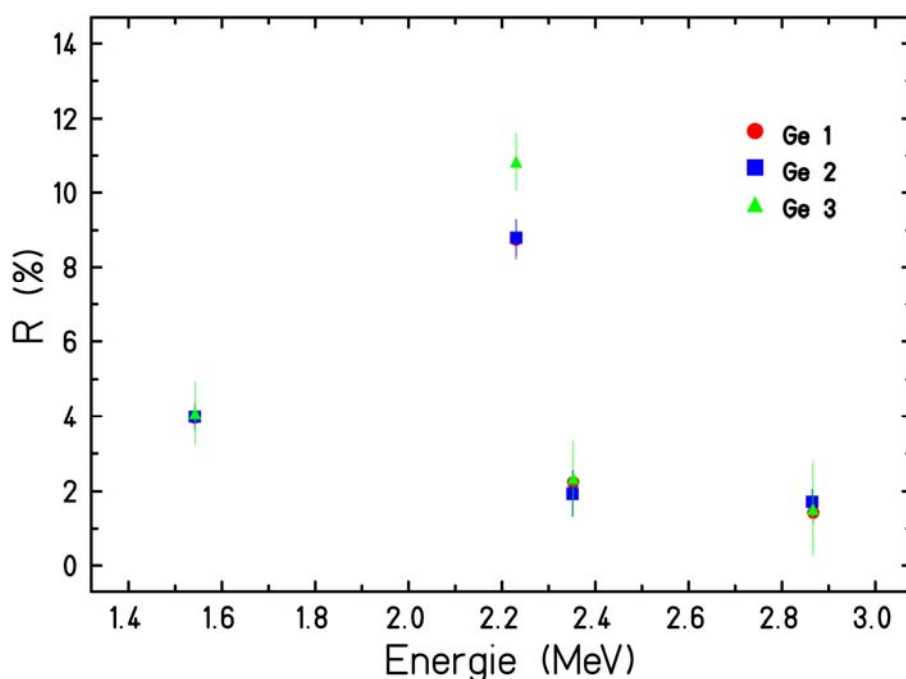


Figure III.2: Comparaison des rapports d'embranchement relatifs déterminés par ajustement des raies γ observées dans les spectres délivrés par les trois détecteurs Germanium (Ge1, Ge2 et Ge3). Les rapports d'embranchement relatifs ont été déterminés par rapport à la raie la plus intense située au voisinage de 810 keV. Dans cette figure le rapport d'embranchement correspondant à cette raie (100 %) n'a pas été représenté.

Les valeurs moyennes des énergies E_γ et des rapports d'embranchement relatifs R(%) des rayonnements γ caractéristiques du noyau ^{33}Ar et de ses fils mesurés sont regroupées dans le Tableau III.2 avec les valeurs données par Borge et al. [Bor87]. Les rapports d'embranchement déterminés dans les deux travaux sont du même ordre de grandeur sauf pour les deux rayonnements situés aux énergies 2866 keV et 2230 keV. En effet le rapport d'embranchement (0,6(1) %) du rayonnement γ à 2866 keV, qui résulte de la décroissance $\beta\beta\gamma$, est petit devant celui donné par Borge et al. (1,3(2) %) [Bor87]. Cette différence peut être expliquée par le fait que lors de l'expérience E342as les réglages ont été effectués de manière à déclencher l'acquisition avec les particules chargées protons et β et que les particules β peuvent traverser le détecteur sans déclencher l'acquisition.

L'importante valeur du rapport d'embranchement du rayonnement γ d'énergie 2230,3(5) keV (6,1(2) %) est due au fait que ce rayonnement découle d'une transition $\beta\gamma$ et que dans ce cas, chaque proton émis déclenche automatiquement l'acquisition. Alors que dans les travaux de Borge et al. [Bor87] seuls les événements ayant donné lieu à des rayonnements γ sont enregistrés (déclenchement de l'acquisition avec γ).

Tableau III.2:Récapitulatif des valeurs des énergies et des rapports d'embranchement correspondants aux rayonnements γ déterminés dans ce travail et ceux donnés par Borge et al. [Bor87].

| Ce travail | | Borge et al. | |
|------------------|--------|------------------|-----------|
| E_γ (keV) | R(%) | E_γ (keV) | R^B (%) |
| 810,6(2) | 100(1) | 810,3(5) | 100(3) |
| 1541,4(6) | 3,6(2) | 1541,5(5) | 2,4(5) |
| 2230,3(5) | 6,1(2) | 2230,6(9) | 1,7(5) |
| 2352,5(6) | 1,3(2) | 2352,2(9) | 1,7(5) |
| 2866(1) | 0,6(1) | 2867,7(9) | 1,3(2) |

Afin de mettre en évidence les similitudes et les différences observées entre les valeurs des rapports d'embranchement déterminés respectivement dans ce travail (R) et celui de Borge et al. [Bor87] (R^B), les écarts entre les valeurs des rapports d'embranchement $((R-R^B)/(R+R^B)/2)$ ont été représentés en fonction des énergies dans la Figure III.3. Cette figure montre que les écarts ΔR sont importants pour les deux rayonnements γ d'énergies respectives 2230,3(5) keV ($\beta\gamma$) et 2866,2(9) keV ($\beta\beta\gamma$). Les différences observées sont dues au fait que dans l'expérience de Borge et al. [Borg87] seuls les rayonnements γ déclenchent l'acquisition alors que dans le présent travail les protons et les particules β déclenchent l'acquisition.

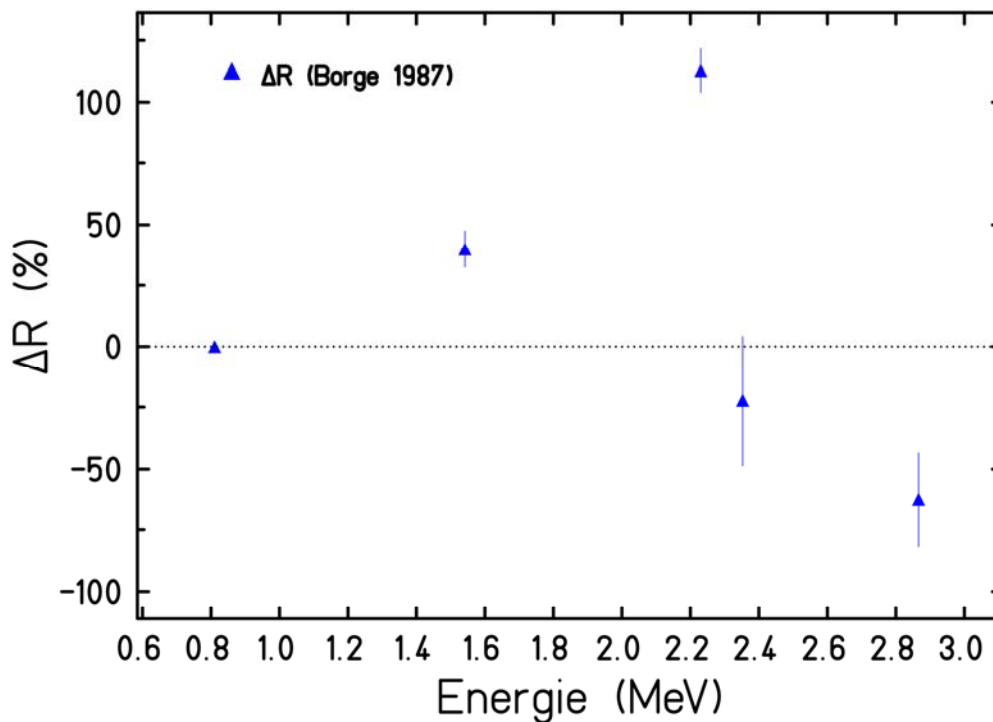


Figure III.3: Comparaison des rapports d'embranchement relatifs des rayonnements γ déterminés respectivement dans ce travail et dans le travail de Borge et al. [Bor87]. Cette étude comparative est représentée par la variation du rapport $((R-R^B)/(R+R^B)/2)$ en fonction de l'énergie des rayonnements γ .

III.1.2. Analyse des spectres en énergie des coïncidences ($\gamma\gamma$)

L'analyse des spectres en énergie γ des noyaux ^{33}Ar a permis d'identifier les rayonnements caractéristiques des noyaux de décroissances et de déterminer leurs intensités (Tableau III.2). Cependant pour établir le schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar , la connaissance de tous les états de départ et d'arrivée des désexcitations γ observées ainsi que la mise en évidence des différentes coïncidences ($\gamma\gamma$) sont importantes. Pour cela un intérêt particulier a été porté à l'étude des spectres en coïncidences avec les rayonnements γ qui désexcitent les premiers états des noyaux ^{33}Cl situés aux énergies 0,811 MeV et 2,352 MeV. Ces rayonnements γ sont représentés dans le schéma partiel de désexcitation des noyaux ^{33}Cl montré dans la Figure III.4. Dans cette figure, les valeurs des moments angulaires J^π ainsi que celles des énergies $E(\text{MeV})$ sont également donnés [Fir96].

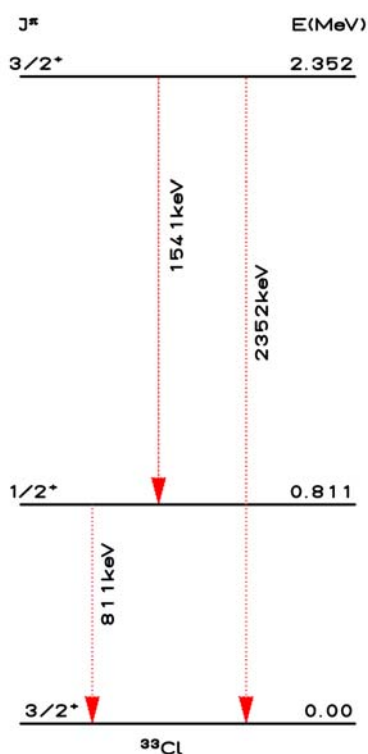


Figure III.4: Schéma partiel de désexcitation des noyaux ^{33}Cl , mettant en évidence les rayonnements γ d'énergies 811 keV, 1541 keV et 2352 keV [Fir96].

Pour l'étude des spectres en coïncidences γ , deux fenêtres ont été définies au voisinage des deux rayonnements γ les plus intenses d'énergies 811 keV et 1541 keV. Les spectres ainsi conditionnés appelés spectres à l'état brut (a) ont été analysés. L'analyse de ces spectres a été effectuée en trois étapes, ces étapes étant les mêmes pour tous les spectres conditionnés, elles seront décrites pour un seul spectre en coïncidences γ .

La première étape de cette analyse a consisté à distinguer et à identifier les raies γ en coïncidences avec le rayonnement d'énergie 811 keV dans le spectre à l'état brut (a). Dans la deuxième étape, le spectre en coïncidences avec le fond qui se trouve à droite et à gauche de la raie considérée 811 keV a été mesuré. Le spectre ainsi obtenu, représentant le bruit de fond moyen (b), a été retranché du spectre à l'état brut donnant lieu à un spectre « sans bruit de fond » appelé spectre nettoyé (c). L'analyse du spectre nettoyé a permis l'identification des raies γ qui sont en coïncidences vraies. Ces trois spectres sont comparés dans la Figure III.5.

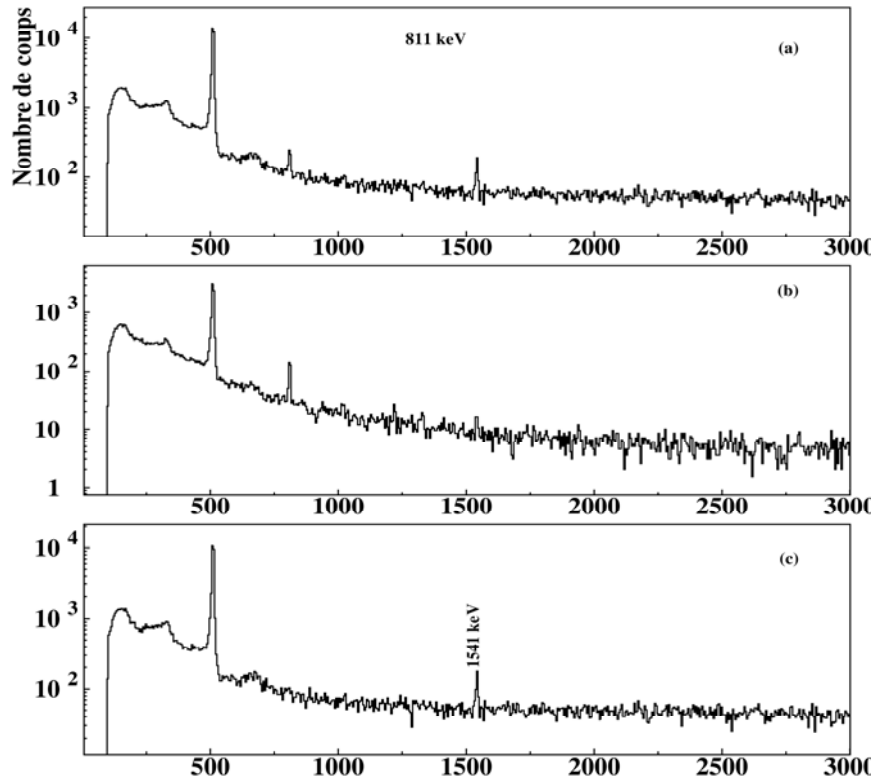


Figure III.5:Le spectre en énergie à l'état brut (a) des raies γ observées en coïncidences avec le rayonnement à 811 keV est représenté avec le spectre représentant le bruit de fond moyen (b) et le spectre nettoyé du bruit de fond (c). Dans ce dernier spectre seule la raie d'énergie 1541 keV est observée.

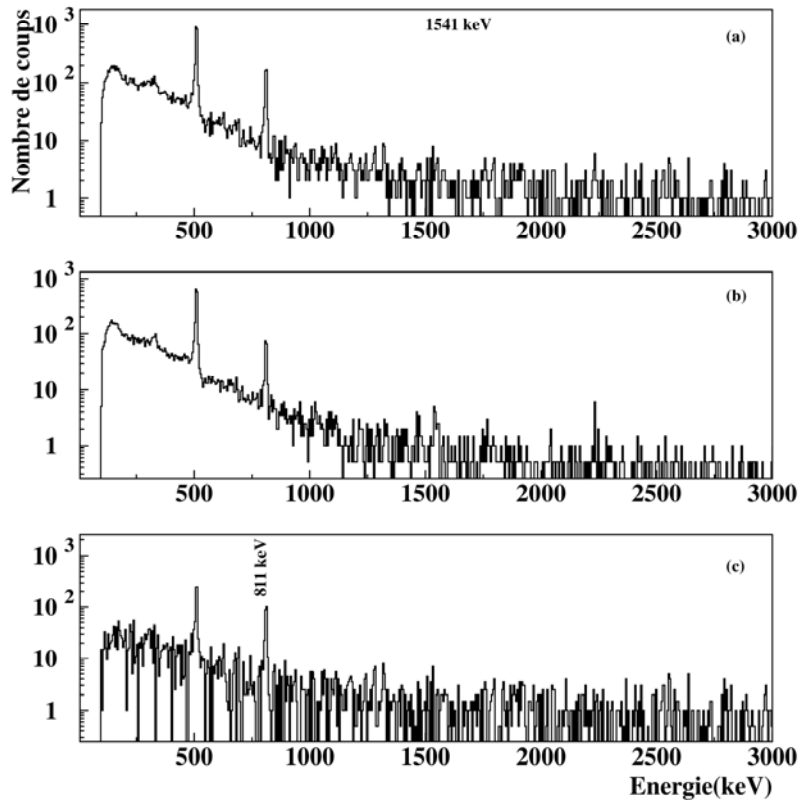


Figure III.6:Comparaison du spectre des raies γ conditionné avec le rayonnement γ d'énergie 1541 keV à l'état brut (a), du spectre représentant le bruit de fond moyen (b) et du spectre nettoyé (c). En plus du pic d'annihilation, seule la raie d'énergie 811 keV est mise en évidence.

Les spectres en coïncidences avec les deux rayonnements γ d'énergies 811 keV et 1541 keV, nettoyés du bruit de fond, représentés dans la Figure III.5 et la Figure III.6, montrent que seules les raies situées aux énergies 1541 keV et 811 keV sont en coïncidences.

Dans la Figure III.7, l'analyse du spectre en énergie conditionné par la rayonnement de désexcitation γ à 2352 keV est présentée à travers les trois spectres (a, b et c). Dans le spectre à l'état brut (a), la raie γ d'énergies 811 keV est observée en coïncidences avec la raie γ à 2352 keV. Cependant cette raie n'apparaît pas dans le spectre (c) nettoyé du bruit de fond et ne peut par conséquent être retenue en coïncidences vraies. Ainsi aucune raie n'est observée en coïncidences avec la raie γ d'énergie 2352 keV.

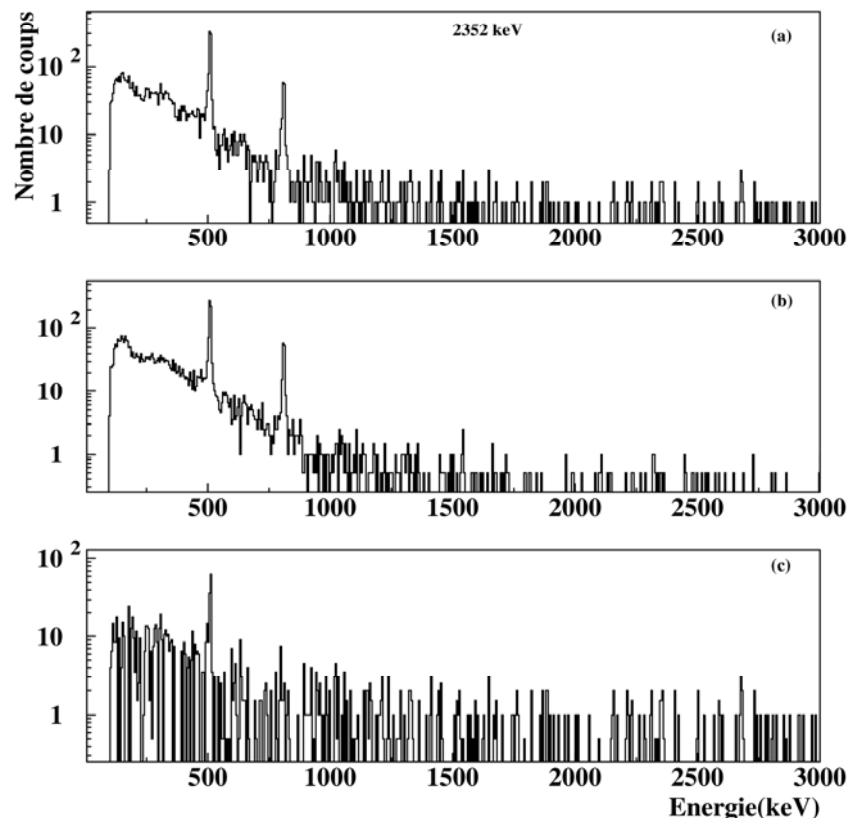


Figure III.7:Le spectre en énergie brut (a) des raies γ en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 2352 keV est comparé au spectre représentant le bruit de fond moyen (b) et au spectre en coïncidences nettoyé (c). Dans ce dernier spectre aucune raie γ n'est observée en coïncidences.

III.1.3. Discussion

L'analyse des spectres en énergie délivrés par les trois détecteurs Germanium a permis d'identifier les raies γ caractéristiques des noyaux ^{33}Ar et de leurs fils et de déterminer les rapports d'embranchement correspondants à ces raies. L'étude des spectres en coïncidences $\gamma\gamma$ n'a par contre pas mis en évidence de nombreuses raies en coïncidences avec les rayonnements γ qui désexcitent les premiers états des noyaux ^{33}Cl .

Pour établir le schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar , d'autres coïncidences du type $p\gamma$ seront considérées dans la suite de ce travail. Avant de procéder à cette étude, l'analyse des spectres en énergie des particules β obtenus avec les détecteurs Silicium plans (PIPS) qui sont placés derrière les détecteurs à pistes est réalisée et présentée. Cette analyse permet de vérifier que les particules β traversent les détecteurs à pistes et s'arrêtent dans les « veto ».

III.2. Analyse des spectres des particules β

Les noyaux riches en protons ^{33}Ar étant émetteurs de particules β , les informations recueillies par les détecteurs à pistes donnent un spectre composé de raies protons superposées à un fond continu qui représente la contribution des particules β . Ce fond dépendant du parcours des particules β dans les détecteurs est plus important à basse énergie qu'à haute énergie.

Afin de s'assurer et de vérifier que les particules β laissent un signal dans les détecteurs PIPS « *veto* » et non dans les détecteurs à pistes, la proportion de ces particules dans les détecteurs « *veto* » a été estimée. Pour cela, les six spectres de la Figure III.8 qui représentent la contribution des particules β ont été obtenus avec les six détecteurs plans (1, 2, 3, 4, 5, 6). Ces spectres s'étalent sur une grande gamme de canaux pour l'ensemble des « *veto* » sauf pour le « *veto 3* » où aucune contribution des particules β n'est observée au-delà du canal 2000. Cela peut être expliqué par un mauvais fonctionnement de ce détecteur, d'où la nécessité de l'écartier de l'analyse. Dans le spectre donné par le « *veto 4* », plusieurs raies sont observées avec un important fond continu qui représente la contribution des particules β . Ces raies pourraient correspondre aux raies protons qui auraient traversé le détecteur à pistes mince (64 μm), placé devant ce détecteur plan. Dans le « *veto 5* », la contribution des particules β est moins importante car la plus grande partie de ces particules est arrêtée dans le détecteur à pistes épais (1 mm).

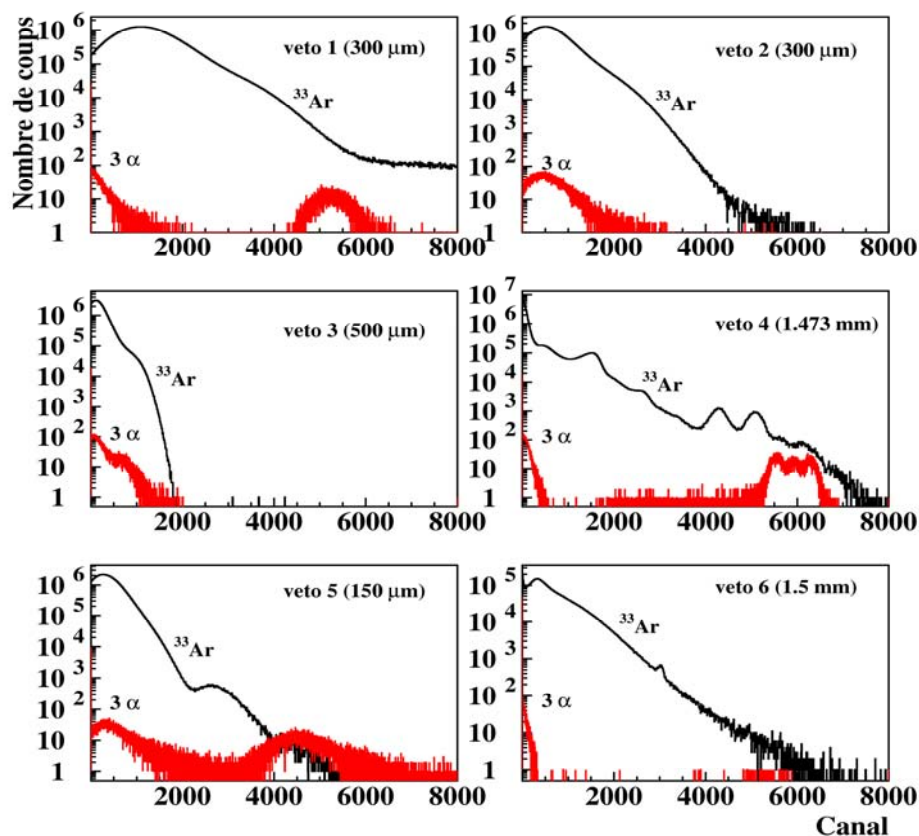


Figure III.8: La superposition des spectres des particules chargées obtenus respectivement avec les données des noyaux ^{33}Ar et la source 3α dans les détecteurs Silicium plans « *veto* ».

Afin d'identifier les particules observées dans les différents spectres, la définition du seuil à partir duquel le spectre présente un fond dû aux particules β est nécessaire. Pour cela les spectres obtenus avec les données des noyaux ^{33}Ar par les détecteurs « *veto* » sont superposés dans la Figure III.8 aux spectres obtenus avec la source 3α , utilisée lors de l'expérience

E342as. La comparaison des spectres non étalonnés permet de distinguer la partie similaire et la partie distincte des spectres des noyaux ^{33}Ar et de la source 3α . Les deux spectres sont distincts pour des valeurs de canaux à partir desquels le fond β devient plus important. Ces canaux appelées seuils sont égaux respectivement à 1000 « *veto1* », 2000 « *veto2* », 300 « *veto3* », 300 « *veto4* », 2000 « *veto5* » et 200 « *veto6* ». Les valeurs ainsi déterminées peuvent être utilisées comme condition d'anticoïncidences afin de s'assurer que les particules qui arrivent dans chaque détecteur à pistes sont des protons et non des β .

III.3. Analyse des spectres en énergie des protons retardés des noyaux ^{33}Ar

L'analyse préliminaire des spectres en énergie des raies protons recueillis dans les 192 pistes des six détecteurs Silicium DSSSD utilisés a montré que certaines pistes étaient défectueuses et que le détecteur 2 (287 μm) n'a pas fonctionné. Ce détecteur ne sera par conséquent pas considéré dans ce travail.

Cette même analyse a également montré que :

- Le taux de particules β présent dans les spectres en énergie mesurés par les six détecteurs à pistes est très important en particulier à basse énergie.
- Les énergies d'un même événement proton sur les deux faces x et y des détecteurs DSSSD utilisés ne sont pas toujours identiques.
- Certains événements protons arrivent entre deux pistes, ce qui rend leur localisation difficile et la détermination précise de leur énergie quasiment impossible.

L'analyse des spectres en énergie des protons retardés des noyaux ^{33}Ar s'effectue alors en deux étapes :

- La première étape consiste à présenter les spectres en énergie obtenus dans les cinq détecteurs DSSSD sans aucune condition.
- La deuxième étape consiste à analyser les spectres en énergie 1p soumis à des conditions. Ces conditions ont pour but de réduire l'important fond β , de garder uniquement les événements de même énergie sur les deux faces x et y d'un détecteur et de rejeter ceux qui arrivent entre deux pistes.

III.3.1. Spectres en énergie βp libres

Dans cette partie, les spectres en énergie des protons retardés des noyaux ^{33}Ar recueillis dans les détecteurs à pistes (DSSSD) sont présentés dans la Figure III.9. Les spectres en énergie observés dans les trois détecteurs (1, 3 et 6) d'épaisseurs de l'ordre de 300 μm ont une allure comparable et les raies protons sont observées aux mêmes énergies dans ces spectres. Les spectres en énergie obtenus avec les deux détecteurs mince et épais (4 et 5) sont différents. Bien que le spectre correspondant au détecteur le plus mince (64 μm) mette en évidence les raies protons à basse énergie, il ne sera pas considéré dans la suite de ce travail. Ceci s'explique par le fait que la plupart des protons d'énergie supérieure ou égale à 2,5 MeV perdent une partie de leur énergie dans le détecteur mince et le traversent, réduisant ainsi la précision sur la détermination des énergies et des rapports d'embranchement. Le spectre en énergie 1p donné par le détecteur le plus épais (1mm) présente un fond β plus important que celui observé dans les autres détecteurs et sur une gamme d'énergie plus grande. Cet important fond β masque les raies protons à basse énergie et aucune raie d'énergie inférieure à 1700 keV n'est alors observée dans ce détecteur. Cependant, à haute énergie plusieurs raies protons sont observées avec une bonne statistique et d'une façon distincte uniquement dans le détecteur le plus épais, d'où l'intérêt d'utiliser ce détecteur et de considérer tous les résultats qui en sont déduits.

Bien que les spectres donnés dans la Figure III.9 présentent de nombreuses raies protons, ils ne seront pas intégrés lors de l'analyse quantitative des données à cause du fond β trop important, de la différence des énergies sur les deux faces x et y d'un même événement et de la localisation imprécise d'un événement.

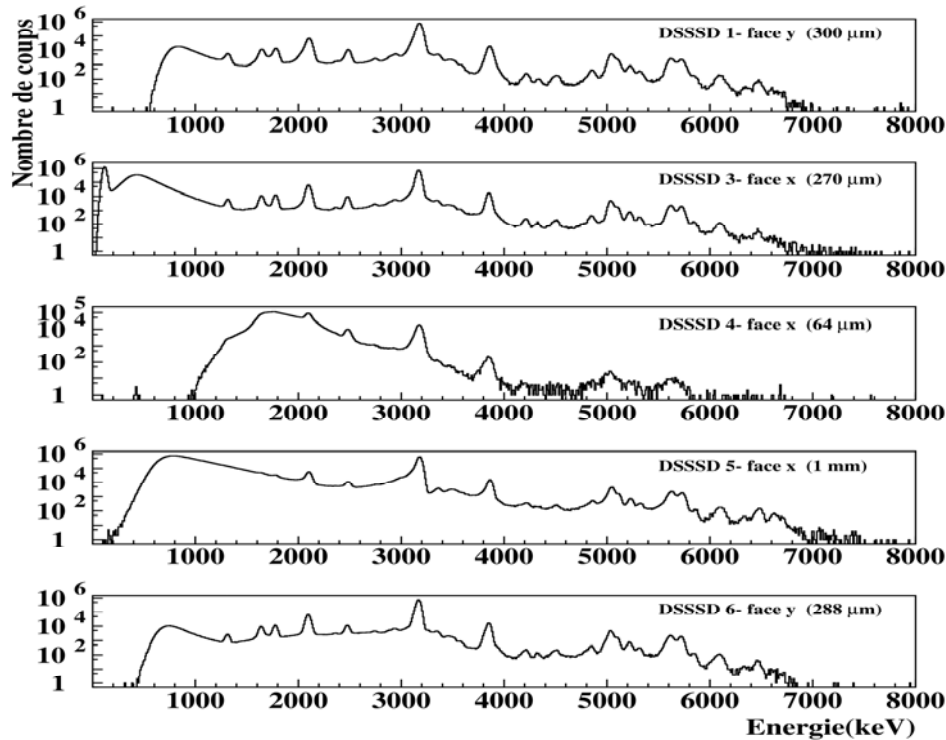


Figure III.9: Les spectres en énergie des protons issus de la décroissance βp des noyaux ^{33}Ar observés dans les détecteurs à pistes 1 (face y), 3 (face x), 4 (face x), 5 (face x) et 6 (face y).

III.3.2. Analyse des spectres en énergie 1p conditionnés par les particules β

Afin de distinguer les raies protons initialement noyées dans le fond β , une première condition d'anticoïncidences a été imposée de manière à s'assurer que les particules β sont détectées dans les détecteurs PIPS et non dans les détecteurs DSSSD. Cette condition peut être combinée à une condition de coïncidences entre un détecteur à pistes et les détecteurs plans qui se trouvent derrière les autres détecteurs DSSSD. Pour cela, les seuils déterminés précédemment (1000, 2000, 300, 2000 et 200) pour les détecteurs « veto » (1, 2, 4, 5 et 6) sont utilisés. La condition imposée sur les seuils permet de s'assurer que les particules β , liées à la décroissance βp , sont détectés dans les autres détecteurs « veto » que celui qui se trouve derrière le détecteur où les protons sont mesurés.

Les spectres en énergie 1p ont également été soumis aux deux conditions qui ont pour but de garder uniquement les événements qui ont la même énergie sur les deux faces x et y d'un même détecteur DSSSD et de rejeter les événements qui arrivent entre deux pistes. Pour déterminer les événements de même énergie sur les deux faces x et y du détecteur les énergies de cet événement doivent vérifier la condition ($|E_x - E_y| \leq 50 \text{ keV}$). Cette limite supérieure pour l'écart en énergie entre les deux faces d'un même détecteur DSSSD, de l'ordre de la résolution en énergie des détecteurs DSSSD, permet de nettoyer le spectre des événements protons tels que $E_x \neq E_y$ et de ne pas perdre trop d'évènement.

A la suite de l'analyse de ces spectres, il apparaît que la troisième condition qui porte sur la localisation des événements n'induit aucun changement sur les spectres en énergie, puisque les spectres avec et sans cette condition sont quasiment confondus. De ce fait seules les deux

conditions sur le fond β et les énergies des protons sur les deux faces x et y seront prises en compte dans la suite de ce travail.

Les spectres en énergie 1p obtenus avec les détecteurs à pistes (1, 3, 5 et 6), soumis aux deux conditions, sont représentés avec les spectres sans condition dans la Figure III.10. Dans cette figure, les spectres soumis à la condition sur les particules β présentent moins de bruit de fond β et les raies initialement noyées dans ce fond sont visibles à basse énergie. Dans les spectres soumis à la condition sur les énergies d'un même événement sur les deux faces x et y d'un détecteur en plus de la condition sur les particules β , les spectres sont nettoyés du fond.

Afin de ne pas perdre trop d'événements protons, les raies observées à des énergies supérieures à 5852(9) keV seront prises en compte uniquement dans le détecteur le plus épais (1 mm). Ce choix est dû au fait que ce détecteur met en évidence un plus grand nombre de raies à haute énergie et permet ainsi la détermination avec précision de leur énergie et de leur intensité. Cependant, les raies protons observées à des énergies telles que ($E_p > 6713$ keV) dans ce spectre n'ont pas été aisément et distinctement identifiées. L'identification de ces raies n'étant pas précise à cause de la faible statistique, seuls des domaines d'énergie où quelques événements ont été observés sont notés dans le Tableau III.3.

Bien que les protons à basse énergie sont observés et identifiés dans les détecteurs (1, 3, 5 et 6), ils ont été retenus uniquement dans les trois détecteurs (1, 3 et 6). Les raies d'énergies inférieures ou égales à 2096 keV observées dans le détecteur 6 n'ont pas été prises à cause des différences obtenues entre les rapports d'embranchement déterminés respectivement dans ce détecteur et les deux autres détecteurs 1 et 3. Ceci s'explique par le fait que les seuils en énergie ont été réglés avec une précision insuffisante pendant l'expérience pour certaines pistes du détecteur 6.

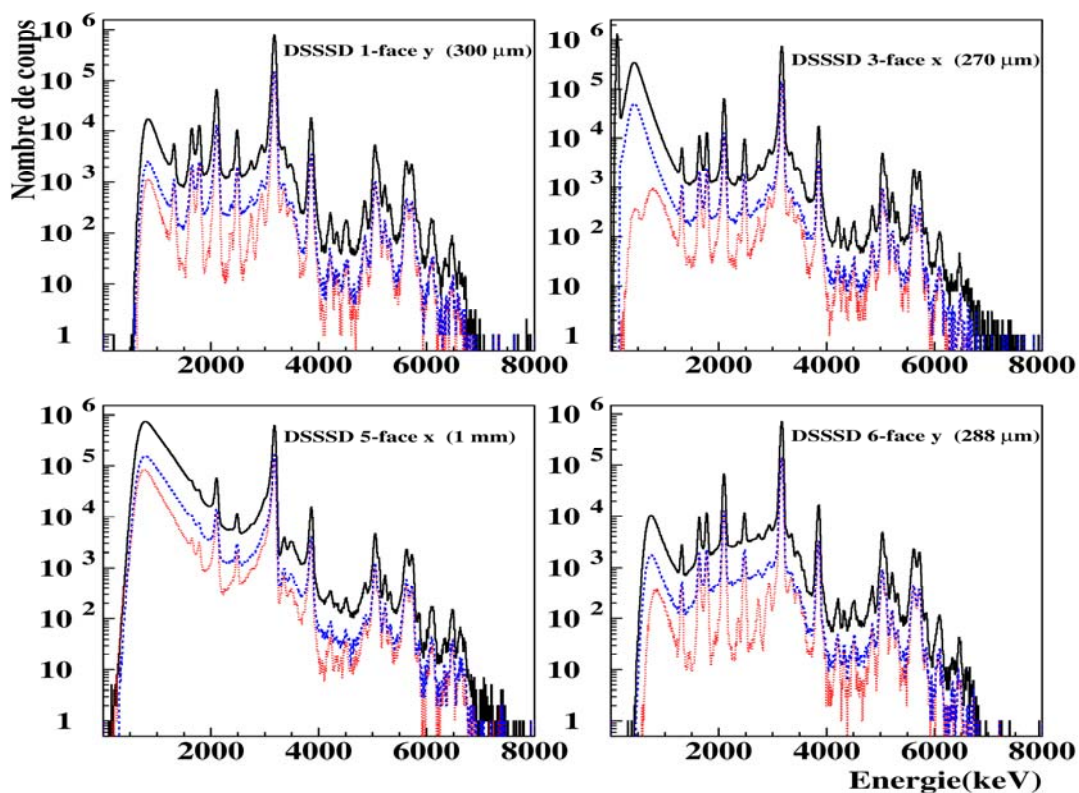


Figure III.10: Superposition des spectres en énergie 1p délivrés par les quatre détecteurs DSSSD (1, 3, 5 et 6) sans aucune condition (en traits pleins) avec une condition sur le fond β (en traits tirés) et avec deux conditions l'une sur le fond β et l'autre sur les énergies d'un même événement 1p sur les deux faces x et y d'un même détecteur (en pointillés).

Tableau III.3: Les valeurs des énergies et des rapports d'embranchement relatifs des protons retardés du noyau ^{33}Ar déterminés respectivement dans les quatre spectres individuels obtenus avec les quatre détecteurs (1, 3, 5 et 6) soumis aux deux conditions sur les particules β et les énergies des événements sur les deux faces du détecteur. Aux énergies supérieures à 6713 keV, seuls les domaines où quelques événements protons sont observés sont donnés. Les valeurs moyennes de l'ensemble des énergies et des rapports d'embranchement sont données.

| Détecteur 1 | | Détecteur 3 | | Détecteur 5 | | Détecteur 6 | | Valeurs moyennes | |
|-------------|------------|-------------|-----------|-------------|-------------|-------------|-----------|------------------|-------------|
| Ep(keV) | R(%) | Ep(keV) | R(%) | Ep(keV) | R(%) | Ep(keV) | R(%) | Ep(keV) | R(%) |
| 1315(2) | 0,572(25) | 1317(2) | 0,580(26) | | | | | 1316(2) | 0,576(25) |
| 1648(2) | 1,38(5) | 1645(2) | 1,34(5) | | | | | 1646(3) | 1,36(6) |
| 1782(2) | 1,57(6) | 1779(2) | 1,55(6) | | | | | 1780(3) | 1,56(6) |
| 2105(3) | 8,84(31) | 2099(2) | 8,98(32) | | | 2096(2) | 8,93(31) | 2100(4) | 8,92(31) |
| 2367(4) | 0,068(9) | 2368(4) | 0,042(3) | | | 2362(3) | 0,062(7) | 2365(4) | 0,047(9) |
| 2485(4) | 1,14(4) | 2482(2) | 1,17(5) | | | 2480(4) | 1,18(5) | 2482(3) | 1,16(5) |
| 2750(5) | 0,15(1) | 2747(3) | 0,11(1) | | | 2740(4) | 0,14(1) | 2745(5) | 0,137(18) |
| 2884(3) | 0,16(1) | 2884(4) | 0,098(4) | | | 2885(2) | 0,16(1) | 2885(3) | 0,107(22) |
| 2948(3) | 0,24(2) | 2947(4) | 0,28(2) | | | 2944(4) | 0,28(2) | 2947(3) | 0,26(2) |
| 3176(4) | 100(3) | 3172(4) | 100(3) | | | 3170(4) | 100(3) | 3173(4) | 100(3) |
| 3357(3) | 0,348(6) | 3348(3) | 0,348(7) | | | 3348(3) | 0,318(7) | 3351(5) | 0,337(16) |
| 3463(5) | 0,071(12) | 3466(3) | 0,068(3) | | | 3465(5) | 0,158(17) | 3466(3) | 0,071(16) |
| 3515(3) | 0,040(2) | 3508(5) | 0,051(3) | | | 3512(5) | 0,018(4) | 3513(4) | 0,04(1) |
| 3580(5) | 0,029(2) | 3578(3) | 0,023(8) | | | 3580(5) | 0,030(2) | 3578(3) | 0,029(2) |
| 3855(3) | 2,36(9) | 3856(3) | 2,37(9) | | | 3856(3) | 2,29(8) | 3856(3) | 2,34(9) |
| 4213(5) | 0,028(4) | 4213(5) | 0,021(4) | | | 4211(4) | 0,033(4) | 4212(4) | 0,027(6) |
| 4337(8) | 0,0096(35) | 4333(4) | 0,009(1) | | | 4335(4) | 0,010(2) | 4334(4) | 0,009(1) |
| 4510(6) | 0,019(3) | 4512(6) | 0,024(2) | | | 4510(3) | 0,024(4) | 4510(3) | 0,023(3) |
| 4855(5) | 0,029(2) | 4855(4) | 0,030(2) | | | 4849(4) | 0,024(2) | 4853(5) | 0,027(3) |
| 5045(4) | 0,71(3) | 5037(3) | 0,67(3) | | | 5036(3) | 0,74(3) | 5039(5) | 0,71(4) |
| 5107(5) | 0,17(1) | 5101(3) | 0,20(1) | | | 5103(3) | 0,15(1) | 5103(4) | 0,168(26) |
| 5228(4) | 0,067(6) | 5220(4) | 0,089(7) | | | 5222(4) | 0,073(8) | 5223(5) | 0,076(11) |
| 5319(4) | 0,028(5) | 5320(4) | 0,033(5) | | | 5319(3) | 0,021(4) | 5319(3) | 0,026(6) |
| 5621(5) | 0,383(17) | 5623(3) | 0,41(2) | | | 5621(4) | 0,40(2) | 5622(3) | 0,40(2) |
| 5725(4) | 0,31(1) | 5724(3) | 0,31(2) | | | 5724(4) | 0,32(2) | 5724(3) | 0,315(15) |
| | | | | 5852(9) | 0,0090(14) | | | 5852(9) | 0,0090(14) |
| | | | | 6010(9) | 0,0032(6) | | | 6010(9) | 0,0032(6) |
| | | | | 6099(9) | 0,046(7) | | | 6099(9) | 0,046(7) |
| | | | | 6340(10) | 0,0015(3) | | | 6340(10) | 0,0015(3) |
| | | | | 6384(9) | 0,0008(2) | | | 6384(9) | 0,0008(2) |
| | | | | 6480(9) | 0,0032(5) | | | 6480(9) | 0,0032(5) |
| | | | | 6626(9) | 0,0054(9) | | | 6626(9) | 0,0054(9) |
| | | | | 6655(9) | 0,0014(3) | | | 6655(9) | 0,0014(3) |
| | | | | 6713(10) | 0,0031(6) | | | 6713(10) | 0,0031(6) |
| | | | | 6800-6900 | 0,00055(16) | | | 6800-6900 | 0,00055(16) |
| | | | | 6900-7000 | 0,00017(8) | | | 6900-7000 | 0,00017(8) |
| | | | | 7000-7100 | 0,00096(20) | | | 7000-7100 | 0,00096(20) |
| | | | | 7200-7300 | 0,00044(14) | | | 7200-7300 | 0,00044(14) |
| | | | | 7300-7400 | 0,00027(10) | | | 7300-7400 | 0,00027(10) |
| | | | | 7400-7500 | 0,00024(10) | | | 7400-7500 | 0,00024(10) |

L'ajustement de toutes les raies protons observées dans les quatre spectres conditionnés (Figure III.10) à l'aide de la combinaison d'une gaussienne et d'un fond exponentiel ou linéaire pour tenir compte de la traîne (queue) associée à certains pics, a permis de déterminer les énergies E_p et les intensités de chaque raie dans chaque détecteur à pistes (DSSSD).

N'ayant pas accès aux rapports d'embranchement absolus à partir des mesures effectuées, seules les valeurs relatives de ces rapports sont déterminées dans un premier temps. Pour le calcul des rapports d'embranchement relatifs, les intensités des raies protons observées sont normalisées par rapport à l'intensité de la raie la plus intense d'énergie 3173(4) keV, qui désexcite l'état analogue isobarique (IAS) du noyau ^{33}Cl .

Les valeurs des énergies et des rapports d'embranchement relatifs des raies protons retenues à l'issue de cette analyse sont regroupés avec les valeurs moyennes correspondantes calculées dans le Tableau III.3. Les valeurs moyennes ont été calculées en utilisant les moyennes pondérées et ont été adoptées dans la suite de ce travail.

Parmi les protons retardés des noyaux ^{33}Ar , mis en évidence lors de cette analyse, certains alimentent à la fois l'état fondamental et les deux premiers états excités des noyaux ^{32}S (Figure III.11) situés aux énergies respectives 2,23 MeV et 3,78 MeV [Fir96]. Afin de distinguer les différentes décroissances 1p vers ces états, l'analyse des spectres $p\gamma$, conditionnés par les rayonnements γ d'énergies 2230 keV et 1548 keV des noyaux ^{32}S , a été réalisée et sera présentée dans le paragraphe suivant.

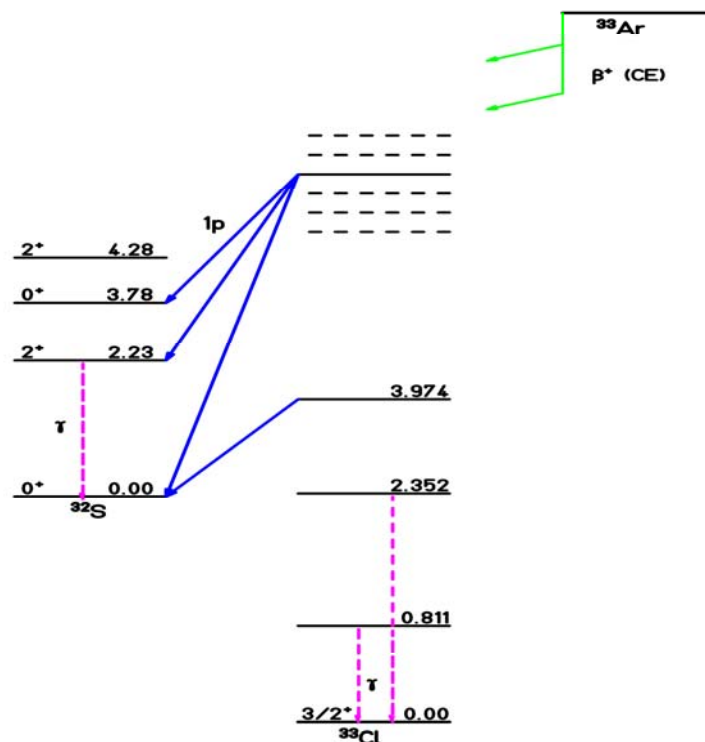


Figure III.11: Schéma partiel de décroissance du noyau ^{33}Ar mettant en évidence les transitions 1p à partir d'un état excité de ^{33}Cl vers l'état fondamental et les deux premiers états excités du noyau ^{32}S [Fir96].

III.4. Analyse des spectres en énergie $\text{p}\gamma$

L'élaboration du schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar nécessite la connaissance des énergies des différents états émetteurs et de leur taux d'alimentation. Pour cela l'analyse des spectres en énergie des raies protons observées en coïncidences avec les trois raies de désexcitation γ d'énergies respectives 2230 keV, 1548 keV et 4281 keV des noyaux ^{32}S [Fir96] est décrite dans cette partie. Avant de détailler cette partie, un schéma des niveaux partiel du noyau ^{32}S est donné dans la Figure III.12 où les moments angulaires, les parités et les énergies des quatre premiers niveaux du noyau ^{32}S sont notés.

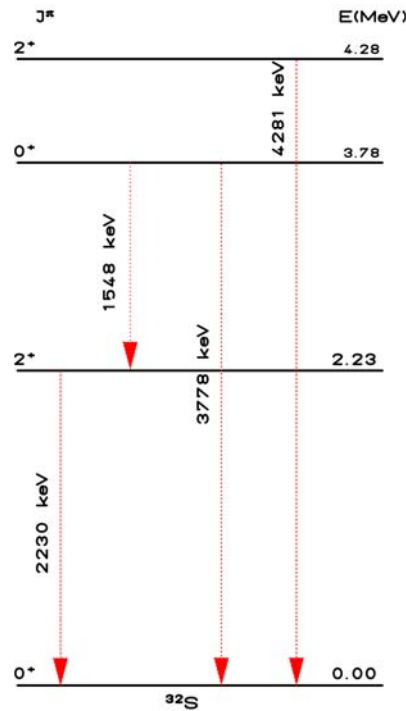


Figure III.12: Schéma des niveaux partiel des noyaux ^{32}S . Les quatre premiers niveaux excités du noyau ^{32}S ainsi que leurs caractéristiques sont représentés dans ce schéma [Fir96].

III.4.1. Spectre en énergie des protons en coïncidences avec le rayonnement γ à 2230 keV

Le spectre en énergie $\text{p}\gamma$ conditionné avec le rayonnement γ d'énergie 2230 keV des noyaux ^{32}S met en évidence plusieurs raies protons. Parmi ces raies, certaines découlent des coïncidences fortuites. Afin de distinguer les raies en coïncidences vraies, l'analyse des spectres $\text{p}\gamma$ a été réalisée comme suit. Le spectre des protons en coïncidences avec le rayonnement γ à 2230 keV est d'abord délivré par les détecteurs à pistes (Figure III.13). Ce spectre en coïncidences à l'état brut (a) permet une première identification des raies protons observées. Un spectre en coïncidences avec le fond qui se trouve à droite et à gauche de la raie γ d'énergie 2230 keV est ensuite construit (b), mettant en évidence les raies en coïncidences fortuites. Pour obtenir le spectre nettoyé (c) des raies en coïncidences fortuites, le spectre représentant le fond moyen (b) est retranché du spectre à l'état brut (a). Le spectre nettoyé permet ainsi d'observer et d'identifier les raies protons en coïncidences vraies. Une vérification supplémentaire de ces raies est effectuée en analysant le spectre en énergie (d) représentant le rapport des deux spectres à l'état brut (a) et nettoyé (c). Dans ce spectre, seules les raies protons qui ont une contribution de l'ordre de 1 ont été retenues. Ceci peut être

expliqué par le fait que les raies à contribution plus importante, sont observées avec une plus grande statistique dans le spectre brut et constituent par conséquent des raies 1p en coïncidences fortuites avec la raie γ considérée d'énergie 2230 keV. Ces quatre spectres (a, b, c, d) sont représentés et comparés dans la Figure III.13.

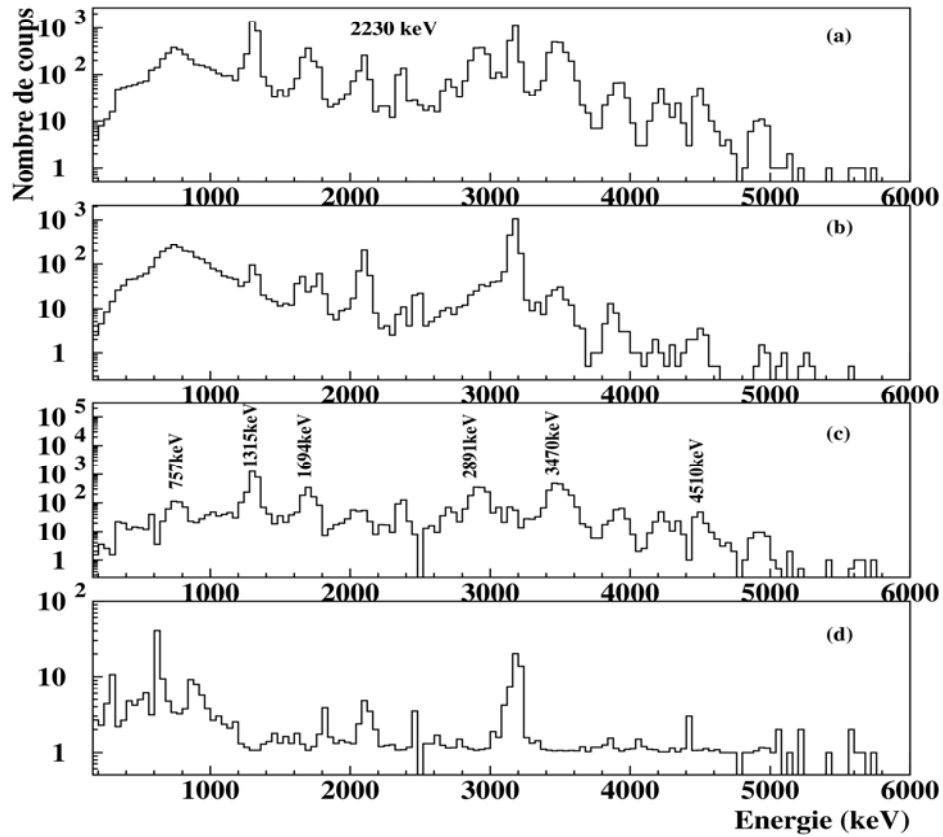


Figure III.13:Présentation du spectre en énergie 1p en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 2230 keV à l'état brut (a), de celui représentant le bruit de fond moyen (b), du spectre nettoyé (c) ainsi que du spectre donnant le rapport des deux spectres brut et nettoyé (d). Dans cette figure, seules quelques raies protons ont été marquées dans le spectre nettoyé.

Les valeurs des énergies et des rapports d'embranchement relatifs correspondant aux dix neuf groupes de protons observés en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 2230 keV sont regroupés dans le Tableau III.4. Les rapports d'embranchement ont été calculés par rapport à l'intensité relative de la raie proton la plus intense observée à l'énergie 1315(2) keV. En effet après une normalisation des intensités de toutes les raies protons en coïncidences par rapport à celle de la raie la plus intense (1315(2) keV), une seconde normalisation a été effectuée en utilisant le rapport d'embranchement relatif 0,58(4) % de cette raie. La valeur $R=0,58(4) \%$ a été déterminée à partir du spectre en énergie 1p. Cette normalisation avec le rapport d'embranchement $R=0,58(4) \%$ s'explique par le fait que la raie située à 1315(2) keV est la seule à être relativement propre et visible avec la même intensité dans les deux spectres 1p et $p\gamma$ en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 2230 keV. La raie correspondant au proton d'énergie 1315(2) keV, qui alimente le premier état excité du noyau fils ^{32}S d'après les travaux de Schardt et al. [Sch93], contient de ce fait le même nombre de coups à l'efficacité γ près dans les deux spectres, et les deux spectres peuvent alors être normalisés l'un par rapport à l'autre.

Tableau III.4: Les valeurs des énergies et des rapports d'embranchement des groupes de protons observés en coïncidences avec le rayonnement γ à 2230 keV dans ce travail et dans les travaux antérieurs [Bor87, Sch93, Hon96]. Les énergies marquées par (') correspondent aux protons attribués lors de ce travail aux transitions vers le premier état excité.

| Ce travail | | Borge et al. | | Schardt et al. | | Honkanen et al. |
|------------|-----------|--------------|-----------|----------------|-----------|-----------------|
| Ep(keV) | R(%) | Ep(keV) | R(%) | Ep(keV) | R(%) | Ep(keV) |
| 757(3) | 0,083(7) | | | | | 766(5) |
| 1315(2) | 0,58(4) | 1316(3) | 0,62(3) | 1320(2) | 0,58(1) | 1321(2) |
| 1694(3) | 0,16(2) | 1697(6) | 0,15(2) | 1697(2) | 0,103(5) | |
| 1760(2) | 0,030(5) | | | 1750(2) | 0,022(3) | |
| 2022(2) | 0,017(3) | | | | | |
| 2367(2) | 0,056(4) | 2372(6) | 0,062(10) | 2366(2) | 0,051(10) | |
| 2720(4) | 0,037(7) | | | | | |
| 2891(3) | 0,13(2) | 2886(6) | 0,21(2) | 2885(2) | 0,11(1) | 2890(10) |
| 2957(3) | 0,12(1) | | | 2951(2) | 0,14(1) | 2953(5) |
| 3064(4) | 0,014(2) | 3073(12)' | 0,07(2) | | | |
| 3470(3) | 0,15(2) | 3464(30)' | 0,41(4) | | | 3450(7) |
| 3519(4) | 0,04(1) | | | 3512(3) | 0,021(5) | 3506(7) |
| 3581(1) | 0,025(8) | 3564(6)' | 0,10(1) | | | |
| 3925(2) | 0,040(7) | 3912(6)' | 0,019(4) | | | |
| 4214(2) | 0,018(4) | 4207(12)' | 0,017(3) | | | |
| 4330(5) | 0,007(2) | 4307(12)' | 0,008(2) | | | |
| 4472(2) | 0,010(2) | | | | | |
| 4510(4) | 0,026(3) | 4496(10)' | 0,018(5) | | | |
| 4925(4) | 0,0029(6) | | | | | |

Les énergies et les rapports d'embranchement des protons observés en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 2230 keV du noyau ^{32}S déterminés dans les travaux de Borge et al. [Bor87], de Schardt et al. [Sch93] et de Honkanen et al. [Hon96] sont également regroupés dans le Tableau III.4. La comparaison de ces résultats a permis de confirmer l'observation des protons à basse énergie et de mettre en évidence pour la première fois dans ce travail plusieurs groupes de protons observés à haute énergie en coïncidences avec le rayonnement γ à 2230 keV. En effet les groupes de protons d'énergies respectives 2720(4) keV, 3064(4) keV, 3581(1) keV, 3925(2) keV, 4214(2) keV, 4330(5) keV, 4472(2) keV, 4510(4) keV et 4925(4) keV n'ont pas été observés en coïncidences dans les travaux antérieurs. A la suite de ces observations les protons d'énergies 3073(12) keV, 3464(30) keV, 3564(6) keV, 3912(6) keV, 4207(12) keV, 4307(12) keV et 4496(10) keV qui alimentent l'état fondamental du noyau ^{32}S dans les travaux de Borge et al. [Bor87] ont été attribués lors de cette analyse à des transitions vers le premier état excité du noyau ^{32}S . L'absence de ces raies dans le spectre des protons en coïncidences dans les travaux de Borge et al. [Bor87] s'explique par le fait que Borge et al. ont utilisé un seul détecteur Germanium pour la détection des rayonnements γ des noyaux ^{33}Ar alors que dans ce travail trois détecteurs Germanium ont été utilisés [Mat09]. L'utilisation des trois Germanium pour la détection des rayonnements γ a donné lieu à une meilleure statistique qui a ainsi permis de mettre en évidence plus de protons en coïncidences avec le rayonnement γ à 2230 keV. De la même manière, le proton d'énergie 1750(2) keV qui alimente l'état fondamental dans les travaux de Schardt et al. [Sch93] a été attribuée à une alimentation du premier état excité du noyau ^{32}S . Toutes les raies attribuées lors de cette analyse sont marquées dans le Tableau II.4. Dans ce tableau récapitulatif, les valeurs des rapports d'embranchement correspondants aux six groupes de protons observés en coïncidences avec le rayonnement γ à 2230 keV dans les travaux de Honkanen et al. [Hon96] n'ont pas été reportées. Ceci est dû au fait que dans ces travaux, seules les raies situées au

voisinage l'IAS ont été prises en compte et aucun calcul de rapport d'embranchement n'a été donné.

III.4.2. Spectre en énergie des protons en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 1548 keV

Pour l'identification des raies protons en coïncidences avec le rayonnement γ à 1548 keV des noyaux ^{32}S , le spectre en énergie $p\gamma$ a été enregistré (Figure III.14). Ce spectre à l'état brut (a), est caractérisé par une faible statistique et quelques raies protons y ont été observées. Afin de garder uniquement les raies protons en coïncidences vraies, le spectre en coïncidences avec le fond qui se trouve de part et d'autre de la raie γ d'énergie 1548 keV a été construit. Ce spectre représentant le bruit de fond moyen (b), a été retranché du spectre à l'état brut (a) pour donner un spectre nettoyé des coïncidences fortuites (c). Le spectre nettoyé ne devrait présenter que les raies en coïncidences vraies. Afin de s'assurer que les raies retenues sont bien en coïncidences vraies, le spectre en énergie (d) représentant le rapport des deux spectres brut et nettoyé a également été considéré. A l'issue de l'analyse de ces spectres (Figure III.14), seules les deux raies protons situées aux énergies 1665(4) keV et 2366(4) keV ont été retenues comme raies observées en coïncidences vraies avec le rayonnement γ qui désexcite l'état d'énergie 3.78 MeV vers le premier état excité du noyau ^{32}S . La raie observée au voisinage de 2100 keV a été rejetée car sa contribution dans le spectre (d) est importante.

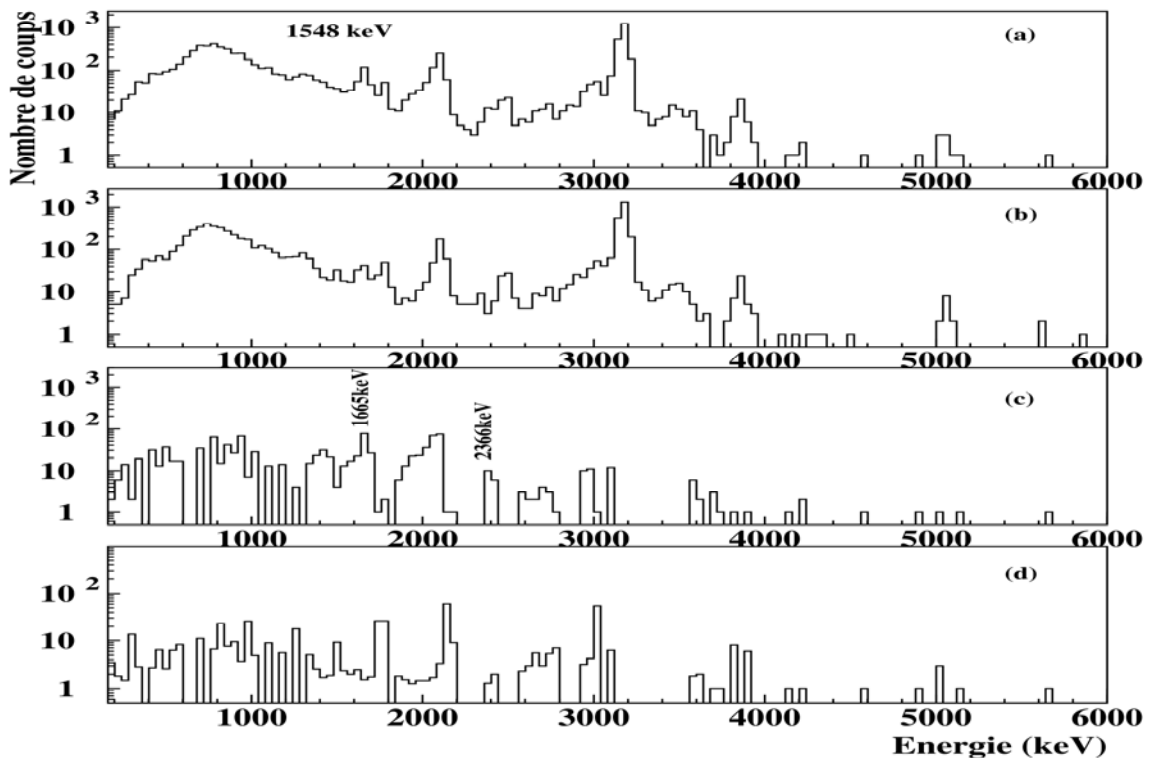


Figure III.14:Présentation du spectre 1p à l'état brut (a) en coïncidences avec la raie γ d'énergie 1548 keV, de celui représentant le bruit de fond moyen (b), ainsi que le spectre nettoyé (c) et celui représentant le rapport des deux spectres brut / nettoyé (d).

Les rapports d'embranchement relatifs des deux raies protons retenues en coïncidences avec le rayonnement γ à 1548 keV sont déterminés en normalisant les intensités de ces raies par l'intensité relative de la raie proton la plus intense observée à 1315(2) keV dans le spectre des protons conditionné par le rayonnement γ d'énergie 2230 keV. Le choix d'une telle

normalisation est dû au fait que la raie proton d'énergie 1315 keV est la seule à être observée d'une façon distincte et avec la même intensité dans les spectres sans condition et avec une condition sur le rayonnement γ à 2230 keV. Une telle normalisation est possible à condition de supposer que la seule différence entre les intensités des raies observées dans les deux spectres en coïncidences avec les deux rayonnements γ d'énergies 2230 keV et 1548 keV, émises en cascade, est due aux efficacités de détection. La valeur de l'intensité ainsi normalisée est ensuite corrigée par le rapport des efficacités de détection 1,89 % et 2,44 % des deux rayonnements γ considérés (2230 keV et 1548 keV).

Les valeurs des énergies E_p des protons observées en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 1548 keV du noyau ^{32}S et des rapports d'embranchement relatifs correspondants sont donnés dans le Tableau III.5.

Tableau III.5: Les valeurs des énergies et des rapports d'embranchement relatifs des protons qui alimentent le deuxième état excité d'énergie 3,78 MeV de ^{32}S .

| $E_p(\text{keV})$ | R (%) |
|-------------------|-----------|
| 1665(4) | 0,027(5) |
| 2366(4) | 0,0026(8) |

III.4.3. Spectre en énergie des protons en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 4281 keV

Le spectre en énergie $p\gamma$ des protons en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 4281 keV du noyau ^{32}S est caractérisé par une très faible statistique et ne présente aucune raie visible. Ce spectre est représenté dans la Figure III.15 avec le spectre $1p$ délivré par le détecteur DSSSD 6. Cette comparaison a pour but d'identifier les raies protons qui sont en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 4281 keV dans les deux spectres. Cependant l'absence des groupes de protons dans le spectre $p\gamma$ n'a pas permis de conclure.

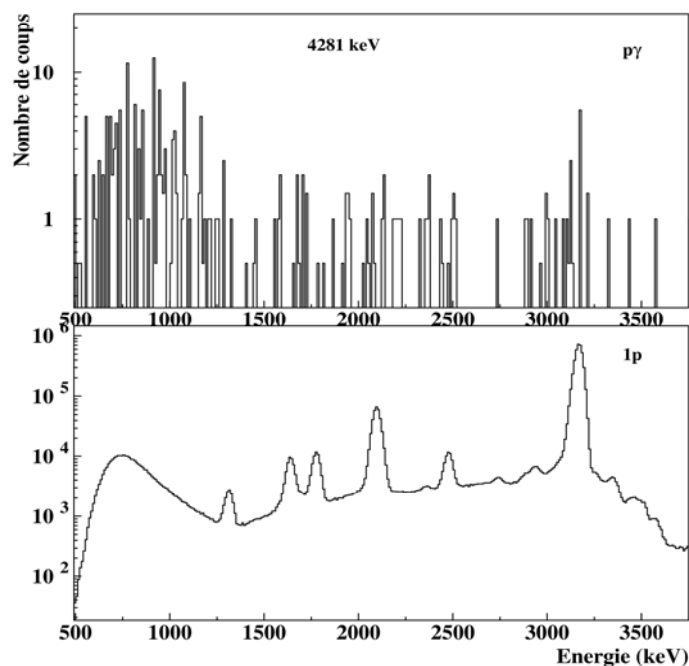


Figure III.15: Comparaison des deux spectres en énergie $1p$ et $p\gamma$ conditionné par le rayonnement γ d'énergie 4281 keV obtenus avec le détecteur DSSSD 6.

Tableau III.6: Les valeurs des énergies et des rapports d'embranchement des protons observés dans ce travail dans le spectre libre $\beta\beta$ et les spectres en coïncidences avec les rayonnements γ d'énergies 2230 keV et 1548 keV.

| Pic | Libre | | Coïncidences 2230 | | Coïncidences 1548 | |
|-----|-----------|-------------|-------------------|-----------|-------------------|-----------|
| | Ep(keV) | R(%) | Ep(keV) | R(%) | Ep(keV) | R(%) |
| 1 | | | 757(3) | 0,083(7) | | |
| 2 | 1316(2) | 0,576(18) | 1315(2) | 0,58(4) | | |
| 3 | 1646(3) | 1,36(6) | | | | |
| 4 | | | | | 1665(4) | 0,027(5) |
| 5 | | | 1694(3) | 0,16(2) | | |
| 6 | | | 1760(2) | 0,030(5) | | |
| 7 | 1780(3) | 1,56(6) | | | | |
| 8 | | | 2022(2) | 0,017(3) | | |
| 9 | 2100(4) | 8,92(31) | | | | |
| 10 | 2365(4) | 0,047(9) | 2367(2) | 0,056(4) | 2366(4) | 0,0026(8) |
| 11 | 2482(3) | 1,16(5) | | | | |
| 12 | | | 2720(4) | 0,037(7) | | |
| 13 | 2745(5) | 0,137(18) | | | | |
| 14 | 2885(3) | 0,107(22) | 2891(3) | 0,13(2) | | |
| 15 | 2947(3) | 0,26(2) | | | | |
| 16 | | | 2957(3) | 0,12(1) | | |
| 17 | | | 3064(4) | 0,014(2) | | |
| 18 | 3173(4) | 100(3) | | | | |
| 19 | 3351(5) | 0,337(16) | | | | |
| 20 | 3466(3) | 0,071(16) | 3470(3) | 0,15(2) | | |
| 21 | 3513(4) | 0,04(1) | 3519(4) | 0,04(1) | | |
| 22 | 3578(3) | 0,029(2) | 3581(1) | 0,025(8) | | |
| 23 | 3856(3) | 2,34(9) | | | | |
| 24 | | | 3925(2) | 0,040(7) | | |
| 25 | 4212(4) | 0,027(6) | 4214(2) | 0,018(4) | | |
| 26 | 4334(4) | 0,009(1) | 4330(5) | 0,007(2) | | |
| 27 | | | 4472(2) | 0,010(2) | | |
| 28 | 4510(3) | 0,023(3) | 4510(4) | 0,026(3) | | |
| 29 | 4853(5) | 0,027(3) | | | | |
| 30 | | | 4925(4) | 0,0029(6) | | |
| 31 | 5039(5) | 0,71(4) | | | | |
| 32 | 5103(4) | 0,168(26) | | | | |
| 33 | 5223(5) | 0,076(11) | | | | |
| 34 | 5319(3) | 0,026(6) | | | | |
| 35 | 5622(3) | 0,40(2) | | | | |
| 36 | 5724(3) | 0,315(15) | | | | |
| 37 | 5852(9) | 0,0090(14) | | | | |
| 38 | 6010(9) | 0,0032(6) | | | | |
| 39 | 6099(9) | 0,046(7) | | | | |
| 40 | 6340(10) | 0,0015(3) | | | | |
| 41 | 6384(9) | 0,0008(2) | | | | |
| 42 | 6480(9) | 0,0032(5) | | | | |
| 43 | 6626(9) | 0,0054(9) | | | | |
| 44 | 6655(9) | 0,0014(3) | | | | |
| 45 | 6713(10) | 0,0031(6) | | | | |
| | 6800-6900 | 0,00055(16) | | | | |
| | 6900-7000 | 0,00017(8) | | | | |
| | 7000-7100 | 0,00096(20) | | | | |
| | 7200-7300 | 0,00044(14) | | | | |
| | 7300-7400 | 0,00027(10) | | | | |
| | 7400-7500 | 0,00024(10) | | | | |

III.4.4. Discussion

Les valeurs des énergies E_p et des rapports d'embranchement relatifs des groupes de protons mis en évidence dans le spectre en énergie 1p et en coïncidences py conditionnés avec les deux rayonnements γ d'énergie respective 2230 keV et 1548 keV sont regroupées dans le Tableau III.6. Les groupes de protons observés dans les deux spectres libre et en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 2230 keV alimentent respectivement l'état fondamental et le premier état excité ($E_x=2,23$ MeV) du noyau ^{32}S . Les deux protons retenus en coïncidences avec le rayonnement γ à 1548 keV alimentent le deuxième état excité ($E_x=3,78$ MeV) du noyau ^{32}S .

Toutes les raies protons mises en évidence lors de l'analyse des spectres en énergie 1p des noyaux ^{33}Ar sont numérotées de 1 à 45 et sont reportées sur Figure III.16. Les raies en coïncidences sont numérotées dans les spectres en énergie (a) et (b) de la Figure III.17. Le détail des différentes alimentations mises en évidence dans ce travail sera présenté dans la dernière partie lors de l'élaboration du schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar .

Avant de procéder à une étude comparative des résultats obtenus lors de l'analyse des données de l'expérience E342as et dans les travaux antérieurs de Borge et al. et ceux de Schardt et al. [Bor87, Sch93], les rapports d'embranchement absolus, nécessaires pour l'estimation de la force de Gamow Teller qui régit la désintégration β , sont calculés. Pour le calcul des rapports d'embranchement absolus, il suffit de normaliser les valeurs relatives de ces rapports par la valeur du rapport d'embranchement absolu de l'état analogue isobarique (IAS) du noyau ^{33}Cl situé à l'énergie 5,5495 MeV. L'expérience E342as n'ayant pas permis de procéder à une mesure directe de ce rapport (IAS), une méthode pour le calculer a été élaborée. Cette méthode est décrite dans le paragraphe suivant.

III.4.5. Calcul du rapport d'embranchement absolu de l'état analogue isobarique du noyau ^{33}Cl

Le calcul du rapport d'embranchement absolu de l'état analogue isobarique du noyau fils ^{33}Cl alimenté par la voie β , repose sur la connaissance de la valeur de la durée de vie comparée. En effet ce rapport d'embranchement R_{IAS} est lié à la durée de vie comparée (ft) [Bro85] par la relation:

$$ft = \frac{f(Z, Q)T_{1/2}}{R_{\text{IAS}}} \quad (\text{III.1})$$

où $f(Q)$ est le facteur d'espace de phase qui dépend de Q et de la charge du noyau Z , Q est l'énergie disponible lors de la réaction de désintégration considérée et $T_{1/2}$ la durée de vie.

A haute énergie et pour les faibles valeurs de Z , le facteur de phase $f(Z, Q)$ varie en (Q^5) [Wil95].

Dans le cas de la décroissance ($^{33}\text{Ar} \rightarrow ^{33}\text{Cl}$), l'énergie ($Q=Q_0-E_x$) s'exprime en fonction de l'énergie disponible $Q_0=11,62(60)$ MeV lorsque le noyau fils est formé dans l'état fondamental et l'énergie d'un état excité E_x . La valeur de la durée de vie du noyau ^{33}Ar est déterminée par le calcul de la moyenne des valeurs données dans la littérature [Ree64, Har71, Bor87] et vaut $T_{1/2}=174(1)$ ms.

Pour déterminer le rapport d'embranchement R_{IAS} (eq.III.1), il est donc nécessaire de disposer de la valeur de la période comparée (ft) qui est calculée en utilisant la relation donnée dans l'équation III.2 où le rapport des constantes de couplage est $(g'_a / g_v)=1,26$ [Bro08, Yao06] et $C=6144,2(13)$ s [Har09]:

$$ft = \frac{C}{\left(\left(\frac{g'_a}{g_v} \right)^2 B(\text{GT}) + B(\text{F}) \right)} \quad (\text{III.2})$$

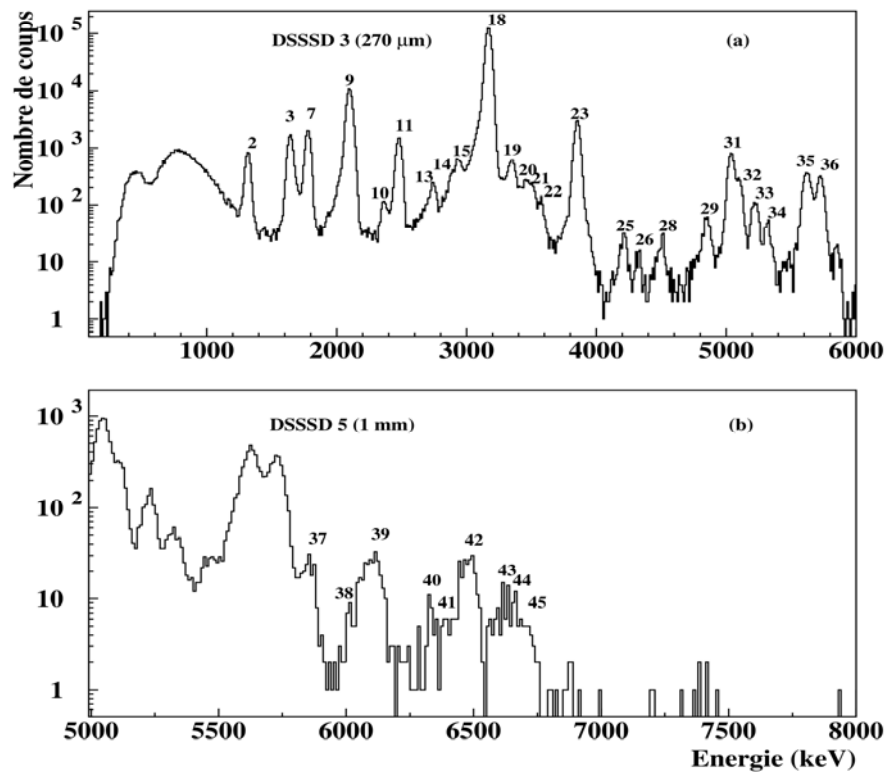


Figure III.16: Identification des raies protons dans les spectres en énergie I_p à basse énergie (a) dans le détecteur DSSSD 3 (270 μm) et à haute énergie (b) dans le détecteur DSSSD 5 (1 mm).

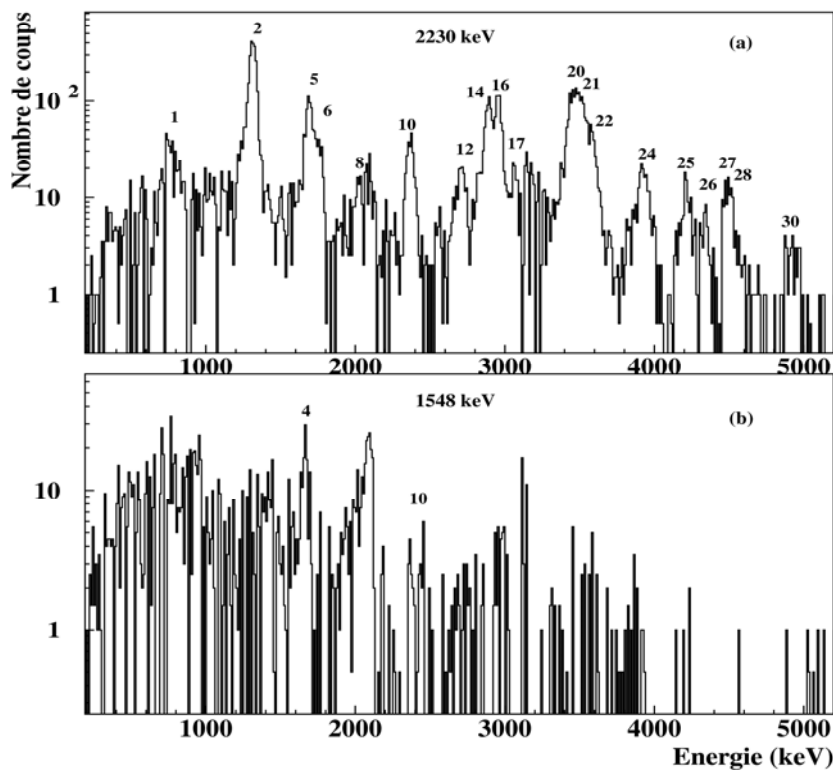


Figure III.17: Identification de l'ensemble des raies protons observées en coïncidences avec les rayonnements γ d'énergies 2230 keV et 1548 keV respectivement dans les spectres (a) et (b).

La valeur de la probabilité de transition réduite de Gamow Teller, corrigée par le facteur de *quenching* ($q^2=0,5$), $B(GT)=0,1653 \times 0,5$ est donnée par les calculs de Brown [Bro08]. Ce facteur, qui tient compte des différences observées entre la théorie et l'expérience, sera introduit et expliqué dans les paragraphes suivants. La probabilité de transition réduite de Fermi entre le noyau ^{33}Ar et l'état analogue isobarique de ^{33}Cl est déterminée par la relation $B(F)=T(T+1)-T_{zi}(T_{zi}+1)=3$, où les valeurs de l'isospin et de sa troisième composante sont $T=3/2$ et $T_{zi}=(N-Z)/2=-3/2$. La constante utilisée dans les calculs de ft (eq.III.2) tout au long de ce travail est $C=6177$ s [Bro08] car les résultats déduits de l'analyse de l'expérience E342as sont souvent comparés aux résultats de Brown.

Le rapport d'embranchement de l'état analogue isobarique (5,5495 MeV) ainsi calculé, avec une durée de vie comparée $ft=1893,3$ s est égal à $R_{IAS}=30,9(3)\%$. Afin d'estimer l'erreur associée au rapport d'embranchement absolu, en plus de l'incertitude sur la durée de vie $\Delta T_{1/2}$, l'erreur du facteur de phase $\Delta f(Q)$ est calculée. Cette erreur est donnée par la différence $|(f(Q)^+-f(Q)^-)/2|$. Les facteurs de phase $f(Q)^+$ et $f(Q)^-$ ont été déterminés en considérant respectivement les valeurs des énergies disponibles $(Q+\Delta Q)$ et $(Q-\Delta Q)$ où ΔQ est l'incertitude sur l'énergie disponible.

La valeur absolue déterminée ($R_{IAS}=30,9(3)\%$) est utilisée pour normaliser les rapports d'embranchement relatifs correspondants aux groupes de protons, mis en évidence dans ce travail, et donne ainsi les valeurs absolues de ces rapports. Ces rapports d'embranchement n'excèdent pas les 3%. Ceci est dû au fait que la contribution la plus importante est celle du proton qui désexcite l'état analogue isobarique, et que tous les autres groupes qui correspondent aux émissions à partir des états alimentés par les transitions de Gamow Teller ont une contribution très faible.

Les valeurs des rapports d'embranchement relatifs et absolus et celles des énergies de l'ensemble des groupes de protons observés et identifiés lors de l'analyse de l'expérience E342as sont regroupés dans le Tableau III.7. Dans ce tableau, les valeurs des énergies des protons observées à 757(3) keV et 1315(2) keV ont été corrigées et remplacées par les valeurs 762(10) keV et 1317(8) keV. Cette correction est due au fait que les protons avant d'arriver sur un détecteur perdent une partie de leur énergie en traversant la feuille de mylar et une autre partie dans la zone morte du détecteur considéré. Cette perte d'énergie est importante pour les protons de basses énergies et ne peut pas par conséquent être négligée.

Dans le Tableau III.7 sont également notées les énergies des protons dans le système du centre de masse et les énergies E_x des états émetteurs. Les énergies dans le système du centre de masse E_{cm} sont déduites des énergies dans le système du laboratoire E_p en multipliant ces valeurs par un facteur cinématique $k=(m(^{33}\text{Cl})/m(^{32}\text{S}))=1,0315$ donné par le rapport des masses des noyaux père et fils. Les énergies des états émetteurs des protons qui alimentent les deux premiers états excités du noyau ^{32}S sont calculées en utilisant respectivement les deux équations :

$$E_x = 1,0315E_p + S_p + E_\gamma^1 \quad (\text{III.3})$$

et

$$E_x = 1,0315E_p + S_p + E_\gamma^1 + E_\gamma^2 \quad (\text{III.4})$$

Dans ces deux relations $S_p=2276,5$ keV est l'énergie de séparation d'un proton du noyau ^{33}Cl [Aud03] et $E_\gamma^1 = 2230$ keV et $E_\gamma^2 = 1548$ keV sont les énergies des rayonnements γ qui désexcitent les deux états de moment angulaire respectifs 2^+ et 0^+ du noyau ^{32}S situés aux énergies 2,230 MeV et 3,781 MeV.

Tableau III.7: Les énergies des groupes de protons qui alimentent l'état fondamental et les deux premiers états excités du noyau ^{32}S sont données dans les deux systèmes du laboratoire et du centre de masse. Les rapports d'embranchement relatifs et absolus correspondants sont également notés dans ce tableau ainsi que les énergies des états excités. Les protons qui alimentent les états situés aux énergies 2,23 MeV et 3,781 MeV sont marquées par (*) et par (**). A haute énergie seuls les domaines d'énergie (E_p , E_{cm} et E_x) sont notés. Dans ce même tableau la valeur du rapport d'embranchement 0,0026(8) % qui correspond à la raie d'énergie 2367(2) qui alimente le deuxième état excité a été retranché de la valeur du taux d'alimentation du premier état excité 0,056(4) %.

| Ep(keV) | Ecm(keV) | Ex(keV) | R ^{rel} (%) | R ^{abs} (%) |
|-----------|-----------|------------|----------------------|----------------------|
| 762(10)* | 786(10) | 5293(10) | 0,083(7) | 0,026(2) |
| 1317(8)* | 1359(8) | 5865(8) | 0,58(4) | 0,18(1) |
| 1646(3) | 1698(3) | 3974(3) | 1,36(6) | 0,42(2) |
| 1665(4)** | 1717(4) | 7772(4) | 0,027(5) | 0,008(2) |
| 1694(3)* | 1747(3) | 6254(3) | 0,16(2) | 0,049(5) |
| 1760(2)* | 1815(2) | 6322(2) | 0,030(5) | 0,009(2) |
| 1780(3) | 1836(3) | 4112(3) | 1,56(6) | 0,48(2) |
| 2022(2)* | 2086(2) | 6592(2) | 0,017(3) | 0,005(1) |
| 2100(4) | 2166(4) | 4443(4) | 8,92(31) | 2,75(6) |
| 2366(4)** | 2441(4) | 8495(4) | 0,0026(8) | 0,0008(2) |
| 2367(2)* | 2442(2) | 6948(2) | 0,053(4) | 0,016(1) |
| 2482(3) | 2560(3) | 4837(4) | 1,16(5) | 0,36(1) |
| 2720(4)* | 2806(4) | 7312(4) | 0,037(7) | 0,011(2) |
| 2745(5) | 2832(5) | 5108(5) | 0,137(18) | 0,042(6) |
| 2891(3)* | 2982(3) | 7489(3) | 0,13(2) | 0,039(5) |
| 2947(3) | 3040(2) | 5316(3) | 0,26(2) | 0,080(7) |
| 2957(3)* | 3050(3) | 7557(3) | 0,12(1) | 0,038(6) |
| 3064(4)* | 3161(4) | 7667(4) | 0,014(2) | 0,0042(6) |
| 3173(4) | 3273(5) | 5550(5) | 100(3) | 30,9(3) |
| 3351(5) | 3457(5) | 5733(5) | 0,337(16) | 0,104(5) |
| 3470(3)* | 3579(3) | 8086(3) | 0,15(2) | 0,046(5) |
| 3519(4)* | 3630(4) | 8137(4) | 0,04(1) | 0,012(3) |
| 3581(1)* | 3694(1) | 8201(2) | 0,025(8) | 0,008(2) |
| 3856(3) | 3978(3) | 6254(3) | 2,34(9) | 0,72(3) |
| 3925(2)* | 4049(2) | 8555(2) | 0,040(7) | 0,012(2) |
| 4214(2)* | 4347(2) | 8854(3) | 0,018(4) | 0,006(1) |
| 4330(5)* | 4467(5) | 8973(5) | 0,007(2) | 0,0021(6) |
| 4472(2)* | 4613(2) | 9120(3) | 0,010(2) | 0,0031(6) |
| 4510(4)* | 4652(4) | 9159(4) | 0,026(3) | 0,0082(7) |
| 4853(5) | 5006(5) | 7283(6) | 0,027(3) | 0,0084(11) |
| 4925(4)* | 5080(4) | 9587(5) | 0,0029(6) | 0,0009(2) |
| 5039(5) | 5198(5) | 7474(5) | 0,71(4) | 0,218(13) |
| 5103(4) | 5264(4) | 7540(5) | 0,168(26) | 0,052(8) |
| 5223(5) | 5388(5) | 7664(5) | 0,076(11) | 0,023(3) |
| 5319(3) | 5487(3) | 7763(4) | 0,026(6) | 0,0082(20) |
| 5622(3) | 5799(4) | 8076(4) | 0,40(2) | 0,123(7) |
| 5724(3) | 5904(3) | 8181(4) | 0,315(15) | 0,097(5) |
| 5852(9) | 6037(9) | 8313(10) | 0,0090(14) | 0,0028(4) |
| 6010(9) | 6199(9) | 8476(10) | 0,0032(6) | 0,0010(2) |
| 6099(9) | 6291(9) | 8568(10) | 0,046(7) | 0,014(2) |
| 6340(10) | 6540(10) | 8816(11) | 0,0015(3) | 0,0005(1) |
| 6384(9) | 6585(9) | 8862(10) | 0,0008(2) | 0,00025(6) |
| 6480(9) | 6684(9) | 8961(10) | 0,0032(5) | 0,010(1) |
| 6626(9) | 6835(9) | 9111(10) | 0,0054(9) | 0,0017(3) |
| 6655(9) | 6865(9) | 9141(10) | 0,0014(3) | 0,00044(9) |
| 6713(10) | 6925(10) | 9201(10) | 0,0031(6) | 0,0010(2) |
| 6800-6900 | 7100-7200 | 9300-9400 | 0,00055(16) | 0,00017(6) |
| 6900-7000 | 7200-7300 | 9400-9500 | 0,00017(8) | 0,00005(4) |
| 7000-7100 | 7300-7400 | 9500-9600 | 0,00096(20) | 0,00029(3) |
| 7200-7300 | 7400-7500 | 9700-9800 | 0,00044(14) | 0,00014(3) |
| 7300-7400 | 7500-7600 | 9800-9900 | 0,00027(10) | 0,00008(3) |
| 7400-7500 | 7600-7700 | 9900-10000 | 0,00024(10) | 0,00007(3) |

La somme de tous les rapports d'embranchement absolus protons $\sum R(p)=36,9(14)\%$, déterminés dans ce travail, a été utilisée pour le calcul des valeurs absolues des rapports d'embranchement correspondants aux états excités du noyau ^{33}Cl qui se désexcitent par émission γ . En effet, connaissant cette valeur $\sum R(p)$ et la valeur du taux d'alimentation de l'état fondamental R_f , la somme $\sum R(\gamma)$ des taux d'alimentation absolus par la voie γ peut être déterminée par la relation suivante:

$$\sum R(\gamma) = 100 - R_f - \sum R(p) \quad (\text{III.5})$$

Le rapport d'embranchement de l'état fondamental R_f du noyau ^{33}Cl a été déterminé en utilisant la symétrie miroir. Dans le cadre de cette symétrie les durées de vie comparées des noyaux miroirs ^{33}Ar et ^{33}P étant égales, le rapport d'embranchement de l'état fondamental R_f peut être déduit de la période comparée du noyau ^{33}P . En effet connaissant le rapport d'embranchement $R_f=100\%$, la vie moyenne $T_{1/2}=25,34(12)$ jours [Aud03], et le facteur d'espace de phase $f(Q)=0,049$ du noyau ^{33}P , le rapport d'embranchement de l'état fondamental du noyau ^{33}Cl a été calculé et vaut $R_f=18,68(77)\%$.

Le rapport d'embranchement total de toutes les alimentations par désexcitation γ déterminé lors de cette analyse $\sum R(\gamma)=44,4(12)\%$ a permis de déterminer les valeurs absolues $42,3(13)\%$ et $2,1(1)\%$ des taux d'alimentation des états situés aux énergies $810,6(2)$ keV et $2352,5(6)$ keV. Ces valeurs ont été déduites des rapports d'embranchement relatifs $100(1)\%$, $3,6(2)\%$ et $1,3(2)\%$ correspondants aux rayonnement de désexcitation d'énergies respectives $810,6(2)$ keV, $1541,4(6)$ keV et $2352,5(6)$ keV donnés dans le Tableau III.2.

III.5. Etude comparative des résultats obtenus dans les différents travaux

Dans cette partie, les résultats relatifs aux noyaux ^{33}Ar obtenus lors de l'analyse des données de l'expérience E342as sont comparés aux données disponibles dans la littérature. Pour que cette étude comparative ait un sens, les rapports d'embranchement relatifs donnés dans les travaux de Schardt et al. [Sch93] et les rapports absolus de Borge et al. [Bor87] ont été normalisés par rapport au taux d'alimentation de l'état analogue isobarique ($5,5495$ MeV) déterminée dans ce travail $R=30,9(3)\%$. Cette valeur est légèrement différente de celle donnée par Borge et al. $R=30,7(1)\%$ pour l'IAS ($5,5425$ MeV) [Bor87]. L'écart entre les deux valeurs peut être expliqué par les différences observées entre les énergies d'excitation de l'IAS et les durées de vie comparées déterminée dans les travaux de Borge $t=1981,4$ s en utilisant la constante $C=6160$ s [Bor87] et celle calculée dans ce travail $t=1893,3$ s avec une constante $C=6177$ s [Bro08].

L'ensemble des valeurs des rapports d'embranchement ainsi normalisés et des énergies des protons observés dans les travaux antérieurs [Bor87, Sch93] sont reportés avec les valeurs déterminées lors de cette analyse dans le Tableau III.8. Ce tableau récapitulatif montre un accord relativement bon entre les valeurs des énergies des protons mis en évidence dans ce travail et celles données par Schardt et al. et Borge et al. [Sch93, Bor87] à basse énergie et des différences avec les protons de haute énergie dans les travaux de Borge et al. Ces différences peuvent être expliquées par le fait que dans les travaux de Borge et al. [Bor87] seules les raies protons situées à basse énergie dans les spectres $\beta\beta$ ont été identifiées avec précision. En effet dans ces travaux, l'étalonnage des détecteurs a été réalisé en utilisant les protons retardés des noyaux ^{33}Ar pour les basses énergies, et les particules α pour les hautes énergies.

Tableau III.8:Récapitulatif de l'ensemble des énergies des protons retardées et des rapports d'embranchement absolus correspondants du noyau ^{33}Ar , déterminés respectivement lors de cette analyse et dans les travaux de Schardt et al. [Sch93] et de Borge et al. [Bor87].

| Ce travail | | Schardt et al. [Sch93] | | Borge et al. [Bor87] | |
|------------|------------|------------------------|----------|----------------------|----------|
| Ep(keV) | R(%) | Ep(keV) | R(%) | Ep(keV) | R(%) |
| 762(10)* | 0,026(2) | | | | |
| 1317(8)* | 0,18(1) | 1320(2) | 0,179(4) | 1316(3) | 0,190(8) |
| 1646(3) | 0,42(2) | 1643(1) | 0,389(7) | 1643(1) | 0,34(1) |
| 1665(4)** | 0,008(2) | 1665(4) | 0,010(1) | | |
| 1694(3)* | 0,049(5) | 1697(2) | 0,032(2) | 1697(6) | 0,046(6) |
| 1760(2)* | 0,009(2) | 1750(2) | 0,022(3) | | |
| 1780(3) | 0,48(2) | 1780(2) | 0,457(8) | 1782(3) | 0,43(1) |
| 2022(2)* | 0,005(1) | | | | |
| 2100(4) | 2,75(6) | 2097(2) | 2,36(3) | 2100(3) | 2,36(3) |
| | | 2122(2) | 0,346(7) | | |
| | | | | 2234(6) | 0,010(3) |
| 2366(4)** | 0,0008(2) | 2366(2) | 0,016(3) | | |
| 2367(2)* | 0,016(1) | | | 2372(6) | 0,019(3) |
| 2482(3) | 0,36(1) | 2480(2) | 0,352(7) | 2482(3) | 0,33(1) |
| 2720(4)* | 0,011(2) | | | | |
| 2745(5) | 0,042(6) | 2743(2) | 0,040(3) | 2744(6) | 0,045(5) |
| 2891(3)* | 0,039(5) | 2885(2) | 0,034(3) | 2886(6) | 0,064(6) |
| | | 2930(2) | 0,071(3) | 2939(12) | 0,122(8) |
| 2947(3) | 0,080(7) | | | | |
| 2957(3)* | 0,038(6) | 2951(2) | 0,043(3) | | |
| 3064(4)* | 0,0042(6) | | | 3073(12) | 0,07(2) |
| 3173(4) | 30,9(3) | 3171(1) | 30,9(3) | 3170(1) | 30,9(3) |
| 3351(5) | 0,104(5) | 3351(3) | 0,031(6) | 3334(20) | 0,75(4) |
| 3470(3)* | 0,046(5) | | | 3464(30) | 0,41(4) |
| 3519(4)* | 0,012(3) | 3512(3) | 0,006(1) | | |
| 3581(1)* | 0,008(2) | | | 3564(6) | 0,10(1) |
| | | | | 3695(6) | 0,013(4) |
| 3856(3) | 0,72(3) | 3855(3) | 0,71(1) | 3845(3) | 0,81(2) |
| 3925(2)* | 0,012(2) | | | 3912(6) | 0,019(4) |
| 4214(2)* | 0,006(1) | | | 4207(12) | 0,017(3) |
| 4330(5)* | 0,0021(6) | | | 4307(12) | 0,008(2) |
| 4472(2)* | 0,0031(6) | | | | |
| 4510(4)* | 0,0082(7) | | | 4496(10) | 0,018(5) |
| 4853(5) | 0,0084(11) | 4853(4) | 0,015(3) | 4830(10) | 0,023(3) |
| 4925(4)* | 0,0009(2) | | | | |
| 5039(5) | 0,218(13) | 5041(5) | 0,216(7) | 5014(6) | 0,33(1) |
| 5103(4) | 0,052(8) | 5106(5) | 0,059(3) | 5076(7) | 0,11(1) |
| 5223(5) | 0,023(3) | 5227(5) | 0,029(2) | 5193(7) | 0,054(4) |
| 5319(3) | 0,0082(20) | 5320(5) | 0,013(1) | 5286(9) | 0,018(3) |
| 5622(3) | 0,123(7) | 5622(6) | 0,12(2) | 5588(11) | 0,22(1) |
| 5724(3) | 0,097(5) | 5728(6) | 0,062(2) | 5687(11) | 0,17(1) |
| 5852(9) | 0,0028(4) | | | 5806(12) | 0,012(2) |
| 6010(9) | 0,0010(1) | | | | |
| 6099(9) | 0,014(2) | | | 6057(17) | 0,021(4) |
| 6340(10) | 0,0005(1) | | | 6266(18) | 0,005(2) |
| 6384(9) | 0,00025(6) | | | | |
| 6480(9) | 0,010(1) | | | 6414(15) | 0,016(2) |
| 6626(9) | 0,0017(3) | | | 6556(15) | 0,004(2) |
| 6655(9) | 0,00044(9) | | | | |
| 6713(10) | 0,0010(2) | | | 6630(15) | 0,004(2) |
| 6800-6900 | 0,00017(6) | | | | |
| 6900-7000 | 0,00005(4) | | | | |
| 7000-7100 | 0,00029(3) | | | | |
| 7200-7300 | 0,00014(3) | | | | |
| 7300-7400 | 0,00008(3) | | | | |
| 7400-7500 | 0,00007(3) | | | | |

Cependant aucune correction n'a été introduite pour tenir compte des différences entre le parcours de ces particules dans les détecteurs, le signal des particules α étant décalé vers les basses énergies.

Afin de procéder à la comparaison des taux d'alimentation des états émetteurs des protons, les écarts observés entre les valeurs déterminées dans ce travail R et les autres travaux R^A ont été calculés et représentés dans la Figure III.18. Dans cette figure les variations des rapports d'embranchement $\left(\frac{(R - R^A)}{(R + R^A)/2} \right)$ en fonction de l'énergie des groupes de protons, montrent

un bon accord entre les différents travaux aux basses énergies. Cependant les faibles valeurs des rapports d'embranchement dans la région autour de l'état analogue isobarique donnent lieu à des écarts importants entre les différents travaux. A haute énergie les valeurs déterminées dans ce travail sont plus faibles que celles déterminées dans les travaux antérieurs.

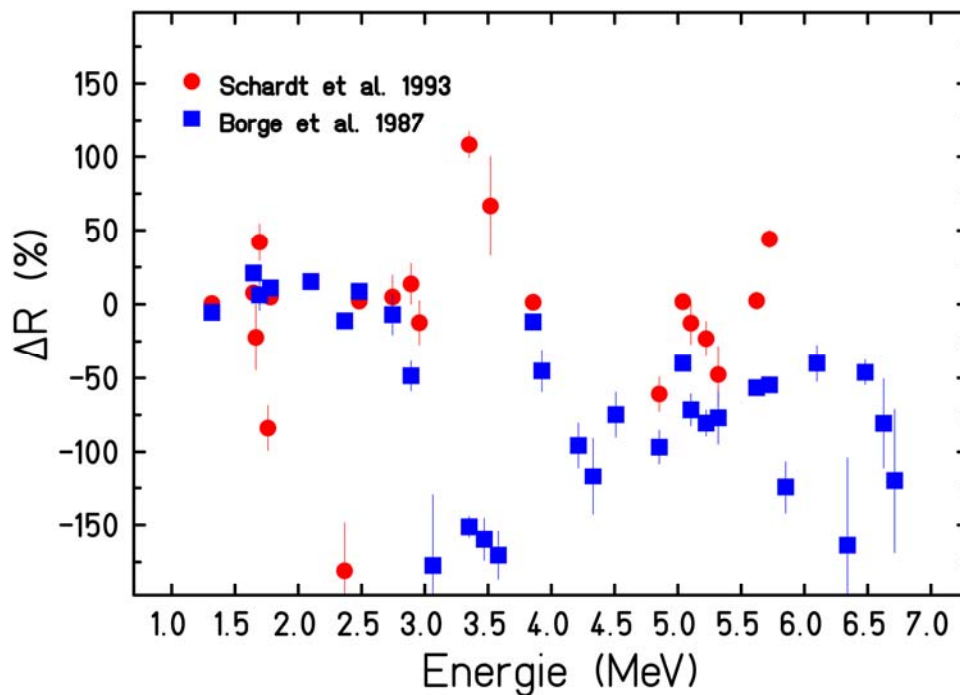


Figure III.18:Représentation des écarts observés entre les rapports d'embranchement expérimentaux déterminés respectivement dans ce travail et dans les travaux de Schardt et al. [Sch93] et ceux de Borge et al. [Bor87].

III.6. Interprétation des résultats

L'étude des différents modes de décroissance directs γ et β et retardés βp et $\beta p \gamma$ des noyaux ^{33}Ar , mis en évidence dans ce travail, a permis de déterminer les paramètres spectroscopiques tels que les énergies des protons émis et celles des états excités ainsi que les rapports d'embranchement correspondants, paramètres nécessaires pour l'élaboration du schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar .

Les valeurs des énergies des états atteints lors des transitions β étudiées, leur taux d'alimentation ainsi que les moments angulaires déduits sont comparés aux grandeurs théoriques et constituent ainsi un bon test des modèles nucléaires existants tels que le modèle en couches.

La force de Gamow Teller, qui régit la désintégration β , peut être décrite par les grandeurs déterminées expérimentalement tels que les rapports d'embranchement, les énergies des états de ^{33}Cl et la durée de vie du noyau ^{33}Ar . La confrontation de la distribution de la force de

Gamow Teller ainsi déterminée aux prédictions théoriques rend compte de la validité des modèles utilisés pour décrire la décroissance β dans le cas des noyaux riches en protons.

III.6.1. Schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar

Bien qu'une étude comparative ait été effectuée entre les différents travaux (Tableau III.8), seules les valeurs des énergies des états émetteurs déterminées lors de cette analyse et des rapports d'embranchement correspondants ont été utilisés pour l'élaboration du schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar . Ce choix s'explique par le fait que le but de la première partie de ce travail de thèse réside essentiellement dans la mise en évidence des modes de décroissance et la présentation des résultats obtenus à l'issue de l'analyse des données relatives aux noyaux ^{33}Ar de l'expérience E342as en utilisant le système de détection « Cube Silicium » [Mat09].

L'ensemble des énergies des états excités des noyaux ^{33}Cl alimentés lors des transitions β , des rapports d'embranchement correspondants déterminés et des moments angulaires déduits dans ce travail a permis d'établir le schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar . Ce schéma, donné dans la Figure III.19, met en évidence la décroissance des états du noyau fils ^{33}Cl vers l'état fondamental du noyau ^{32}S ainsi que vers les deux premiers états excités situés respectivement aux énergies 2,230 MeV et 3,781 MeV. Parmi les protons qui alimentent à la fois l'état fondamental et les deux premiers états excités du noyau ^{32}S , certains sont émis par des états d'énergies très proches. Ces états du noyau ^{33}Cl sont considérés comme confondus et sont assimilés à un seul état d'énergie et de rapport d'embranchement équivalent. L'énergie de cet état est déterminée par un calcul de valeurs moyennes des énergies des états confondus et le rapport d'embranchement correspondant β est donné par la somme des rapports individuels de ces états.

Pour vérifier les degrés d'autorisation et d'interdiction des transitions β mises en évidence lors de cette analyse, la durée de vie comparée ft a été calculée pour l'ensemble de ces transitions et le logarithme de ces valeurs déduits. Les valeurs de $\log(ft)$ déterminées expérimentalement varient entre 4 et 6,6 pour les transitions de Gamow Teller et vaut 3.29 pour la transition de Fermi. Ces valeurs de $\log(ft)$ ont été confrontées à l'analyse de Singh et al. [Sin98], qui repose sur une compilation de l'ensemble des durées de vie comparées ft disponibles, et qui classe les transitions en des transitions permises lorsque $3 < \log(ft) < 7$ et interdites pour $\log(ft) > 5$, mettant ainsi en évidence une région de recouvrement ($\log(ft) > 5$). Bien que cette étude comparative avec les travaux de Singh ne permette pas de tirer des conclusions quant à l'interdiction ou à l'autorisation des transitions dans la région de recouvrement, les transitions observées dans ce travail tel que $5 < \log(ft) < 6,6$ sont supposées être des transitions permises. Ces conclusions pourraient être confirmées, dans un futur proche, par d'autres expériences.

Dans le schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar montré dans la Figure III.19, les émissions $1p$ à partir des états du noyau ^{33}Cl vers l'état fondamental et les deux états excités du noyau ^{32}S situés respectivement aux énergies 2,230 MeV et 3,781 MeV sont représentées. Dans cette même figure, sont également reportées les valeurs des taux d'alimentation des différents états du noyau fils ^{33}Cl ainsi que les valeurs de $\log(ft)$ déterminées lors de cette analyse.

Pour compléter le schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar , il est important de connaître les moments angulaires J des différents états alimentés lors des transitions β observées. Pour la détermination de ces valeurs, la règle de sélection des transitions de Gamow Teller $\Delta J = \pm 1$ a été utilisée et a donné les deux valeurs possibles des moments angulaires (1/2) et (3/2) pour tous les états considérés sachant que le moment angulaire de l'état fondamental du noyau ^{33}Ar est égal à (1/2)⁺.

Tableau III.9: Les valeurs des énergies des états excités et des groupes de protons émis par ces états ainsi que les valeurs du moment orbital et des moments angulaires sont donnés dans les quatre premières colonnes. Les pénétrabilités de la barrière coulombienne calculées ainsi que les rapports d'embranchement correspondants mesurés sont donnés dans les colonnes 5 et 6. Dans la dernière colonne sont notées les valeurs des moments angulaires retenues et proposés dans ce travail.

| E_x (keV) | E_p (keV) | Moment orbital l | Moment angulaire J | Pénétrabilités $T_{1/2}$ (s) | $T_{1/2}(1)/T_{1/2}(2)$ | R(%) | R(2)/R(1) | Moment angulaire retenu |
|-------------|-------------|------------------|--------------------|------------------------------|-------------------------|----------|------------|-------------------------|
| 5304 | 2947 | 0 | 1/2 | 2,70E-22 | 2,15E+05 | 0,08 | 3,0769E+00 | 3/2 |
| | 762 | 2 | | 5,80E-17 | | 0,026 | | |
| | 2947 | 2 | 3/2 | 4,90E-21 | 1,51E+02 | | | |
| | 762 | 0 | | 7,40E-19 | | | | |
| 6254 | 3856 | 0 | 1/2 | 1,30E-22 | 9,23E+02 | 0,72 | 1,4694E+01 | |
| | 1694 | 2 | | 1,20E-19 | | 0,049 | | |
| | 3856 | 2 | 3/2 | 1,40E-21 | 2,07E+00 | | | |
| | 1694 | 0 | | 2,90E-21 | | | | |
| 7482 | 5039 | 0 | 1/2 | 7,10E-23 | 7,61E+01 | 0,22 | 5,6410E+00 | |
| | 2891 | 2 | | 5,40E-21 | | 0,039 | | |
| | 5039 | 2 | 3/2 | 4,80E-22 | 6,04E-01 | | | |
| | 2891 | 0 | | 2,90E-22 | | | | |
| 7549 | 5103 | 0 | 1/2 | 7,00E-23 | 6,86E+01 | 0,052 | 1,3684E+00 | 3/2 |
| | 2957 | 2 | | 4,80E-21 | | 0,038 | | |
| | 5103 | 2 | 3/2 | 4,60E-22 | 5,87E-01 | | | |
| | 2957 | 0 | | 2,70E-22 | | | | |
| 7666 | 5223 | 0 | 1/2 | 6,70E-23 | 5,97E+01 | 0,023 | 5,4762E+00 | |
| | 3064 | 2 | | 4,00E-21 | | 0,0042 | | |
| | 5223 | 2 | 3/2 | 4,20E-22 | 5,71E-01 | | | |
| | 3064 | 0 | | 2,40E-22 | | | | |
| 7768 | 5319 | 0 | 1/2 | 6,50E-23 | 4,77E+01 | 0,008 | 1,0000E+00 | 1/2 |
| | 1665 | 0 | | 3,10E-21 | | 0,008 | | |
| | 5319 | 2 | 3/2 | 3,90E-22 | 3,33E+02 | | | |
| | 1665 | 2 | | 1,30E-19 | | | | |
| 8081 | 5622 | 0 | 1/2 | 5,90E-23 | 3,73E+01 | 0,123 | 2,6739E+00 | |
| | 3470 | 2 | | 2,20E-21 | | 0,046 | | |
| | 5622 | 2 | 3/2 | 3,20E-22 | 5,00E-01 | | | |
| | 3470 | 0 | | 1,60E-22 | | | | |
| 8191 | 5724 | 0 | 1/2 | 5,70E-23 | 3,33E+01 | 0,097 | 1,2125E+01 | 1/2 |
| | 3581 | 2 | | 1,90E-21 | | 0,008 | | |
| | 5724 | 2 | 3/2 | 3,00E-22 | 5,00E-01 | | | |
| | 3581 | 0 | | 1,50E-22 | | | | |
| 8486 | 6010 | 0 | 1/2 | 5,30E-23 | 1,13E+01 | 0,001 | 1,2500E+00 | 1/2 |
| | 2366 | 0 | | 6,00E-22 | | 0,0008 | | |
| | 6010 | 2 | 3/2 | 2,60E-22 | 6,15E+01 | | | |
| | 2366 | 2 | | 1,60E-20 | | | | |
| 8562 | 6099 | 0 | 1/2 | 5,20E-23 | 2,50E+01 | 0,012 | 8,5714E-01 | 3/2 |
| | 3925 | 2 | | 1,30E-21 | | 0,014 | | |
| | 6099 | 2 | 3/2 | 2,50E-22 | 4,80E-01 | | | |
| | 3925 | 0 | | 1,20E-22 | | | | |
| 8858 | 6384 | 0 | 1/2 | 4,90E-23 | 1,96E+01 | 0,006 | 2,4000E+01 | 3/2 |
| | 4214 | 2 | | 9,60E-22 | | 0,00025 | | |
| | 6384 | 2 | 3/2 | 1,00E-22 | 2,10E+00 | | | |
| | 4214 | 0 | | 2,10E-22 | | | | |
| 8967 | 6480 | 0 | 1/2 | 4,80E-23 | 1,79E+01 | 0,01 | 4,7619E+00 | 1/2 |
| | 4330 | 2 | | 8,60E-22 | | 0,0021 | | |
| | 6480 | 2 | 3/2 | 2,00E-22 | 4,80E-01 | | | |
| | 4330 | 0 | | 9,60E-23 | | | | |
| 9116 | 6626 | 0 | 1/2 | 4,60E-23 | 1,63E+01 | 0,0017 | 5,4839E-01 | 3/2 |
| | 4472 | 2 | | 7,50E-22 | | 0,0031 | | |
| | 6626 | 2 | 3/2 | 1,90E-22 | 4,74E-01 | | | |
| | 4472 | 0 | | 9,00E-23 | | | | |
| 9150 | 6655 | 0 | 1/2 | 4,60E-23 | 1,59E+01 | 0,00044 | 5,3659E-02 | 3/2 |
| | 4510 | 2 | | 7,30E-22 | | 0,0082 | | |
| | 6655 | 2 | 3/2 | 1,90E-22 | 4,63E-01 | | | |
| | 4510 | 0 | | 8,80E-23 | | | | |
| 9576 | 7065 | 0 | 1/2 | 4,30E-23 | 1,21E+01 | 0,000053 | 5,8889E-02 | 3/2 |
| | 4925 | 2 | | 5,20E-22 | | 0,0009 | | |
| | 7065 | 2 | 3/2 | 1,60E-22 | 4,63E-01 | | | |
| | 4925 | 0 | | 7,40E-23 | | | | |

Pour distinguer entre les deux moments angulaires ((1/2) et (3/2)), les caractéristiques des états alimentés par la décroissance 1p dans ce travail et quelques propriétés nucléaires sont utilisées. En effet, l'émission des particules chargées 1p dépend étroitement de la barrière coulombienne et de la barrière centrifuge à travers les valeurs des énergies et des moments orbitaux.

Pour avoir une estimation de la valeur maximale du moment orbital l_{\max} emportée par un proton d'énergie E_p lors de la transition considérée, la relation obtenue dans le cadre de l'approximation semi classique [Val82] a été utilisée (eq.III.6) :

$$l_{\max}^2 \cong l(l+1) = \frac{R^2(2m_p E_p)}{\hbar^2} \quad (\text{III.6})$$

où le rayon est égal à $R = 1,4 \times ((32)^{1/3} + 1^{1/3}) = 5,9 \text{ fm}$, $\hbar c = 197 \text{ MeVfm}$ et la masse du proton est $m_p c^2 = 938,57 \text{ MeV}$.

Les valeurs maximales des moments orbitaux obtenues pour les différents états considérés varient entre $l_{\max}=1$ et $l_{\max}=3$, ce qui correspond aux valeurs possibles des moments orbitaux $l=0$, $l=1$, $l=2$ et $l=3$. Tenant compte de la conservation de la parité dans les transitions permises de Gamow Teller observées, seules les valeurs paires $l=0$ et $l=2$ sont retenues.

Connaissant les moments orbitaux les plus probables emportées lors des transitions 1p, l'une des deux valeurs $(1/2)^+$ ou $(3/2)^+$ peut alors être assimilée à un état excité dans certains cas. Pour cela une méthode qui consiste à comparer les pénétrabilités de la barrière coulombienne calculées aux rapports d'embranchement mesurés a été développée. Dans cette méthode, les pénétrabilités, déduites à partir des fonctions d'onde de Coulomb [Bro91], sont calculées respectivement pour les deux moments angulaires (1/2) et (3/2) avec les deux valeurs du moment orbital retenues $l=0$ et $l=2$. A titre d'illustration l'état d'énergie $E_x=8,19 \text{ MeV}$ qui décroît par deux transitions 1p d'énergies 5724 keV et 3581 keV respectivement vers l'état fondamental et le premier état excité de ^{32}S a été considéré. Le rapport des pénétrabilités calculées pour les deux transitions 1p et pour les deux valeurs des moments angulaires (1/2) et (3/2), montre que le meilleur accord avec le quotient des deux rapports d'embranchement expérimentaux de ces deux transitions est obtenu avec la valeur (1/2) (Tableau III.9). Cette valeur du moment angulaire $J^\pi=(1/2)^+$ a été ainsi retenue pour l'état de ^{33}Cl situé à 8,19 MeV. Cette méthode a été appliquée à l'ensemble des états alimentés par transition β lors de ce travail et les moments angulaires ont ainsi été déterminés. Il faut toutefois noter que pour certains états les valeurs (1/2) et (3/2) sont possibles car la méthode utilisée n'a pas permis de distinguer entre ces deux valeurs. Le détail des calculs effectués dans cette partie est donné dans le Tableau III.9. Les valeurs des moments angulaires ainsi obtenus sont notées entre parenthèses dans le schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar (Figure III.19).

III.6.2. Distribution de la force de Gamow Teller

Parmi les grandeurs spectroscopiques mesurées dans ce travail un intérêt particulier est porté aux rapports d'embranchement et aux énergies d'excitation des états alimentés par les transitions β . Cet intérêt réside dans le fait que ces deux grandeurs et la durée de vie des noyaux ^{33}Ar sont utilisées pour la détermination des valeurs de la probabilité de transition appelée aussi force de Gamow Teller. La connaissance de cette force avec précision et de sa distribution sur l'ensemble des états atteints lors de cette expérience permet de décrire l'état fondamental du noyau père et les états du noyau fils alimentés par la voie β et de donner ainsi des informations sur la configuration nucléaire.

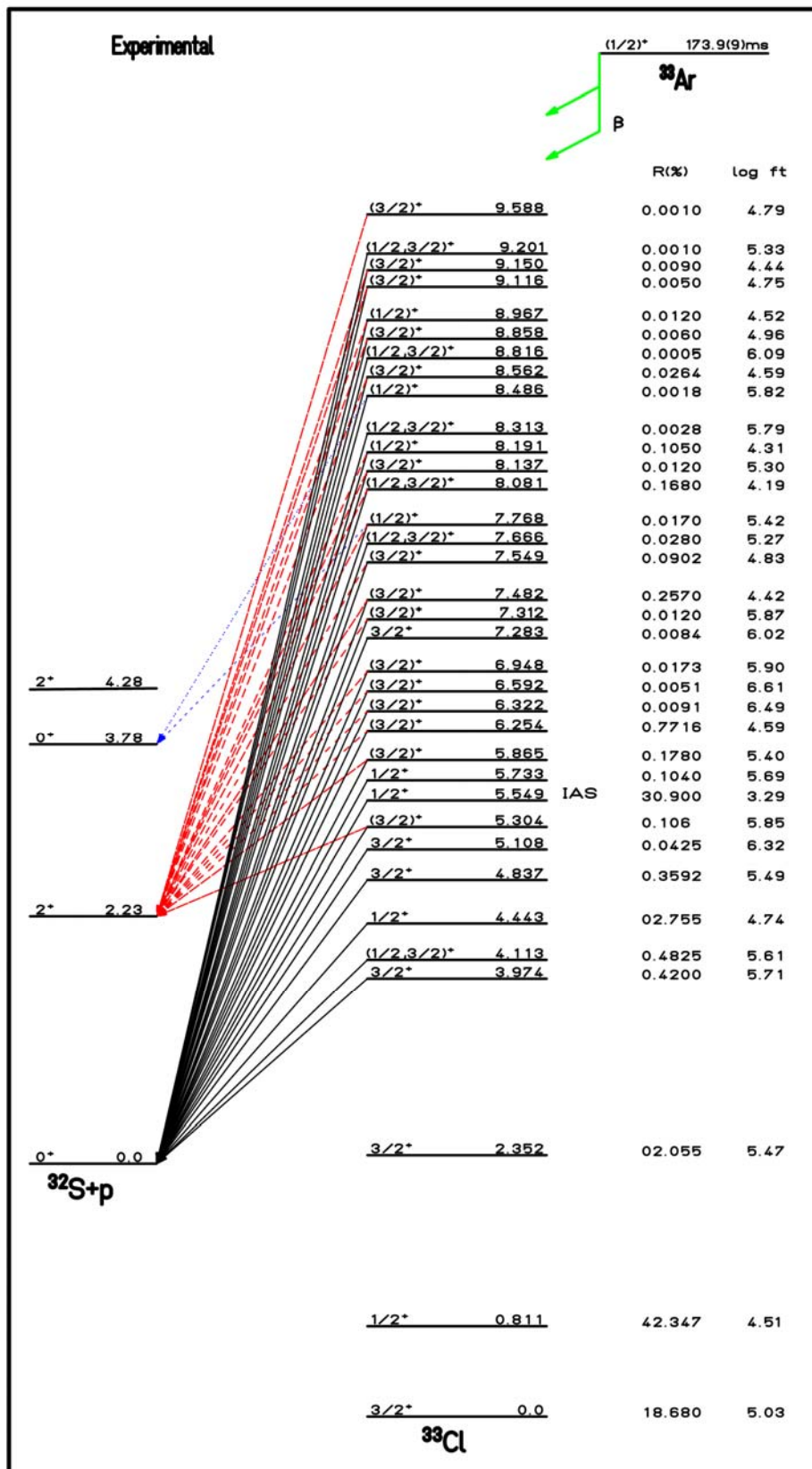


Figure III.19:Schéma de décroissance des noyaux ³³Ar mettant en évidence les différents modes de décroissance β et βp et βγ. Les valeurs des taux d'alimentation ainsi que celles des log(ft) déterminés lors de cette analyse pour l'ensemble des transitions β sont également reportés dans ce schéma.

Avant de représenter la distribution de la force de Gamow Teller des transitions mises en évidence lors de cette analyse, les résultats expérimentaux obtenus sont confrontés aux prédictions théoriques. Cette comparaison, montré dans le Tableau III.10, permet de voir que l'ensemble des états de ^{33}Cl d'énergie inférieure à celle de l'état analogue isobarique donnés par les calculs de Brown [Bro08] ont été observés dans ce travail avec des taux d'alimentation comparables à l'exception de l'état situé à $E_x=3,863$ MeV. Cet état dont le rapport d'embranchement est égal à 0,0747 % est le seul à ne pas avoir été observé expérimentalement.

Tableau III.10: Comparaison des valeurs des énergies, des rapports d'embranchement et de la force de Gamow Teller mesurés et calculés dans le cadre du modèle en couches en utilisant l'interaction effective USD pour les états de ^{33}Cl d'énergie inférieure à l'état analogue isobarique.

| Ce travail | | | USD [Bro08] | | |
|-------------------|------------|-----------------------------|-------------------|---------|----------------------------|
| $E_x(\text{keV})$ | R(%) | $B(\text{GT})^{\text{exp}}$ | $E_x(\text{keV})$ | R(%) | $B(\text{GT})^{\text{MC}}$ |
| 0 | 18,68(77) | 0,0363(15) | 0 | 13,7404 | 0,0458 |
| 811(2) | 42,35(127) | 0,1204(36) | 779 | 49,0350 | 0,2354 |
| 2352(6) | 2,06(15) | 0,0132(9) | 2174 | 5,5445 | 0,0552 |
| 3974(2) | 0,42(1) | 0,0076(2) | 3667 | 0,3296 | 0,0083 |
| | | | 3863 | 0,0747 | 0,0021 |
| 4113(2) | 0,48(1) | 0,0076(2) | 4185 | 0,3313 | 0,0120 |
| 4443(1) | 2,75(6) | 0,0096(3) | 4286 | 2,9158 | 0,1133 |
| 4837(2) | 0,359(8) | 0,0702(16) | 4808 | 0,2482 | 0,0144 |
| 5304(10) | 0,106(4) | 0,0055(2) | 5076 | 0,2798 | 0,0203 |

Dans la Figure III.20, la force de Gamow Teller expérimentale $B(\text{GT})^{\text{exp}}$ est comparée à celle calculée dans le cadre du modèle en couches (MC) $B(\text{GT})^{\text{MC}}$ en utilisant l'interaction effective USD [Bro08]. Dans cette figure, seules les valeurs de la force de Gamow Teller qui correspondent aux états d'énergies inférieures à l'état analogue isobarique ont été considérées. Le choix des états de basses énergies s'explique par le fait que le modèle en couches reproduit bien les résultats expérimentaux pour ces états.

L'ajustement à l'aide d'une droite de la courbe représentant les variations des $B(\text{GT})^{\text{exp}}$ en fonction des $B(\text{GT})^{\text{MC}}$, donnée dans la Figure III.20, permet de déterminer un paramètre égal à 0,52(5). Ce paramètre tient compte de l'écart observé entre l'expérience et la théorie et met en évidence la surestimation des valeurs théoriques par rapport à celles déterminées expérimentalement. Le facteur de réduction ainsi déterminé appelé aussi facteur de « *quenching* », est en accord avec les valeurs déterminées dans les travaux antérieurs $q^2=0,5$ et adoptées pour la couche sd [Bor89].

Cette comparaison met en évidence, une fois encore le problème de la force manquante dans la décroissance β débattu depuis plus d'une quarantaine d'années [Gol66]. L'origine de cette force manquante n'est pas complètement claire. Cependant de nombreuses études mettent en avant deux explications qui seraient à l'origine de ce phénomène. La première explication met en évidence la force manquante à très haute énergie. Cette force résulterait du couplage $1p-1t$ et $1\delta-1t$ [Ost92]. La deuxième explication est donnée lors de l'étude menée par Bertsch et Arima [Ber82, Ari99] qui a permis de situer cette force à une énergie d'excitation comprise entre 20 MeV et 50 MeV au-delà de la résonance de Gamow et de l'expliquer par l'interaction résiduelle entre les états ($1p-1t$ et $2p-2t$). Cette interaction a été confirmée, lors des travaux de Wakasa et al. [Wak97], par l'observation d'une telle force au voisinage de 50 MeV dans la réaction $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$. Lors de ces travaux la réaction (p,n) a permis d'étudier la force de Gamow Teller en dehors de la fenêtre $Q_{\beta+}$.

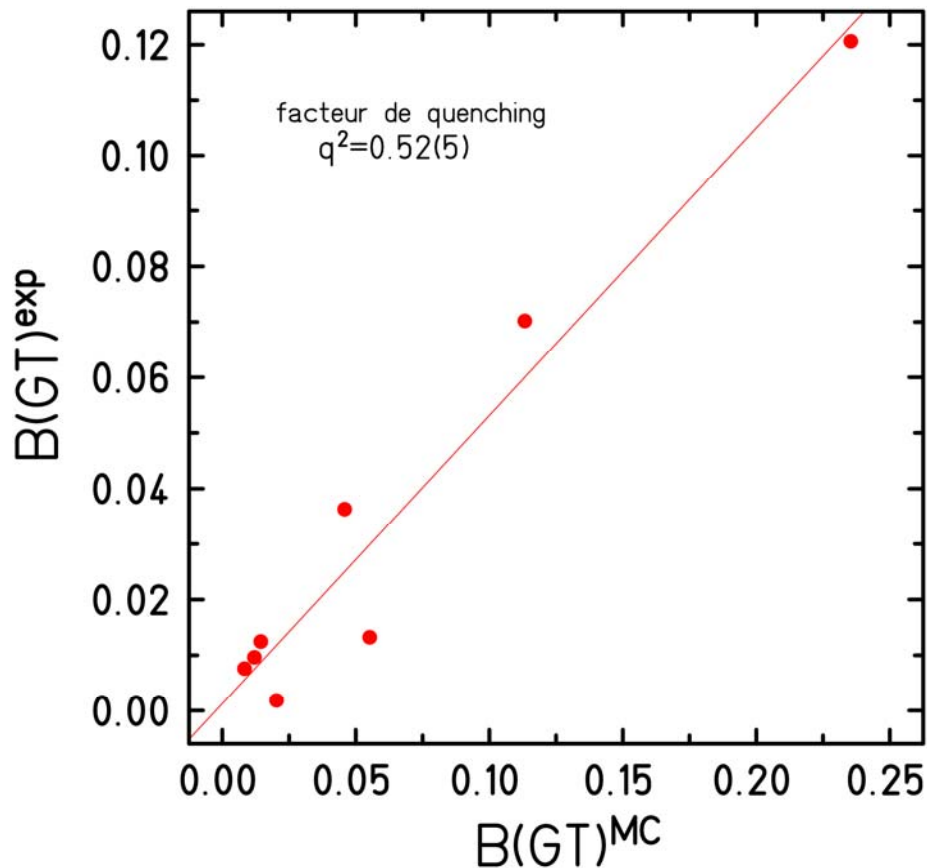


Figure III.20: La variation de la force de Gamow Teller expérimentale en fonction de celle qui est calculée dans le cadre du modèle des couches par Brown en utilisant l'interaction USD [Bro88] pour les premiers états des noyaux ^{33}Cl alimentés par la décroissance β . L'ajustement de cette courbe permet de déterminer le facteur d'atténuation appelé facteur de *quenching* $q^2=0,52(5)$.

A la suite de la mise en évidence de la force manquante dans les transitions β observées, il apparaît clairement qu'il est indispensable d'appliquer un facteur de réduction aux éléments de matrice de Gamow Teller calculées par Brown pour les noyaux ^{33}Ar [Bro08] pour reproduire les résultats expérimentaux. Ce facteur de réduction ou facteur de « *quenching* » est pris égal à ($q^2=0,5$).

Afin de procéder à la comparaison de la force de Gamow Teller expérimentale et la force théorique, la distribution de ces forces a été représentée en fonction de l'énergie d'excitation des états alimentés lors de la désintégration β des noyaux ^{33}Ar dans la Figure III.21. Dans cette figure la somme de la force de Gamow Teller expérimentale $\sum B(GT)^{exp}$ et celle calculée par Brown $\sum B(GT)^{MC}$ dans le cadre du modèle en couches (MC) en utilisant l'interaction effective « USD » [Bro88] et les nouvelles versions de cette interaction « USDa » et « USDb » [Bro06] sont représentées. Un bon accord est observé, en particulier aux basses énergies, entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques (USD, USDa et USDb) corrigées par le facteur de « *quenching* ». A haute énergie, un meilleur accord est obtenu avec les deux nouvelles versions de l'interaction effective utilisées (USDa et USDb). Dans ces deux versions (USDa et USDb) Brown tient compte de plus de données expérimentales disponibles telles que les énergies de liaison et d'excitation pour la paramétrisation de l'hamiltonien. Dans ces nouvelles versions un plus grand nombre de niveaux du milieu de la couche sd a également été considéré grâce aux développements des techniques de calculs atteints ces dernières années.

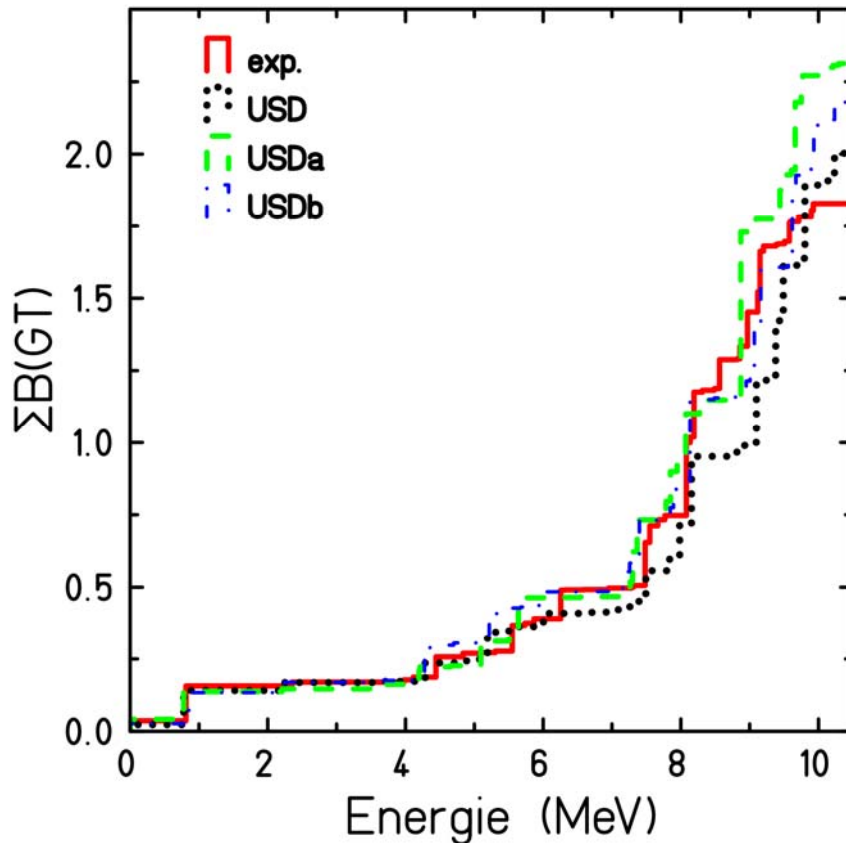


Figure III.21: Distribution de la force de Gamow Teller dans la désintégration β des noyaux ^{33}Ar en fonction de l'énergie d'excitation disponible. La somme de cette force expérimentale $\Sigma B(\text{GT})^{\text{exp}}$ est comparée à la somme $\Sigma B(\text{GT})^{\text{MC}}$ calculée dans le cadre du modèle en couches par B.A. Brown en utilisant l'interaction résiduelle « USD » [Bro88] et les nouvelles versions de cette interaction « USDa » et « USDb » [Bro06]. A basse énergie un bon accord est obtenu avec les trois interactions, alors qu'à haute énergie le meilleur accord est obtenu avec les nouvelles versions.

III.7. Conclusion

A l'issue de l'analyse des données relatives aux noyaux ^{33}Ar , plusieurs objectifs de l'expérience ont été atteints. En effet l'étude des différents modes de décroissance ($\beta\gamma$, $\beta\beta$ et $\beta\beta\gamma$) des noyaux ^{33}Ar , produits par réaction de fragmentation, a permis d'observer plusieurs groupes de protons qui alimentent respectivement l'état fondamental et les deux premiers états excités du noyau fils ^{32}S . Parmi ces protons, plusieurs sont observés pour la première fois dans ce travail, en particulier les protons à haute énergie dans les spectres en coïncidences avec les rayonnements γ des noyaux ^{32}S . A titre d'illustration, les groupes de protons situés aux énergies respectives 2720(4) keV, 3064(4) keV, 3581(1) keV, 3925(2) keV, 4214(2) keV, 4330(5) keV, 4472(2) keV, 4510(4) keV et 4925(4) keV sont observés pour la première fois en coïncidences avec le γ à 2230 keV de ^{32}S . Les deux protons d'énergies 1665(4) keV et 2366(4) keV ont été mis en évidence, pour la première fois lors de cette analyse, dans les spectres conditionnés par le rayonnement de désexcitation γ d'énergie 1548 keV. L'ensemble des transitions $1p$ et γ observées ainsi que les énergies des états émetteurs du noyau fils ^{33}Cl ont été utilisées pour établir le schéma de décroissance du noyau étudié ^{33}Ar . Les valeurs des moments angulaires déduits, moyennant les règles de sélection et les calculs des pénétrabilités de la barrière coulombienne, ont permis de compléter grâce à ce travail le nombre d'informations spectroscopiques disponibles.

L'ensemble des valeurs de $\log(ft)$ telles que $\log(ft) < 5$ des transitions observées ont été classées comme des transitions permises sur la base des études antérieures réalisées par Singh

et al. [Sin98]. Bien que cette analyse [Sin98] n'ait pas permis de trancher sur le degré d'autorisation et d'interdiction des transitions caractérisées par $5 < \log(ft) < 6,6$, l'hypothèse que ces transitions soient permises a été émise.

La comparaison des valeurs mesurées et calculées par Brown [Bro88] des rapports d'embranchement et des énergies des états alimentés par les transitions β a permis de mettre en évidence un bon accord entre les valeurs théoriques et expérimentales.

La confrontation des forces de Gamow Teller expérimentales avec les valeurs calculées par Brown et al. [Bro88] dans le cadre du modèle en couches en utilisant la théorie « USD » a permis de mettre en évidence une fois encore la notion de la force manquante qui est à l'origine des différences observées entre les valeurs expérimentales et théoriques. Pour tenir compte de cet effet, les valeurs de la force de Gamow Teller ont été normalisées par un facteur d'atténuation ($q^2=0,5$) et un excellent accord a été alors observé entre la théorie [Bro88, Bro06] et l'expérience.

La richesse et la précision des résultats obtenus lors de cette analyse ont été possibles grâce au système de détection « Cube Silicium » de grande efficacité utilisé lors de cette expérience [Mat09]. Les résultats présentés dans ce chapitre ont donné lieu à la publication [Adi10].

Quatrième Chapitre

IV. Analyse des données relatives aux noyaux ^{31}Ar

L'un des objectifs de ce travail est de produire les noyaux ^{31}Ar avec une bonne statistique sur la ligne basse énergie de SPIRAL, d'étudier les décroissances de ces noyaux et de mettre en évidence notamment les corrélations entre les protons des décroissances $\beta 2p$ et $\beta 3p$ à l'aide du système de détection « Cube Silicium » conçu pour ce type d'expérience.

Cependant le faible taux d'implantation des noyaux ^{31}Ar ($0,6 \text{ }^{31}\text{Ar/s}$) obtenu lors de cette expérience et la contamination des spectres relatifs aux noyaux ^{31}Ar par les noyaux ^{33}Ar n'ont pas permis d'obtenir les résultats souhaités concernant les décroissances $\beta 2p$ ni d'observer les décroissances $\beta 3p$. Ainsi, une grande partie de ce chapitre est consacrée à l'étude des décroissances βp et $\beta p \gamma$. L'étude des spectres en énergie des rayonnements γ est d'abord présentée, la méthode utilisée pour l'analyse des spectres des protons émis par les noyaux fils ^{31}Cl et l'identification des raies observées est décrite dans le deuxième paragraphe. Dans la troisième partie, l'analyse des spectres en coïncidences $p \gamma$ des noyaux ^{31}Cl est détaillée et les résultats déduits présentés. Dans la dernière partie de ce chapitre, l'émission $\beta 2p$ des noyaux ^{31}Ar est étudiée et les corrélations angulaires observées entre les deux protons émis lors de cette décroissance sont présentées à travers quelques spectres.

IV.1. Analyse des spectres en énergie des rayonnements γ des noyaux ^{31}Ar

Le spectre somme en énergie des raies de désexcitation γ des noyaux ^{31}Ar , obtenu à l'aide de l'ensemble des trois détecteurs Germanium, est contaminé par les rayonnements γ caractéristiques des noyaux ^{33}Ar comme montré dans la Figure IV.1.

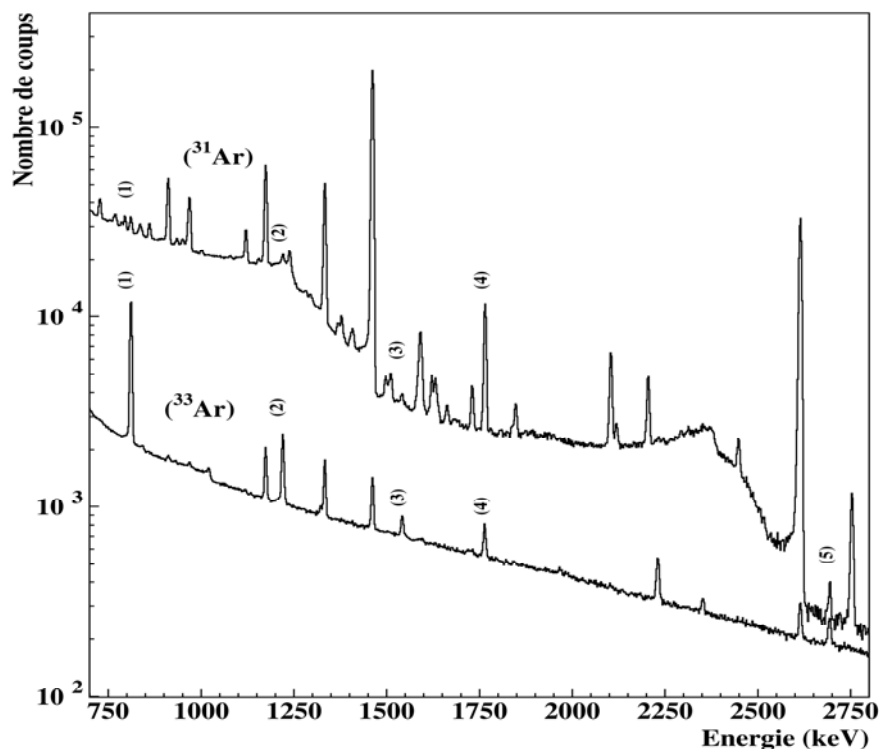


Figure IV.1: Superposition des deux spectres somme en énergie des raies γ obtenus avec les données relatives aux noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar et délivrés par les trois Germanium. Le spectre des raies γ des noyaux ^{33}Ar a été normalisé par un facteur égal à 10 % afin de distinguer les différences entre les deux spectres.

La superposition des deux spectres somme obtenus avec les données respectives des noyaux ^{31}Ar (en haut) et ^{33}Ar (en bas) a permis l'observation des raies γ (1) et (3), appartenant aux noyaux ^{33}Cl (Cf. chapitre III), aux énergies respectives 810,5(4) keV et 1541(1) keV dans les deux spectres de la Figure IV.1. Dans cette même figure les raies γ (2), (4) et (5) de désexcitation des noyaux ^{35}Cl [Fir96] d'énergies 1219,2(5) keV, 1764(2) keV et 2694(1) keV ont également été mises en évidence. En plus de ces raies γ , les rayonnements qui constituent le bruit de fond toujours présent dans les spectres mesurés à GANIL ont été identifiés. Lors de l'analyse du spectre en énergie des ^{31}Ar aucun rayonnement de désexcitation γ des noyaux ^{31}Cl n'a été observé. Ceci s'explique par le fait que la plupart des états excités de ce noyau sont non liés par émission 1p. Seule la raie située à l'énergie 2208(3) keV a été identifiée avec certitude comme un rayonnement découlant de la décroissance $\beta\gamma$ du noyau ^{31}Ar et appartenant au noyau ^{30}S [Fir96].

Tous les rayonnements γ identifiés dans cette partie sont notés dans le Tableau IV.1. Dans la troisième colonne de ce tableau les différentes décroissances donnant lieu aux rayonnements γ observés et identifiés sont également reportées.

Tableau IV.1: Identification des raies γ observées dans le spectre somme avec les données relatives des noyaux ^{31}Ar et des décroissances donnant lieu à ces rayonnements.

| E_γ (keV) | Noyau | Décroissance |
|------------------|-------------------|--|
| 661,4(2) | ^{137}Ba | $^{137}\text{Cs} \rightarrow ^{137}\text{Ba} (\beta\gamma)$ |
| 810,5(4) | ^{33}Cl | $^{33}\text{Ar} \rightarrow ^{33}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 911,2(7) | ^{228}Th | $^{228}\text{Ac} \rightarrow ^{228}\text{Th}(\beta\gamma)$ |
| 968(1) | ^{228}Th | $^{228}\text{Ac} \rightarrow ^{228}\text{Th}(\beta\gamma)$ |
| 1173,6(3) | ^{60}Ni | $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} (\beta\gamma)$ |
| 1219,2(5) | ^{35}Cl | $^{35}\text{Ar} \rightarrow ^{35}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 1333,5(5) | ^{60}Ni | $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} (\beta\gamma)$ |
| 1461,5(4) | ^{40}Ar | $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar} (\beta\gamma)$ |
| 1541(1) | ^{33}Cl | $^{33}\text{Ar} \rightarrow ^{33}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 1592(1) | ^{208}Pb | $1592+2*511=2614$ |
| 1764(2) | ^{35}Cl | $^{35}\text{Ar} \rightarrow ^{35}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 2103(1) | ^{208}Pb | $2103+511=2614$ |
| 2208(3) | ^{30}S | $^{31}\text{Ar} \rightarrow ^{30}\text{S}(\beta\gamma)$ |
| 2614(1) | ^{208}Pb | $^{208}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Pb} (\text{CE}\gamma)$ $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb} (\beta\gamma)$ |
| 2694(1) | ^{35}Cl | $^{35}\text{Ar} \rightarrow ^{35}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 2754 (1) | ^{33}Cl | $^{33}\text{Ar} \rightarrow ^{33}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |
| 3002(1) | ^{33}Cl | $3002=1541+1461$ |
| 3129(2) | ^{35}Cl | $^{35}\text{Ar} \rightarrow ^{35}\text{Cl} (\beta\gamma)$ |

A titre d'illustration, les raies γ d'énergie comprise entre 500 keV et 3200 keV identifiées dans les spectres analysés dans cette partie ainsi que les noyaux auxquels elles appartiennent sont mentionnées dans la Figure IV.2. Les énergies des autres raies γ observées et non identifiées de façon claire sont également indiquées dans cette figure.

L'analyse des spectres en énergie des raies γ a permis de déterminer les intensités des rayonnements identifiés à l'aide d'un ajustement par la combinaison d'une gaussienne et d'un fond adéquat. Cependant, les nombreux contaminants observés dans le spectre analysé n'ont pas permis le calcul des rapports d'embranchement.

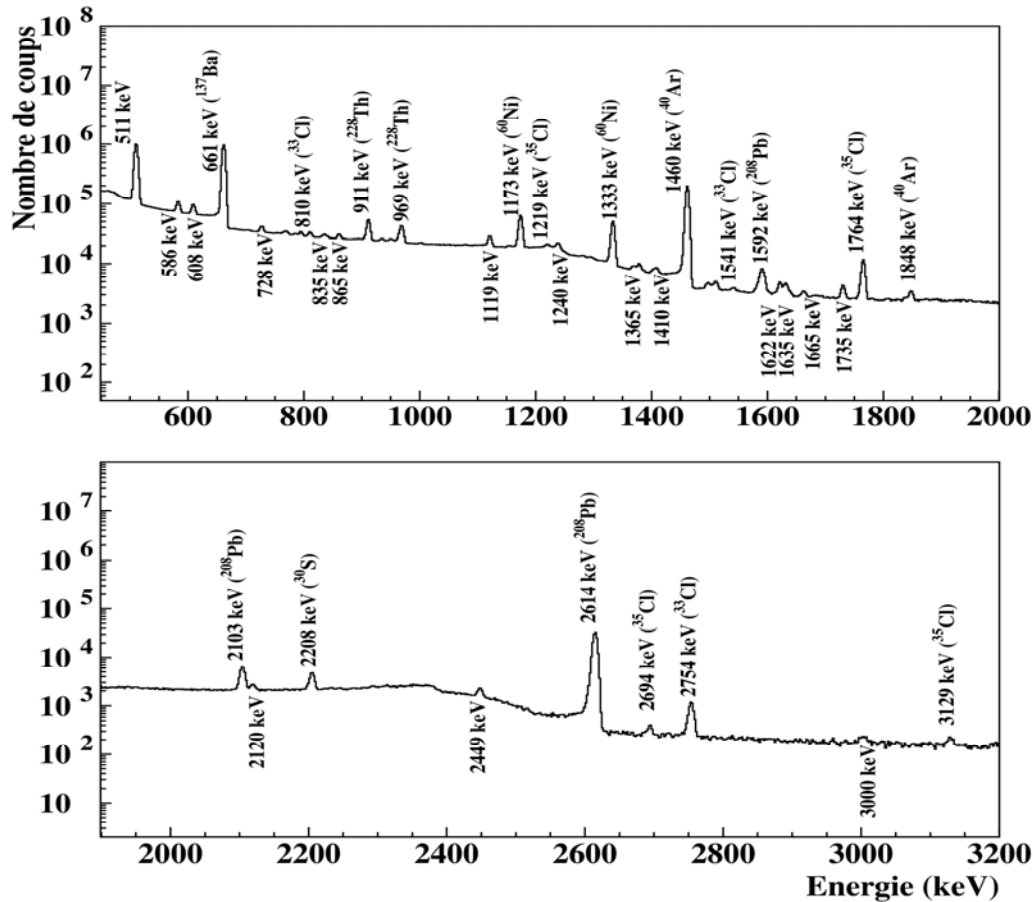


Figure IV.2: Identification des raies γ observées dans le spectre somme en énergie obtenu avec les données du noyau ^{31}Ar à des énergies comprises entre 500 keV et 3200 keV.

IV.2. Analyse des spectres en énergie βp des noyaux ^{31}Ar

Les spectres en énergie des protons retardés des noyaux ^{31}Ar obtenus à l'aide des détecteurs à pistes DSSSD étant contaminés par ceux des noyaux ^{33}Ar , l'analyse s'est effectuée en deux parties. La première a consisté à nettoyer ces spectres. La seconde a permis d'identifier les protons propres aux noyaux ^{31}Ar et à déterminer les rapports d'embranchement correspondants.

IV.2.1. Méthode utilisée pour l'analyse des spectres en énergie des protons retardés des noyaux ^{31}Ar

La superposition des deux spectres en énergie des protons recueillis par les détecteurs (1, 3 et 6) et obtenus avec les données des noyaux ^{33}Ar (en haut) et ^{31}Ar (en bas) dans la Figure IV.3 montre la même allure pour les deux spectres. Le détecteur épais (1mm) a été écarté car la contribution du fond β est très importante en particulier à basse énergie et l'identification des raies protons à ces énergies est alors quasi impossible.

La Figure IV.3 met en évidence la présence de plusieurs raies appartenant aux noyaux ^{33}Ar dans le spectre des noyaux ^{31}Ar . Parmi ces raies identifiées dans le chapitre III, seules les raies d'énergies 1316 keV, 2482 keV, 3173 keV, 3856 keV, 5622 keV et 5724 keV sont indiquées dans la Figure IV.3. Le choix de ces raies réside dans le fait que ces dernières sont situées dans des domaines d'énergies où aucune raie appartenant aux noyaux ^{31}Ar n'est observée.

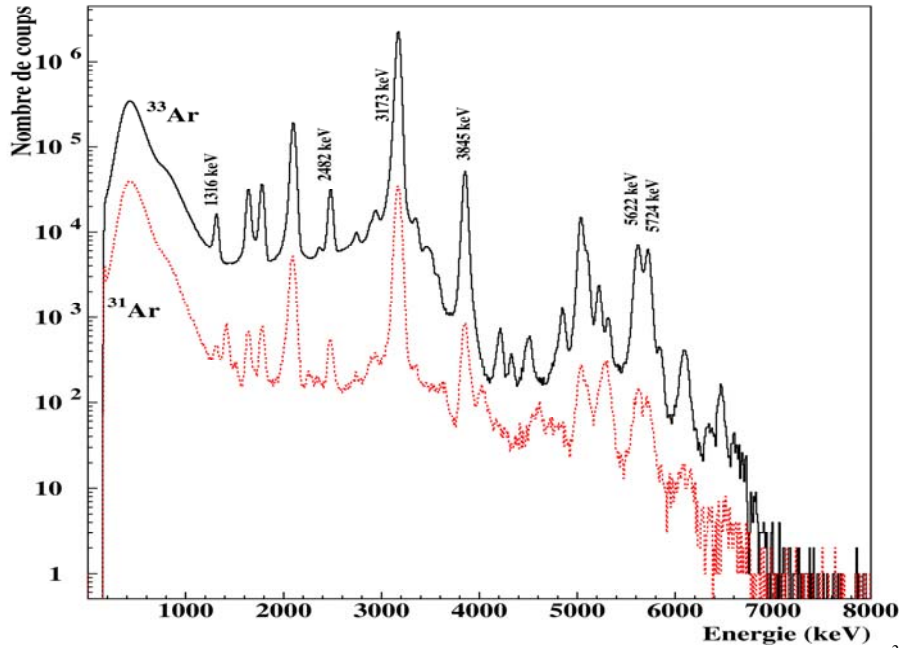


Figure IV.3: Comparaison des spectres en énergie des protons relatifs aux données des noyaux ^{31}Ar (en bas) et ^{33}Ar (en haut) obtenus avec les détecteurs DSSSD (1, 3 et 6). Seules quelques raies protons observées dans les deux spectres et appartenant aux noyaux ^{33}Ar ont été marquées à titre d'illustration.

Afin de soustraire la contribution des protons retardés appartenant aux noyaux ^{33}Ar (contaminants) des spectres des noyaux ^{31}Ar deux méthodes ont été utilisées. Dans la première méthode, les groupes de protons observés dans les deux spectres relatifs aux noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar et déjà identifiés avec précision comme protons caractéristiques des noyaux ^{33}Ar (Cf. Paragraphe III.3. et Paragraphe III.4.) ont été repérés dans le spectre des noyaux ^{31}Ar et laissés de côté. Les autres raies protons, observées dans ce spectre, ont été attribuées aux noyaux ^{31}Ar . Il faut toutefois noter que, les raies observées dans les deux spectres montrés dans la Figure IV.3 à des énergies très proches sont souvent superposées dans le spectre des noyaux ^{31}Ar et ne peuvent par conséquent pas être identifiées. Les énergies des raies protons identifiées par cette méthode de comparaison sont données dans le Tableau IV.2.

Tableau IV.2: Les énergies des groupes de protons retardés des noyaux ^{31}Ar identifiées en utilisant la méthode de comparaison des deux spectres en énergie obtenus respectivement avec les données des noyaux ^{31}Ar et ^{33}Ar .

| | |
|---------|---------|
| Ep(KeV) | Ep(KeV) |
| 1416(2) | 3629(4) |
| 1640(2) | 4028(4) |
| 2085(5) | 4175(9) |
| 2262(4) | 4614(5) |
| 2921(6) | 5284(4) |

Bien que cette méthode permette d'identifier quelques groupes de protons observés dans le spectre en énergie obtenu avec les données des noyaux ^{31}Ar , elle ne peut être utilisée pour le calcul des rapports d'embranchement à cause de la contamination de l'ensemble des raies identifiées. Pour cela une deuxième méthode qui repose sur la soustraction du fond dû à la contamination du spectre des noyaux ^{31}Ar par les groupes de protons des noyaux ^{33}Ar a été utilisée. Dans cette méthode, le spectre en énergie des protons obtenu avec les données

relatives aux noyaux ^{33}Ar a été normalisé par rapport au spectre des noyaux ^{31}Ar à l'aide d'un facteur de l'ordre de 1,72(9) %. Ce facteur de normalisation est donné par le rapport des intensités de la raie d'énergie 2480 keV, appartenant aux noyaux ^{33}Ar , déterminées respectivement dans les deux spectres. Le choix de cette raie pour la normalisation de ces spectres est dû au fait que la raie à 2480 keV est la plus intense et n'est pas affectée par les raies appartenant aux noyaux ^{31}Ar . Le spectre des raies protons des noyaux ^{33}Ar normalisé a été ensuite retranché du spectre relatif aux noyaux ^{31}Ar pour donner un spectre relativement propre. Les deux spectres en énergie des protons retardés des noyaux ^{31}Ar nettoyé (en bas) et contaminé (en haut), obtenus avec les détecteurs DSSSD (1, 3 et 6), sont représentés dans la Figure IV.4. Dans cette figure, le spectre en énergie des protons retardés des noyaux ^{31}Ar obtenu par la méthode de soustraction présente des coupures et rend ainsi l'identification des raies très difficiles dans certains domaines d'énergie. Pour distinguer les raies protons observées, le spectre nettoyé des noyaux ^{31}Ar est représenté en échelle linéaire en insert dans la Figure IV.4 pour la gamme d'énergie comprise entre 3000 keV et 6500 keV; seules les raies protons observées dans les domaines d'énergie ne présentant aucune coupure ont été retenues. La plupart des raies ainsi identifiées et retenues ont été confirmées par la première méthode.

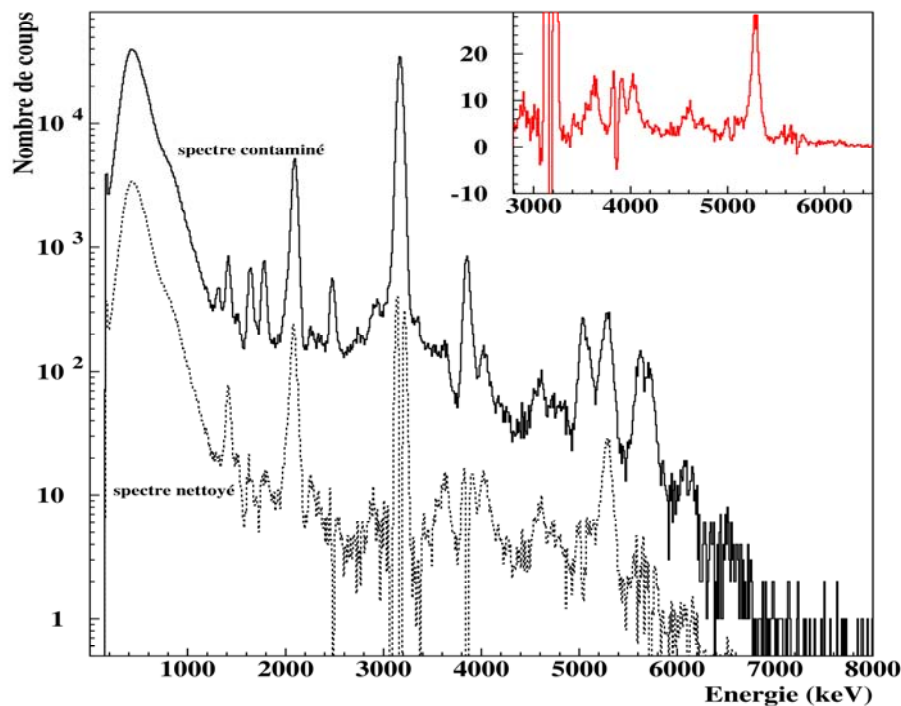


Figure IV.4:Présentation des spectres en énergie des protons contaminé (en haut) et nettoyé (en bas) obtenus avec les données des noyaux ^{31}Ar dans les DSSSD (1, 3 et 6). Le spectre nettoyé a été multiplié par un facteur égal à 10 %. Afin de distinguer les coupures qui résultent de la soustraction du fond, une partie du spectre nettoyé est représentée en échelle linéaire en insert.

IV.2.2. Identification des groupes de protons du noyau ^{31}Ar et détermination des rapports d'embranchement correspondants

Le spectre en énergie des noyaux ^{31}Ar obtenu avec les détecteurs à pistes (1, 3 et 6) et nettoyé par la méthode de soustraction a permis d'identifier les douze raies protons marquées dans la Figure IV.5.

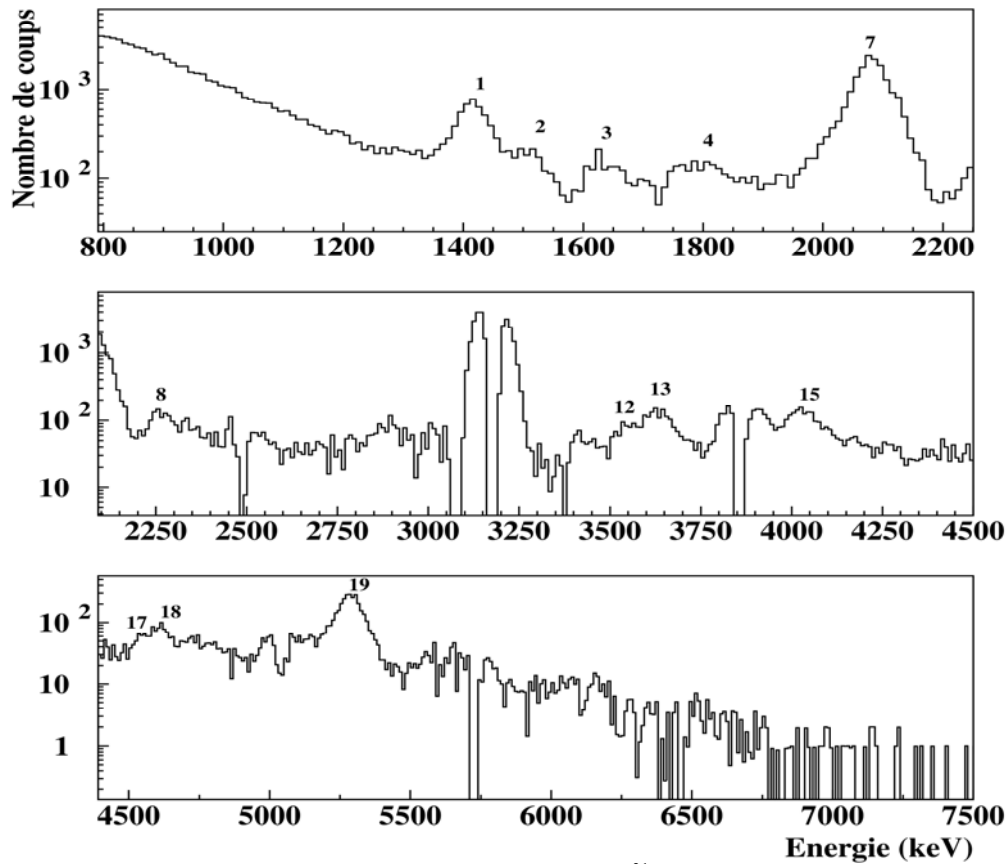


Figure IV.5:Le spectre en énergie des protons retardés des noyaux ^{31}Ar nettoyé, obtenu avec les trois détecteurs DSSSD (1, 3 et 6), est représenté pour trois domaines d'énergie.

L'ajustement des douze raies identifiées lors de cette analyse à l'aide d'une gaussienne et d'un fond adéquat a permis la détermination des énergies et des intensités de ces raies. Ces intensités sont normalisées par rapport à l'intensité de la raie la plus intense observée à l'énergie 2083(3) keV et donnent lieu aux rapports d'embranchement relatifs. Les énergies et les rapports d'embranchement relatifs ainsi déterminés sont regroupés dans le Tableau IV.3.

Tableau IV.3:Les Valeurs des énergies et des rapports d'embranchement relatifs des protons retardés des noyaux ^{31}Ar déterminés par la méthode de soustraction des contaminants.

| Pic | Ep(KeV) | R(%) | Pic | Ep(KeV) | R(%) |
|-----|---------|-----------|-----|---------|-----------|
| 1 | 1416(2) | 25,40(68) | 12 | 3548(5) | 1,43(34) |
| 2 | 1508(3) | 5,63(39) | 13 | 3635(5) | 6,61(64) |
| 3 | 1636(4) | 3,44(42) | 15 | 4028(3) | 3,11(48) |
| 4 | 1790(3) | 3,96(66) | 17 | 4541(6) | 0,81(25) |
| 7 | 2083(3) | 100(2) | 18 | 4614(5) | 2,93(52) |
| 8 | 2265(4) | 3,99(66) | 19 | 5284(4) | 14,38(74) |

IV.3. Analyse des spectres en énergie $\beta\gamma$ des noyaux ^{31}Ar

Afin de compléter l'analyse des données relatives aux noyaux ^{31}Ar , les spectres en énergie $\beta\gamma$ conditionnés par les rayonnements de désexcitation γ d'énergie respective 2211 keV, 1192 keV et 3403 keV des noyaux fils ^{30}S [Fir96] alimentés par la voie βp ont été étudiés.

Une telle étude associée à celle des spectres en énergie $2p$ est menée pour déterminer les énergies des états mis en jeu lors des émissions ($\beta\beta$ et $\beta 2p$) ainsi que les taux d'alimentation correspondants. Avant de procéder à l'étude des coïncidences $\beta\gamma$, un schéma partiel de désexcitation des noyaux ^{30}S est donné ci-dessous (Figure IV.6).

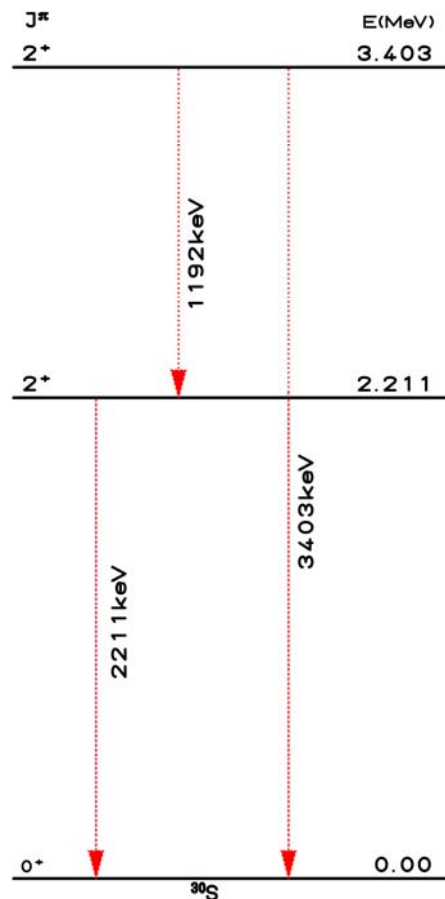


Figure IV.6: Schéma partiel des niveaux des noyaux ^{30}S mettant en évidence les trois rayonnements de désexcitation des deux premiers états excités des noyaux ^{30}S d'énergies $2,211$ MeV et $3,403$ MeV et de spin 2^+ et 2^+ vers l'état fondamental et le premier état excité [Fir96].

Les spectres des raies protons observées en coïncidences avec les trois rayonnements γ , qui désexcitent les deux premiers états du noyau ^{30}S de moments angulaires 2^+ situés aux énergies $2,211$ MeV et $3,403$ MeV respectivement vers le fondamental et le premier état excité, sont regroupés dans les deux spectres de la Figure IV.7. Le deuxième spectre de cette figure, permet d'identifier les protons qui alimentent l'état situé à l'énergie $3,403$ MeV. Afin de distinguer ces protons la condition de coïncidences est réalisée sur les deux γ de désexcitation d'énergies 1192 keV et 3403 keV.

Les deux spectres représentés dans la Figure IV.7 sont caractérisés par une faible statistique, et l'identification des raies protons est alors rendue difficile. Afin de bien distinguer les raies protons observées en coïncidences vraies, il est important d'éliminer des spectres le maximum d'événements parasites. La méthode utilisée pour nettoyer ces spectres est décrite en détail dans la suite de ce travail.

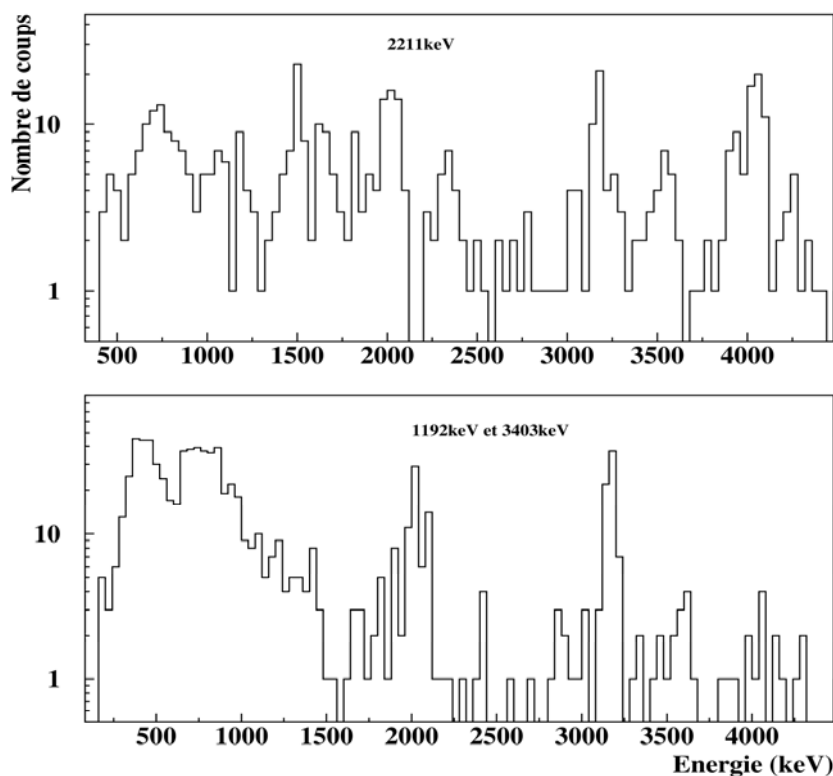


Figure IV.7: Les deux spectres en énergie $\beta\gamma$ des noyaux ^{31}Ar conditionnés respectivement par les rayonnements γ des noyaux ^{30}S d'énergies 2211 keV (en haut) et 1192 keV et 3403 keV (en bas). Dans les deux spectres la pente de conversion est égale à 40 keV/canal.

IV.3.1. Mise en évidence des groupes de protons en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 2211 keV du noyau ^{30}S

Dans le spectre en énergie 1p recueilli par l'ensemble des détecteurs à pistes et conditionné par le rayonnement γ d'énergie 2211 keV (Figure IV.8), plusieurs raies protons semblent être en coïncidences avec ce rayonnement. Pour distinguer et retenir les raies en coïncidences vraies, l'analyse de ce spectre $\beta\gamma$ a été effectuée en trois étapes.

Dans la première étape, le spectre conditionné par le rayonnement γ situé à 2211 keV a été représenté à l'état brut (a) et plusieurs raies protons ont été observées et identifiées. Afin d'éliminer les raies en coïncidences fortuites, un spectre 1p conditionné par le fond présent à droite et à gauche de la raie 2211 keV dans le spectre des raies γ a été généré (construit) et considéré dans la deuxième étape. Ce spectre (b) représentant le fond moyen a été ensuite retranché du spectre à l'état brut, dans la troisième étape, pour donner un spectre nettoyé des coïncidences fortuites (c). Les trois spectres en coïncidences (a, b et c) sont représentés et comparés dans la Figure IV.8. La comparaison de ces spectres a permis de mettre en évidence onze groupes de protons en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 2211 keV.

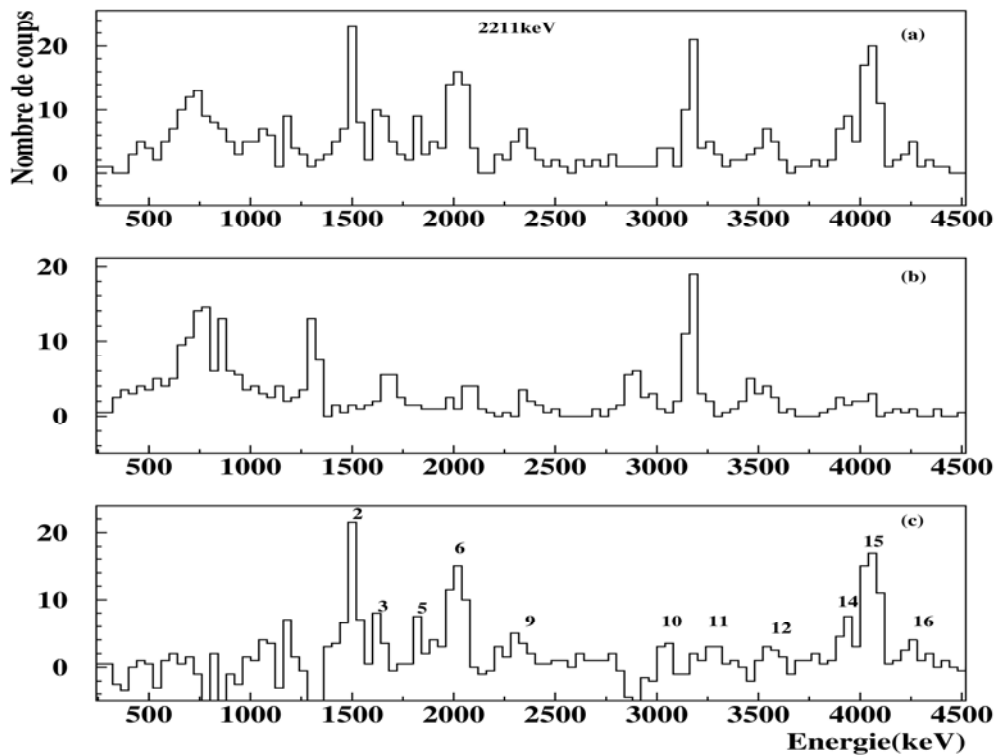


Figure IV.8: Comparaison du spectre γ conditionné par le rayonnement γ à 2211keV à l'état brut (a) aux deux spectres représentant le bruit de fond moyen (b) et le spectre nettoyé (c). Les raies protons mises en évidence en coïncidences sont numérotées dans le spectre nettoyé.

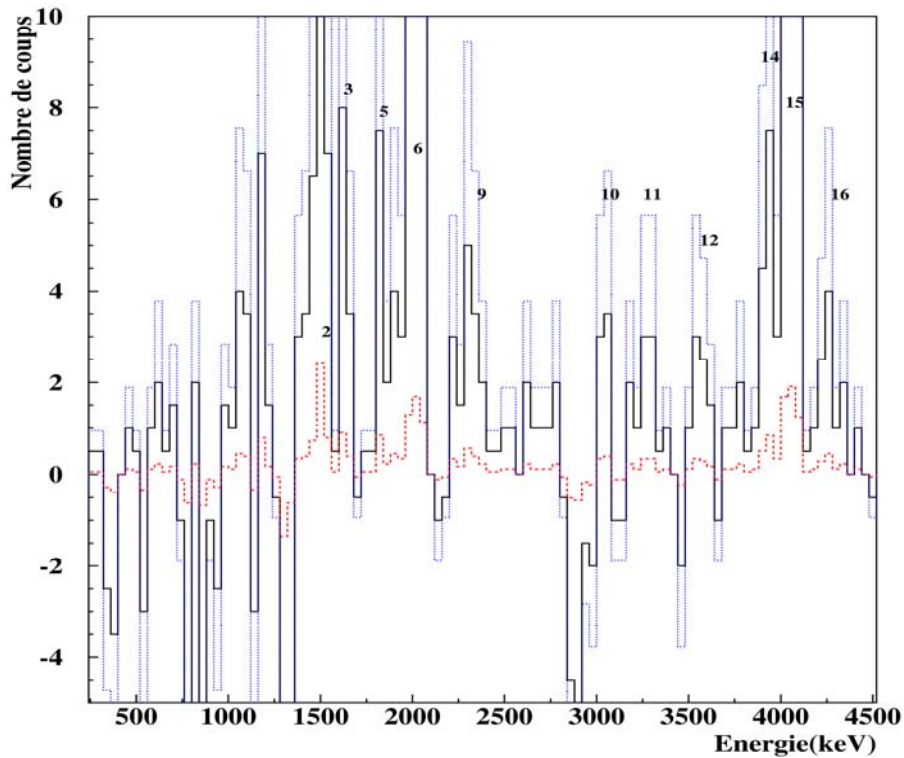


Figure IV.9: Présentation du spectre γ nettoyé en (trait pleins) et des deux spectres obtenus après soustraction (en pointillés) et addition de l'erreur statistique (tirets). Les raies identifiées précédemment sont observées et marquées dans trois spectres.

Afin de confirmer l'observation des raies protons retenues, le spectre en coïncidences nettoyé (c) est superposé dans la Figure IV.9 aux spectres corrigés de l'erreur statistique ($\pm\Delta S$). L'erreur statistique ΔS a été estimée en comparant l'aire sous le pic d'énergie 2211 keV et la somme des aires sous le fond pris à droite et à gauche de cette raie γ . Dans la Figure IV.9 le spectre nettoyé est encadré par les deux spectres corrigés de l'erreur statistique et l'ensemble des raies retenues en coïncidences vraies sont observées avec une statistique relativement faible dans ces spectres.

Les énergies des protons observés et identifiés dans le spectre $\beta\gamma$ conditionné avec le rayonnement γ d'énergie 2211 keV sont notées avec les rapports d'embranchement relatifs dans le Tableau IV.4. Les rapports d'embranchement relatifs sont déduits à partir des intensités des onze raies protons retenues en coïncidences avec le rayonnement γ d'énergie 2211 keV. Ces intensités, déterminées par ajustement des raies protons à l'aide d'une gaussienne et d'un fond adéquat, ont été normalisées successivement par rapport à la valeur de l'intensité de la raie proton la plus intense située à 1508(3) keV puis par la valeur du rapport d'embranchement relatif de cette raie (5.63(39) %). Ce rapport d'embranchement a été déterminé lors de l'analyse du spectre des protons non conditionné présentée au paragraphe IV.2.2.

Tableau IV.4: Les valeurs des énergies et des rapports d'embranchement relatifs des protons observés en coïncidences avec le rayonnement γ situé à 2211 keV.

| pic | Ep(keV) | R(%) |
|-----|----------|----------|
| 2 | 1508(3) | 5,63(53) |
| 3 | 1636(6) | 0,97(22) |
| 5 | 1825(5) | 0,66(24) |
| 6 | 2016(5) | 4,96(57) |
| 9 | 2320(5) | 1,75(53) |
| 10 | 3035(10) | 2,49(68) |
| 11 | 3260(10) | 1,11(72) |
| 12 | 3565(10) | 1,31(49) |
| 14 | 3915(10) | 1,44(55) |
| 15 | 4030(3) | 5,3(10) |
| 16 | 4268(10) | 0,70(42) |

IV.3.2. Mise en évidence des groupes de protons en coïncidences avec les rayonnements γ d'énergies 1192 keV et 3403 keV du noyau ^{30}S

Le spectre en énergie 1p conditionné à la fois par les deux rayonnements de désexcitation γ d'énergies 1193 keV et 3403 keV a été construit, dans le but de déterminer les protons qui alimentent le deuxième état excité à 3,403 MeV du noyau ^{30}S . Ce spectre, montré dans la Figure IV.7, est caractérisé par une faible statistique et l'identification des raies protons en coïncidences est alors difficile. Pour une identification précise des raies protons en coïncidences vraies avec les deux rayonnements γ d'énergies 1193 keV et 3403 keV, seul le spectre nettoyé (c) des raies 1p en coïncidences fortuites a été considéré (Figure IV.10). Ce spectre a été obtenu par la soustraction du spectre représentant la contribution des coïncidences fortuites (b) du spectre en coïncidences à l'état brut (a). La comparaison de ces trois spectres (a, b et c) (Figure IV.10) a permis de retenir uniquement le proton d'énergie 2014 keV en coïncidences vraies avec les deux rayonnements γ à 1193 keV et à 3403 keV. Une autre raie est observée dans le spectre nettoyé (c) au voisinage de 3170 keV. Cependant cette raie résulte d'un effet résiduel et est par conséquent rejetée car elle appartient aux noyaux contaminants ^{33}Ar .

Le proton à 2014(5) keV, mis en évidence d'une façon distincte lors de cette analyse, a déjà été observé dans les travaux antérieurs de Axelsson et al. [Axe98] et ceux de Fynbo et al. [Fyn00] aux énergies respectives 2010(8) keV et 2008(2) keV.

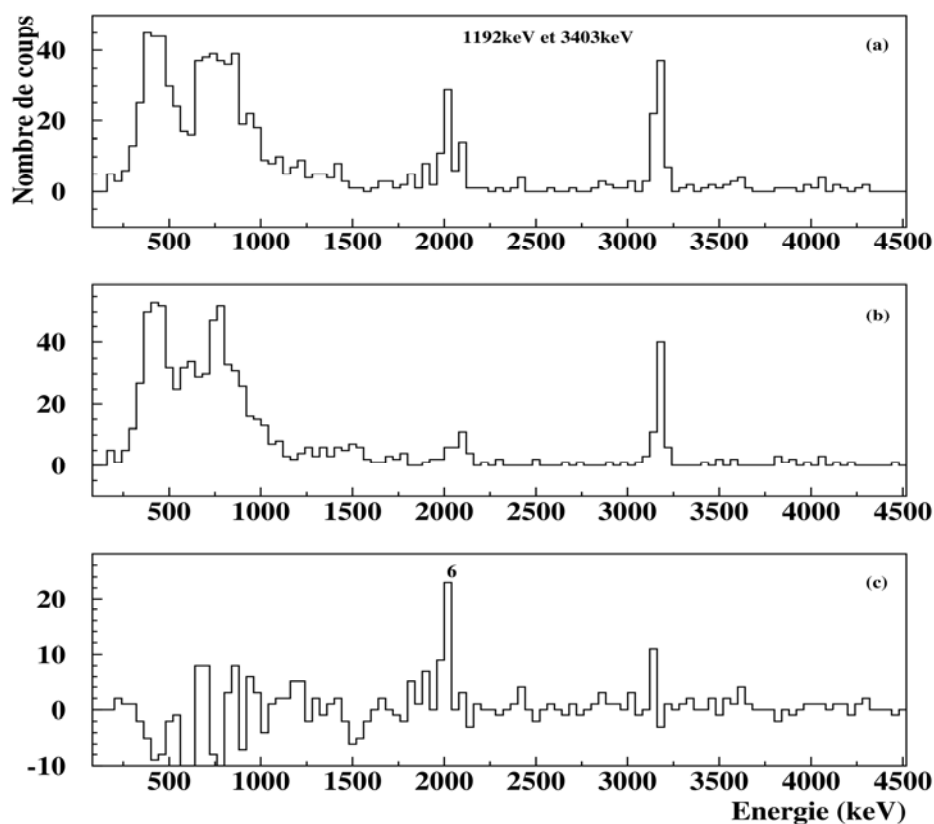


Figure IV.10: Comparaison du spectre en énergie des protons en coïncidences avec les deux rayonnements γ d'énergies 1192 keV et 3403 keV à l'état brut (a), au spectre représentant le bruit de fond moyen (b) et au spectre nettoyé (c).

L'intensité de la raie proton d'énergie 2014 keV (Figure IV.10.c) est normalisée par rapport à l'intensité de la raie observée à 1508(3) keV dans le spectre $\beta\gamma$ (Figure IV.8) et de son rapport d'embranchement relatif 5,63 % (Cf. Paragraphe IV.3.1). Une telle normalisation est possible et permet de déterminer le rapport d'embranchement relatif correspondant au proton d'énergie 2014 keV à condition de supposer que la seule différence entre les intensités des raies observées dans les deux spectres $\beta\gamma$ (Figure IV.10 et Figure IV.8) conditionnés respectivement par les rayonnements γ d'énergies 2211 keV et (1192 keV et 3403 keV) est due aux efficacités de détection. Le facteur correctif ainsi introduit est donné par le rapport de l'efficacité moyenne des deux rayonnements émis en cascades pondérée par leur rapports d'embranchement $(0,2 \times \varepsilon(1192) + 0,8 \times \varepsilon(3403))$ et l'efficacité $\varepsilon(2211)$ où $\varepsilon(2211)=1,97\%$, $\varepsilon(1192)=2,94\%$ et $\varepsilon(3403)=1,41\%$. Le rapport d'embranchement relatif du proton d'énergie 2014 keV est égal à 4,23 % et est donné dans le Tableau IV.5.

Tableau IV.5: Les valeurs de l'énergie et du rapport d'embranchement du proton qui alimente l'état excité de ^{30}S situé à 3,403 MeV mis en évidence lors de cette analyse.

| pic | $E_p(\text{keV})$ | R(%) |
|-----|-------------------|----------|
| 6 | 2014(5) | 4,23(76) |

IV.4. Etude comparative des différents travaux

Les valeurs des énergies et des rapports d'embranchement déterminés dans ce travail sont regroupées dans le Tableau IV.6 avec les valeurs données par Axelsson et al. et celles de Fynbo et al. [Axe98, Fyn00]. Les rapports d'embranchement absolus ont été déduits à partir des valeurs relatives déterminées lors de cette analyse et normalisées avec la valeur absolue $R^F=29(3)\%$ adoptée pour le proton d'énergie 2084(2) keV dans les travaux de Fynbo et al. [Fyn00]. Une telle normalisation est possible car la raie proton observée au voisinage de l'énergie 2084 keV est la plus intense dans les deux travaux. Ceci peut être justifié par le fait que la mesure directe des rapports d'embranchement absolus dans ce travail est impossible. Les énergies et les rapports d'embranchement absolus ainsi déterminés sont donnés dans le Tableau IV.6.

L'étude comparative des résultats obtenus lors de l'analyse des données relatives aux noyaux ^{31}Ar de l'expérience E342as et des travaux antérieurs [Axe98, Fyn00] met en évidence les accords observés entre les travaux considérés. Bien que les groupes de protons d'énergies inférieures à 1415 keV n'ont pas été mis en évidence dans ce travail, les autres protons ($1400\text{ keV} < E_p < 5300\text{ keV}$) sont observés dans l'ensemble des travaux et un bon accord est en général obtenu. Cependant les groupes de protons observés à des énergies comprises entre 7 MeV et 12 MeV dans les travaux de Axelsson et al. et Fynbo et al. n'ont pas pu être mis en évidence dans ce travail. Ceci peut être expliqué par la faible statistique et par une saturation des amplificateurs au dessus de 7 MeV lors du réglage du faisceau sur les isotopes ^{31}Ar pendant l'expérience E342as.

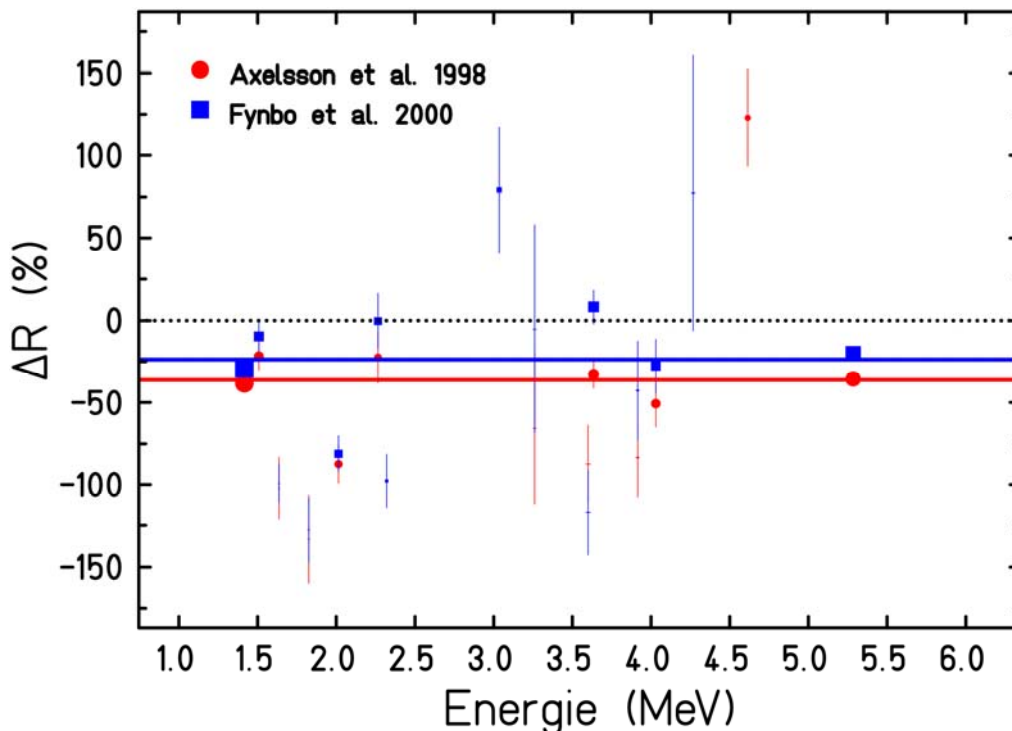


Figure IV.11: La variation des écarts observés entre les rapports d'embranchement déterminés dans ce travail et dans les travaux antérieurs [Axe98, Fyn00]. La taille des symboles est proportionnelle à la valeur du rapport d'embranchement. Les deux droites au voisinage de -23,7 % et -36 % représentent les moyennes des écarts observés respectivement avec les travaux de Fynbo et de Axelsson.

Une récapitulation de l'étude comparative entre les différents travaux est présentée dans la Figure IV.11. Dans cette figure les écarts $((R-R^A)/(R+R^A)/2)$ observés entre les valeurs des rapports d'embranchement déterminés dans ce travail R et dans les travaux antérieurs R^A [Axe98, Fyn00] ont été représentés en fonction de l'énergie des protons. Afin d'estimer les écarts observés entre les différents travaux les valeurs moyennes de ces écarts ont également été tracées dans la Figure IV.11.

IV.5. Discussion

Dans la partie consacrée à l'analyse des spectres en énergie βp et $\beta p \gamma$ des noyaux ^{31}Ar plusieurs émissions protons retardées ont été mises en évidence vers les trois premiers états des noyaux ^{30}S situés aux énergies 0 MeV, 2,211 MeV et 3,403 MeV. Il est toutefois important de rappeler que de nombreuses difficultés ont été rencontrées lors de l'analyse des spectres βp à cause de la contamination par les protons appartenant aux noyaux ^{33}Ar . En effet, les spectres nettoyés du fond présentent des coupures dans les régions de forte contamination et l'identification des protons des noyaux ^{31}Ar n'a été alors possible que dans des régions loin de ces coupures. La plupart des protons retenus lors de cette analyse ont déjà été observés dans les travaux antérieurs [Axe98, Fyn00].

L'étude des coïncidences $\beta p \gamma$ à travers les spectres conditionnés par les rayonnements γ d'énergies 2211 keV, 1192 keV et 3403 keV a permis de mettre en évidence onze groupes de protons qui alimentent le premier état excité (2,211 MeV) et un seul groupe qui alimente le deuxième état excité (3,403 MeV) et ce malgré la faible statistique obtenue dans ces spectres. Afin d'établir le schéma de décroissance des noyaux ^{31}Ar , les énergies d'excitation des états des noyaux ^{31}Cl ($E_x = kE_p + S_p + E_\gamma^1 + E_\gamma^2$) ont été déterminées en utilisant les valeurs moyennes des énergies des protons E_p obtenues dans l'ensemble des travaux considérés. Pour le calcul des énergies d'excitation, le facteur cinématique donné par le rapport des masses du noyau père et du noyau fils est de l'ordre de $k=1,032$. L'énergie de séparation d'un proton dans les noyaux ^{31}Cl est $S_p=290(50)$ keV [Fir96] et les énergies des deux rayonnements γ sont telles que $E_\gamma^1 = 2211$ keV et $E_\gamma^2 = 1193$ keV. Les valeurs E_x ainsi calculées sont regroupées, dans le Tableau IV.6, avec les valeurs moyennes des énergies et des rapports d'embranchement des protons observés dans l'ensemble des travaux.

Les énergies d'excitation et les rapports d'embranchement déduits de la combinaison des résultats obtenus lors de cette analyse et des données antérieures [Axe98, Fyn00] sont nécessaires à la construction du schéma de décroissance des noyaux ^{31}Ar . Une première tentative de l'élaboration du schéma de décroissance, montré à la Figure IV.12, tient compte uniquement des décroissances βp et $\beta p \gamma$ des noyaux ^{31}Ar . Afin de pouvoir distinguer les différents états émetteurs $1p$, l'erreur associée à l'énergie de séparation d'un proton du noyau ^{31}Cl ($S_p=290(50)$ keV) a été omise.

Dans le cas où deux (ou trois) protons sont émis à partir de deux (ou trois) états d'énergies très proches du noyau ^{31}Cl et alimentent deux (ou trois) états excités distincts des noyaux ^{30}S , les états émetteurs sont assimilés à un seul état d'énergie moyenne. L'énergie de cet état est déterminée par un calcul de valeur moyenne et son taux d'alimentation est donné par la somme des deux (ou trois) rapports d'embranchement correspondant à ces transitions. Les protons qui alimentent respectivement l'état fondamental et les deux premiers états excités sont représentés dans la Figure IV.12.

Tableau IV.6: Les énergies des groupes de protons et les rapports d'embranchement absolus correspondants déterminés dans ce travail et dans les travaux de Axelsson et al [Axe98] et de Fynbo et al [Fyn00] sont donnés avec les valeurs moyennes calculées pour l'ensemble des travaux. Les énergies des états émetteurs de ^{31}Cl sont également notées (colonne 8). Les protons qui alimentent les états d'énergies 2,211 MeV et 3,403 MeV sont respectivement marquées par (*) et (**).

| Ce travail | | Axelsson et al. [Axe98] | | Fynbo et al. [Fyn00] | | Valeurs moyennes | | |
|------------|----------------------|-------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|------------------|-----------|----------------------|
| Ep(keV) | R ^{abs} (%) | Ep(keV) | R ^{abs} (%) | Ep(keV) | R ^{abs} (%) | Ep(keV) | Ex(keV) | R ^{abs} (%) |
| | | | | 1131(5) | 0,78(47) | 1131(5) | 1457(50) | 0,78(47) |
| | | 1212(9) | 0,29(9) | 1211(4) | 0,49(15) | 1211(4) | 1540(50) | 0,34(13) |
| | | 1289(9) | 0,28(6) | 1300(13) | 0,20(32) | 1293(10) | 1624(51) | 0,27(7) |
| 1416(2) | 7,37(79) | 1415(5) | 10,8(12) | 1416(2) | 9,9(10) | 1416(2) | 1752(50) | 8,9(17) |
| 1508(3)* | 1,63(23) | 1502(10)* | 2,03(27) | 1504(2)* | 1,80(19) | 1505(3)* | 4055(50) | 1,80(24) |
| 1636(4)* | 0,28(7) | 1641(8)* | 0,87(20) | 1643(2)** | 0,84(10) | 1642(2)** | 5389(50) | 0,51(28) |
| 1790(3) | 1,15(23) | | | | | 1790(3) | 2138(50) | 1,15(22) |
| 1825(5)* | 0,19(7) | 1814(10) | 0,96(23) | 1819(3) | 0,87(15) | 1820(5)* | 4380(50) | 0,37(32) |
| | | | | 1870(3)** | 0,23(6) | 1870(3)** | 5624(50) | 0,23(6) |
| | | | | 1923(3) | 0,13(4) | 1923(3) | 2275(50) | 0,13(4) |
| 2014(5)* | 1,22(25) | 2010(8)** | 3,13(43) | 2008(2)** | 2,9(3) | 2009(3)** | 5768(50) | 2,12(91) |
| 2083(3) | 29(3) | 2081(3) | 29(3) | 2084(2) | 29(3) | 2083(2) | 2440(50) | 29(3) |
| 2265(4) | 1,16(23) | 2265(25) | 1,45(60) | 2253(2) | 1,16(15) | 2255(6) | 2618(50) | 1,17(16) |
| 2320(5)* | 0,51(16) | | | 2327(4) | 1,48(19) | 2324(5)* | 4900(50) | 0,91(51) |
| | | 2866(20) | 0,49(26) | 2881(3)** | 0,29(5) | 2881(4)** | 6668(50) | 0,29(6) |
| 3035(10)* | 0,72(21) | | | 3020(3)* | 0,31(5) | 3021(5)* | 5620(50) | 0,34(11) |
| | | | | 3153(4)* | 0,13(3) | 3153(4)* | 5756(50) | 0,13(3) |
| 3260(10)* | 0,32(21) | 3242(12)** | 0,64(24) | 3249(4) | 0,34(6) | 3250(6)* | 5856(50) | 0,35(8) |
| | | 3416(12) | 0,41(10) | 3432(3) | 0,26(4) | 3431(5) | 3832(50) | 0,28(7) |
| | | 3534(10) | 0,70(14) | | | 3534(10) | 3938(10) | 0,70(14) |
| 3565(10)* | 0,38(15) | | | 3561(11)** | 1,04(25) | 3563(10)** | 7372(51) | 0,54(32) |
| 3635(5) | 1,92(27) | 3624(9) | 2,67(34) | 3634(3) | 1,77(29) | 3633(4) | 4041(50) | 2,06(45) |
| | | | | 3806(4) | 0,15(4) | 3806(4) | 4219(50) | 0,15(41) |
| 3915(10)* | 0,42(17) | 3903(9) | 1,02(20) | 3902(3)* | 0,64(8) | 3903(5)* | 6530(50) | 0,65(17) |
| 4030(3)* | 1,54(33) | 4027(6)* | 2,58(35) | 4030(3)* | 2,03(22) | 4030(3)* | 6661(50) | 2,03(41) |
| | | 4187(9) | 0,75(22) | 4200(4) | 0,32(6) | 4198(6) | 4623(50) | 0,35(13) |
| 4268(10)* | 0,20(12) | | | 4289(4) | 0,09(2) | 4286(8)* | 6925(51) | 0,09(3) |
| | | 4386(12) | 0,35(7) | 4389(5) | 0,17(4) | 4389(5) | 4820(50) | 0,21(8) |
| | | 4466(10) | 0,20(6) | | | 4466(10) | 4900(51) | 0,20(6) |
| 4541(6) | 0,23(7) | | | | | 4541(6) | 4977(50) | 0,23(7) |
| 4614(5) | 0,85(17) | 4624(9) | 0,20(6) | | | 4616(7) | 5055(50) | 0,27(21) |
| | | 4743(9) | 0,49(10) | 4730(5)* | 0,49(7) | 4733(7)* | 7387(51) | 0,49(7) |
| 5284(4) | 4,17(48) | 5280(7) | 5,97(67) | 5276(5) | 5,1(5) | 5281(6) | 5741(50) | 4,9(9) |
| | | 5680(20) | 0,67(35) | 5632(6) | 0,11(3) | 5636(15) | 6108(52) | 0,11(5) |
| | | 5686(9) | 0,09(2) | | | 5686(9) | 6159(51) | 0,09(1) |
| | | | | 5952(7) | 0,055(18) | 5952(7) | 6434(51) | 0,06(2) |
| | | | | 6049(9) | 0,15(4) | 6049(9) | 6534(51) | 0,15(4) |
| | | 6175(12)* | 0,81(36) | 6145(7) | 0,15(4) | 6153(15)* | 8852(52) | 0,156(79) |
| | | 6230(20) | 0,78(14) | | | 6230(20) | 6721(54) | 0,78(14) |
| | | | | 6386(7) | 0,075(16) | 6386(7) | 6882(51) | 0,075(16) |
| | | 6555(11) | 0,32(7) | 6540(8) | 0,24(4) | 6545(11) | 7046(51) | 0,26(5) |
| | | 6870(50) | 0,41(7) | | | 6870(50) | 7382(72) | 0,40(7) |
| | | 6960(13) | 0,41(10) | 6950(9) | 0,20(3) | 6953(10) | 7468(51) | 0,22(7) |
| | | 7100(13) | 0,20(6) | 7074(9) | 0,14(3) | 7082(15) | 7601(52) | 0,15(3) |
| | | 7635(25) | 1,39(25) | | | 7635(25) | 8171(56) | 1,39(25) |
| | | 8095(12) | 0,16(4) | 8092(14) | 0,07(1) | 8094(12) | 8645(51) | 0,08(3) |
| | | 8342(14) | 0,24(5) | 8347(15)** | 0,15(2) | 8344(14)** | 12307(52) | 0,16(4) |
| | | | | 8860(19) | 0,064(55) | 8860(19) | 9436(54) | 0,064(55) |
| | | 9379(13) | 0,096(59) | 9493(20)* | 0,09(1) | 9413(54)* | 12217(75) | 0,087(15) |
| | | 11657(25) | 0,067(33) | 11654(28) | 0,08(1) | 11656(25) | 12322(56) | 0,076(15) |
| | | | | 11858(29) | 0,010(1) | 11858(29) | 12531(58) | 0,010(1) |

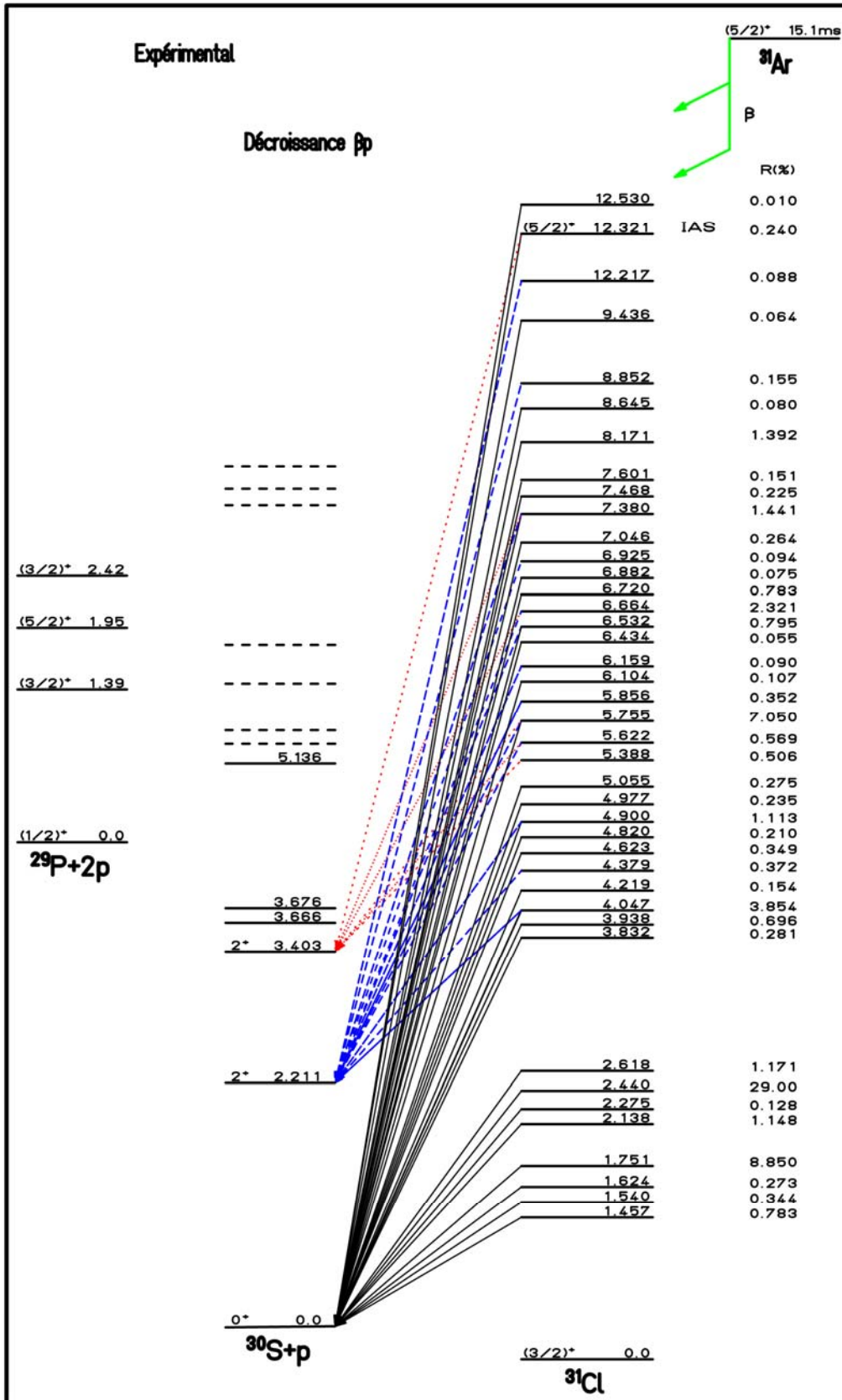


Figure IV.12: Schéma partiel de décroissance des noyaux ³¹Ar mettant en évidence les décroissances $\beta\gamma$. Dans ce schéma sont également donnés les taux d'alimentation des différents états du noyau ³¹Cl.

IV.6. Etude de la décroissance $\beta 2p$ dans les noyaux ^{31}Ar et mise en évidence des corrélations angulaires entre les deux protons

Bien que le but principal de ce travail était de mettre en évidence les décroissances $\beta 2p$ dans les noyaux ^{31}Ar , de déterminer les énergies et les directions d'émission des deux protons et de représenter ainsi les corrélations angulaires entre ces deux particules, l'étude quantitative ne sera pas présentée dans cette partie. En effet la faible statistique obtenue lors de l'expérience E342as et les contaminations observées dans les différents spectres en énergie n'ont pas permis l'observation de toutes les décroissances $\beta 2p$ à partir des niveaux de ^{31}Cl alimentés lors des transitions de Gamow Teller et de Fermi et la détermination avec précision de leurs énergies, de leurs intensités et des angles entre les particules émises.

Une analyse détaillée et minutieuse des données relatives aux noyaux ^{31}Ar a néanmoins permis de mettre en évidence quelques décroissances $\beta 2p$ et de présenter les spectres obtenus lors de cette étude.

IV.6.1. Mise en évidence de l'émission $\beta 2p$ dans les noyaux ^{31}Ar

La décroissance $\beta 2p$ des noyaux ^{31}Ar aboutissant aux noyaux ^{29}P a été mise en évidence lors de cette analyse dans les spectres représentant la variation de l'énergie disponible Q_{2p} en fonction de l'énergie de l'un des deux protons émis.

Les spectres de l'émission retardée $2p$ ont été obtenus à partir de l'énergie des protons émis et des angles d'émission des deux particules. En effet l'énergie Q_{2p} peut être déterminée indépendamment du mécanisme d'émission des deux protons en utilisant la conservation de l'énergie et de l'impulsion des particules mises en jeu lors de cette émission.

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion sont données par les deux relations [Bor00]:

$$\frac{P_1^2}{2m_p} + \frac{P_2^2}{2m_p} + \frac{P_R^2}{2M_R} = Q_{2p} \quad (\text{IV.1})$$

et

$$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_R = \vec{0} \quad (\text{IV.2})$$

où P_1 , P_2 et P_R sont respectivement les impulsions des deux protons de masse m_p et du noyau de recul ^{29}P de masse M_R .

La résolution de ce système d'équations permet de déterminer l'énergie disponible Q_{2p} en fonction des énergies des deux protons émis E_{p1} et E_{p2} et de l'angle relatif entre ces deux particules θ_{2p} :

$$Q_{2p} = E_{p1} + E_{p2} + \frac{m_p}{M_R} \left(E_{p1} + E_{p2} + 2\sqrt{E_{p1}E_{p2}} \cos(\theta_{2p}) \right) \quad (\text{IV.3})$$

L'angle entre les deux protons θ_{2p} peut être calculé en utilisant la géométrie du système de détection « Cube silicium ». En effet les positions (x_1, y_1, z_1) et (x_2, y_2, z_2) des deux protons émis lors de la décroissance $\beta 2p$ conduisent à la valeur de l'angle relatif à travers la relation suivante :

$$\cos(\theta_{2p}) = \frac{(x_1x_2 + y_1y_2 + z_1z_2)}{\sqrt{(x_1^2 + y_1^2 + z_1^2)(x_2^2 + y_2^2 + z_2^2)}} \quad (\text{IV.4})$$

IV.6.2. Etude qualitative de l'émission $\beta 2p$

Les spectres en énergie $\beta 2p$ obtenus, comme décrit précédemment, doivent vérifier quelques conditions :

- Le choix des seuils en énergie : afin d'extraire l'événement physique $2p$ du bruit de fond du détecteur considéré, plusieurs tests ont été effectués de manière à avoir un taux de comptage de l'ordre de 1 coups/s en absence de faisceau. Ceci a permis de retenir une valeur moyenne pour le seuil en énergie pour les différentes pistes supérieure ou égale à 1000 keV. Le choix de ce seuil a pour but de réduire la contribution des événements de faibles énergies tels que les événements β qui pourraient constituer un bruit pour les spectres $\beta 2p$.
- Le choix de la multiplicité ($M=2$): afin de considérer les protons qui arrivent sur deux pistes différentes et qui proviennent de l'émission retardée $2p$, seule la multiplicité ($M=2$) a été considérée.
- La condition sur les valeurs des énergies : Pour qu'un événement $2p$ soit retenu, il est important de vérifier que l'écart entre les deux composantes (E_{x1}, E_{y1}) et (E_{x2}, E_{y2}) des deux protons émis soit très faible. Dans cette partie consacrée à l'émission $\beta 2p$ dans les noyaux ^{31}Ar , l'écart en énergie pris est inférieur à 100 keV.

Le spectre ainsi obtenu représente la variation de l'énergie disponible Q_{2p} lors de la décroissance $\beta 2p$ en fonction de l'énergie de chaque proton E_{pi} (où $i=1,2$) et est donné dans la partie gauche de la Figure IV.13. L'analyse et la description de ce spectre en énergie permettent de réaliser uniquement une étude qualitative de l'émission retardée $2p$ dans les noyaux ^{31}Ar .

Dans la Figure IV.13 chaque événement $2p$ est représenté par deux points qui se trouvent sur la même ligne horizontale. Les trois lignes horizontales (1), (2) et (3), observées dans le spectre de gauche, correspondent aux trois transitions d'énergies 5,7 MeV (1), 6,3 MeV (2) et 7,6 MeV (3). La projection du spectre en énergie sur l'axe Q_{2p} montrée à la figure de droite met en évidence les trois raies observées aux énergies 5,7 MeV (1), 6,3 MeV (2) et 7,6 MeV (3). Ces trois raies représentent les transitions $2p$ de l'état analogue isobarique (IAS) de ^{31}Cl situé au voisinage de 12,315 MeV vers l'état fondamental et les deux premiers états excités du noyau fils ^{29}P situés aux énergies 1,39 MeV et 1,95 MeV. L'état analogue isobarique n'ayant pas été mis en évidence lors de l'expérience E342as, son énergie a été déduite des travaux de Fynbo et al. [Fyn00]. Lors de ces travaux les deux états excités situés à $E_{x1}=12,310$ MeV et à $E_{x2}=12,320$ MeV, qui décroissent par émission respective des protons d'énergies 6540 keV et 8347 keV vers les états de ^{30}S d'énergies 5,217 MeV et 3,403 MeV, ont été considérés et ont été assimilés à un seul état d'énergie moyenne 12,315 MeV. L'énergie de cet état (IAS) ainsi déterminée sera adoptée dans la suite de ce travail.

La faible statistique de la Figure IV.13 n'a pas permis de distinguer les lignes diagonales et verticales qui permettent souvent d'avancer l'hypothèse d'une émission séquentielle des deux protons observés dans la décroissance $\beta 2p$. Par ailleurs avec une meilleure statistique et des spectres suffisamment propres, une émission séquentielle aurait pu être vérifiée dans les spectres individuels des noyaux ^{31}Ar en observant un pic proton étroit correspondant au premier proton et un pic plus large correspondant au second proton. La largeur du deuxième pic proton est due au recul du noyau intermédiaire (fils) lors de l'émission du premier proton et peut s'expliquer par la dépendance de l'énergie du deuxième proton de l'angle d'émission entre les deux protons.

Dans le spectre représentant la variation de l'énergie disponible Q_{2p} en fonction de l'énergie individuelle d'un proton, une ligne verticale est visible d'une façon distincte au voisinage de l'énergie 3170 keV. Cette ligne verticale correspond à la raie proton la plus intense d'énergie

3173(4) keV observée dans les spectres $\beta\beta$ des noyaux ^{33}Ar . Dans la même figure, à plus basse énergie une ligne diagonale est également observée entre 4200 keV et 5000 keV. Cette ligne correspond à une particule β dont l'énergie varie en fonction de l'angle d'incidence de cette particule dans le détecteur à pistes. Dans le spectre projeté sur l'axe Q_{2p} montré dans la Figure IV.13, une raie est également observée à une énergie comprise entre 4200 keV et 5000 keV. Cette raie correspond à l'association (β -p) d'un proton et d'une particule β représentés respectivement dans le spectre de gauche, qui ne considère que les événements de multiplicité $M=2$, par les deux lignes verticale et diagonale décrites précédemment.

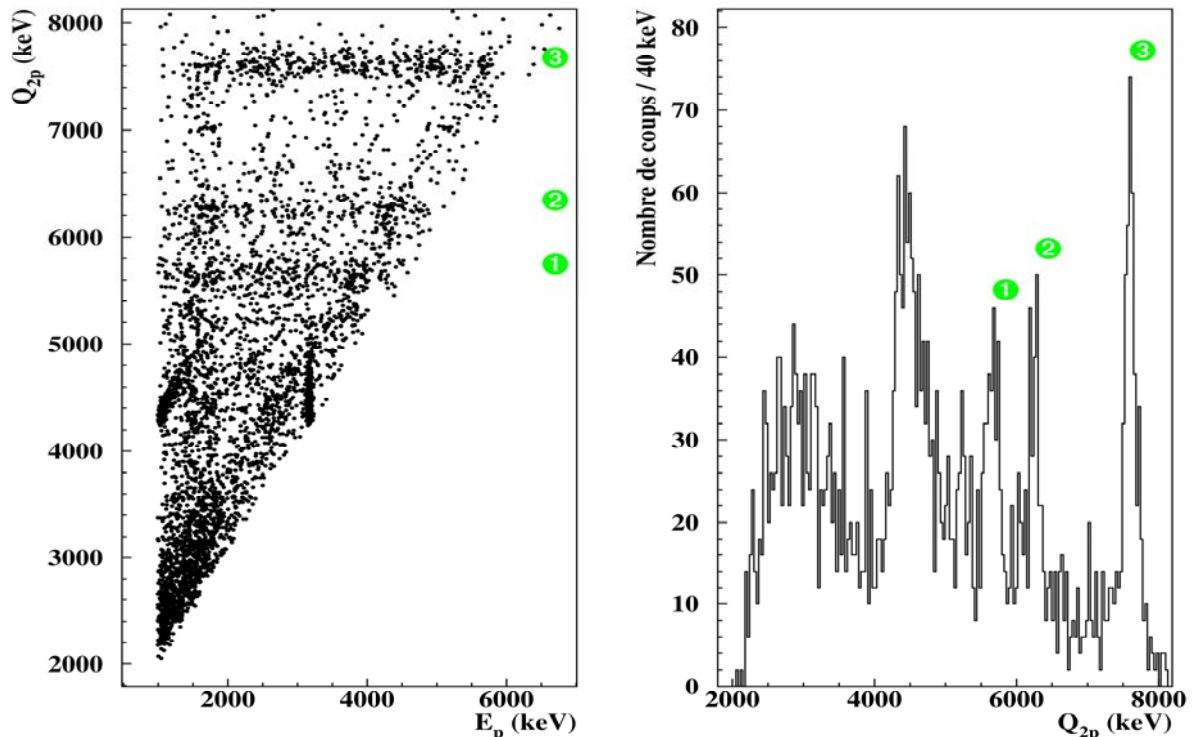


Figure IV.13: A gauche: La mise en évidence des lignes horizontales correspondant aux émissions retardées 2p d'énergies 5,7 MeV, 6,3 MeV et 7,6 MeV dans le spectre donnant la variation de l'énergie disponible Q_{2p} en fonction de l'énergie des protons individuels. A droite: La projection de ce spectre sur l'axe Q_{2p} montre les trois raies (1), (2) et (3) représentant ces trois transitions. La raie observée entre 4200 keV et 5000 keV correspond à l'association d'un proton et d'une particule β .

IV.6.3. Etude des corrélations angulaires observées lors de l'émission $\beta 2p$

L'étude des corrélations angulaires étant nécessaire à la compréhension du mécanisme de l'émission 2p dans les noyaux ^{31}Ar , les distributions angulaires des trois transitions $\beta 2p$ mises en évidence aux énergies 5,7 MeV, 6,3 MeV et 7,6 MeV ont été construites. Ces distributions angulaires tiennent compte de l'angle relatif θ entre les deux protons émis et des énergies disponibles lors des transitions 2p de l'état analogue isobarique IAS ($E_x=12,315$ MeV) de ^{31}Cl vers l'état fondamental et les deux premiers états excités du noyau ^{29}P situés à 1,384 MeV et à 1,950 MeV. L'allure générale de ces distributions données par le nombre de coups collectés tous les 10° dans la Figure IV.14 se rapproche d'une distribution isotrope (sinusoïdale). Cette distribution présente une symétrie par rapport à un angle égal à 90° , qui correspond à l'angle solide maximum. Cependant la faible statistique de ces distributions angulaires et les grandes barres d'erreurs ne permettent pas d'avoir plus d'informations sur le mécanisme d'émission des deux protons.

Les distributions angulaires déterminées expérimentalement pour les trois transitions 2p observées dans ce travail sont comparées aux distributions obtenues par simulation dans le cas d'une émission isotrope [Mat08] dans la Figure IV.14. Les simulations des distributions angulaires type Monte Carlo tiennent compte de la géométrie du système de détection «Cube Silicium» et de la perte d'énergie des protons dans les détecteurs Silicium et considèrent l'émission des deux protons comme isotrope. Le bon accord observé entre les distributions angulaires expérimentales et simulées montrent que l'émission retardée 2p est bien isotrope. Cette émission isotrope permet d'avancer l'hypothèse d'une émission séquentielle de ces deux particules lors des trois transitions mises en évidence aux énergies respectives 5,7 MeV, 6,3 MeV et 7,6 MeV.

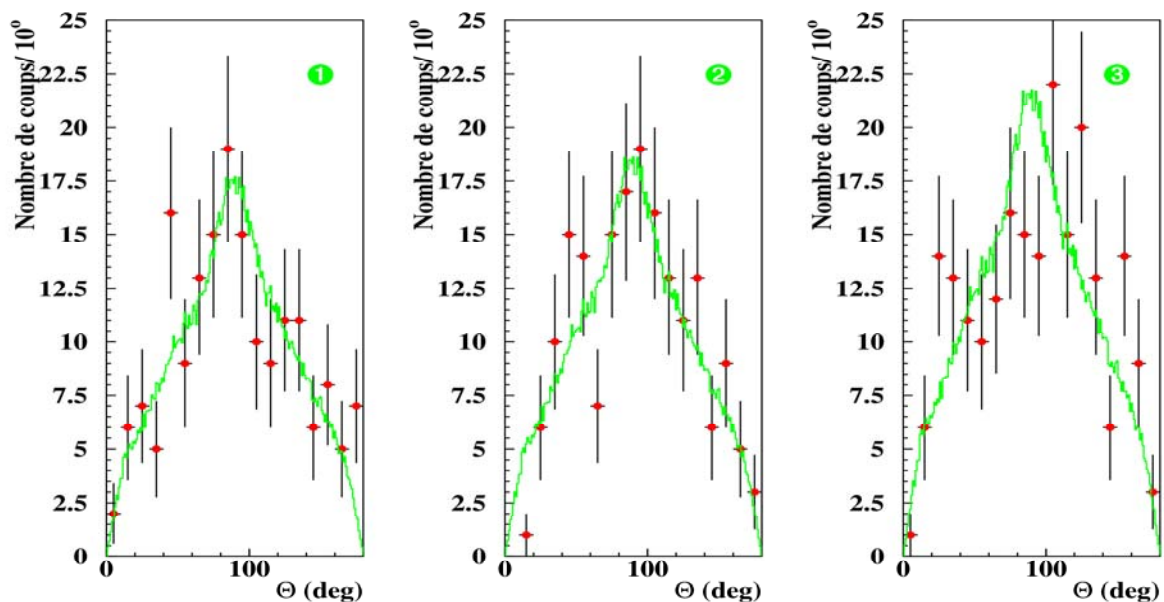


Figure IV.14: Les distributions angulaires des deux protons émis lors de la décroissance β_{2p} à partir de l'état analogue isobarique du noyau ^{31}Cl vers l'état fondamental (1) et les deux premiers états excités (2) et (3) du noyau ^{29}P . Ces distributions sont comparées aux distributions déterminées par simulation dans le cas d'une émission isotrope pour les trois transitions observées aux énergies respectives 5,7 MeV, 6,3 MeV et 7,6 MeV [Mat08].

IV.6.4. Discussion

La décroissance β_{2p} étudiée lors de l'expérience E342as se caractérise par une faible statistique et seules trois transitions 2p ont pu être mises en évidence d'une façon distincte aux énergies respectives 5,7 MeV, 6,3 MeV et 7,6 MeV. Ces transitions désexcitent l'état analogue isobarique du noyau ^{31}Cl vers les trois premiers états du noyau ^{29}P .

Dans les travaux de Fynbo et al. [Fyn00], la statistique obtenue a permis de mettre en évidence plusieurs états excités d'énergies supérieures à 5,136 MeV dans le noyau ^{30}S qui seraient directement alimentés par l'émission du premier proton à partir de l'IAS de ^{31}Cl et qui décroissent à leur tour par émission du second proton vers les trois premiers états du noyau ^{29}P . Le passage par des états intermédiaires du noyau fils ^{30}S rend compte d'une émission séquentielle des deux protons lors de la décroissance β_{2p} des noyaux ^{31}Ar .

Les résultats donnés dans les travaux de Fynbo et al. [Fyn00] combinés aux observations et aux résultats déterminés lors de cette analyse ont permis d'établir le schéma de décroissance partiel du noyau ^{31}Ar de la Figure IV.15. Dans cette figure, seules les transitions β_{2p} sont indiquées afin de ne pas encombrer le schéma de décroissance. Ces transitions désexcitent l'état analogue isobarique situé à 12,315 MeV vers les états intermédiaires du noyau ^{30}S qui

décroissent à leur tour vers l'état fondamental du noyau ^{30}P . Les trois autres transitions à partir de l'IAS passent par les états intermédiaires d'énergies 7,485 MeV, 7,598 MeV et 7,693 MeV, comme montrés dans les travaux de Fynbo et al. [Fyn00], qui décroissent respectivement vers le premier état excité (1,39 MeV) et le deuxième état excité (1,95 MeV) du noyau ^{29}P .

D'autres émissions retardées 2p à partir des états alimentés par les transitions de Gamow Teller des noyaux ^{31}Ar sont possibles et ont été mises en évidence dans les travaux antérieurs [Fyn00]. Bien que ces transitions 2p n'aient pas été observées dans ce travail à cause de la faible statistique, elles seront prises en compte pour l'élaboration du schéma de décroissance. Ces décroissances sont moins intenses que celles qui désexcitent l'IAS. De telles transitions ont été observées pour la première fois par Fynbo et al. [Fyn00] aux énergies $Q_{2p}=1,97$ MeV, $Q_{2p}=2,7$ MeV, $Q_{2p}=3,9$ MeV et $Q_{2p}=4,77$ MeV et correspondent à des énergies d'excitations du noyau fils ^{31}Cl entre 7 MeV et 9 MeV.

La mise en évidence des émissions 2p d'énergies 1,97 MeV, 2,70 MeV et 4,77 MeV à partir des états alimentés lors des transitions de Gamow Teller [Fyn00], a permis de compléter le schéma décroissance des noyaux ^{31}Ar . Ces trois transitions sont observées dans les travaux antérieurs lors de la décroissance par émission d'un premier proton des états excités du noyau ^{31}Cl situés aux énergies respectives 6,672 MeV, 7,380 MeV et 9,436 MeV. L'état intermédiaire d'énergie 5,217 MeV du noyau ^{30}S [Fyn00] ainsi alimenté émet un deuxième proton vers l'état fondamental du noyau ^{29}P . Ces transitions sont représentées dans le schéma partiel de décroissance $\beta 2p$ des noyaux ^{31}Ar donné dans la Figure IV.15. Les énergies disponibles lors de ces transitions ainsi que les énergies individuelles assimilées aux deux protons dans les travaux de Fynbo et al. [Fyn00] sont regroupées dans le Tableau IV.7. Dans ce tableau les énergies E_{p2} du deuxième proton ne sont pas déterminées avec précision car les raies correspondant au second proton sont élargies alors que le premier proton est souvent représenté par un pic étroit.

Tableau IV.7: Les valeurs des énergies disponibles lors des émissions $\beta 2p$ à partir des états alimentés par les transitions de Gamow Teller du noyau ^{31}Cl . Dans les colonnes 2 et 3 les énergies individuelles des deux protons émis sont notées [Fyn00].

| $Q_{2p}(\text{MeV})$ | $E_{p1}(\text{MeV})$ | $E_{p2}(\text{MeV})$ |
|----------------------|----------------------|----------------------|
| 1,97 | 1,1 | 0,7 - 0,85 |
| 2,70 | 1,8 | 0,6 - 0,80 |
| 4,77 | 3,8 | 0,6 - 0,70 |

Le type de mécanisme de l'émission retardée 2p, peut être également déterminé à l'aide des distributions angulaires. Dans le cas des noyaux ^{31}Ar , les distributions angulaires mesurées dans ce travail sont compatibles avec une émission isotrope. L'émission des deux protons est alors isotrope et cela pourraient appuyer l'hypothèse d'une émission séquentielle.

Ainsi à l'issue de l'analyse des spectres en énergie Q_{2p} et des distributions angulaires et malgré la faible statistique obtenue lors de l'expérience E342as, il apparaît que l'émission retardée 2p observée dans les noyaux ^{31}Ar est bien isotrope et séquentielle.

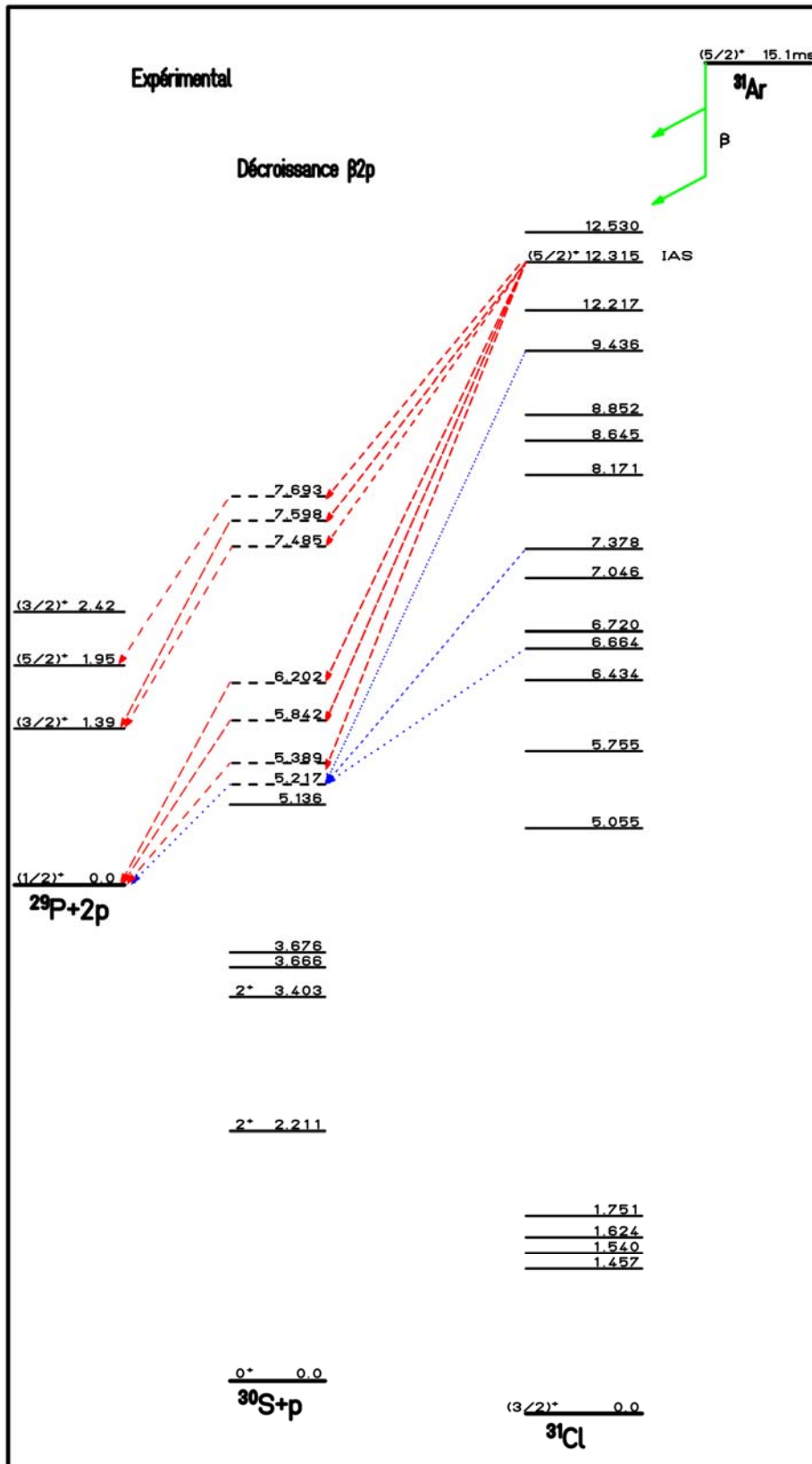


Figure IV.15: Schéma partiel de décroissance des noyaux ³¹Ar mettant en évidence les décroissances $\beta 2p$. Dans ce schéma les émissions séquentielles 2p à partir de l'état analogue isobarique et des états alimentés lors des transitions de Gamow Teller de ³¹Cl sont représentées en tirets (rouge) et en pointillés (bleu).

IV.7. Conclusion

L'analyse des données relatives aux noyaux ^{31}Ar a travers une étude minutieuse des décroissances $\beta\gamma$ et βp et $\beta p\gamma$ a permis de mettre en évidence plusieurs émissions $1p$ et quelques rayonnements de désexcitations γ malgré la faible statistique obtenue lors de l'expérience E342as et la contamination des spectres considérés. Les groupes de protons observés dans ce travail, qui alimentent l'état fondamental et les deux premiers états excités situés à 2,211 MeV et 3,403 MeV des noyaux ^{30}S , ainsi que les rapports d'embranchement déterminés confirment les résultats obtenus dans les travaux antérieurs de Axelsson et al. et de Fynbo et al. [Axe98, Fyn00].

Bien que la faible statistique obtenue lors de cette expérience n'ait pas permis de réaliser une étude quantitative de la décroissance $\beta 2p$, trois émissions retardées $2p$ ont néanmoins été mises en évidence dans ce travail. En effet les trois raies observées dans les spectres en énergie Q_{2p} correspondent aux émissions $2p$ d'énergies respectives 5,7 MeV, 6,3 MeV et 7,6 MeV à partir de l'état analogue isobarique.

Par ailleurs, l'analyse qualitative des spectres Q_{2p} réalisée dans cette partie combinée à l'étude des corrélations angulaires entre les deux protons émis lors des décroissances $\beta 2p$ observées a montré que l'émission des deux protons est isotrope et (a confirmé) et a permis d'avancer l'hypothèse de l'émission séquentielle des deux protons émis à partir de l'état analogue isobarique (IAS) du noyau fils ^{31}Cl .

Conclusion

Le présent travail s'inscrit dans le cadre d'un programme de recherches qui porte sur l'étude des noyaux riches en protons qui se trouvent loin de la vallée de stabilité. Le but principal de ce programme est la production de ces noyaux avec une bonne statistique et l'étude de leurs propriétés à travers les différents modes de décroissances.

L'expérience E342as a permis de recueillir des données relatives aux deux isotopes ^{31}Ar et ^{33}Ar dont l'analyse a permis de mettre en évidence de nombreux états non liés dans ces noyaux et d'atteindre des états excités à haute énergie à travers l'étude de l'ensemble des décroissances observées dans ce travail ($\beta\gamma$, βp , $\beta p\gamma$ et $\beta 2p$). Le dispositif expérimental constitué du « Cube Silicium » et des trois détecteurs Germanium utilisés respectivement pour la détection des particules chargées (protons et β) et pour les rayonnement de désexcitations γ a permis de réaliser une étude complète des noyaux ^{33}Ar et une étude globale et qualitative des noyaux ^{31}Ar .

L'analyse des données des noyaux ^{33}Ar a permis de déterminer un grand nombre de paramètres spectroscopiques. Parmi ces paramètres, les énergies d'excitation des états émetteurs des protons et des rayonnements γ mis en évidence dans ce travail et les rapports d'embranchement correspondants ont permis d'établir le schéma de décroissance des noyaux ^{33}Ar . Par ailleurs la comparaison des résultats expérimentaux aux calculs théoriques donnés par le modèle en couches en utilisant l'interaction USD a révélé un excellent accord entre la théorie et l'expérience. Cela confirme que le modèle en couches reproduit bien les résultats expérimentaux en particulier pour la couche sd ($8 < Z < 20$) considérée dans ce travail. La confrontation des forces de Gamow Teller expérimentales et théoriques a permis de déterminer le facteur de *quenching* de l'ordre de 0,5 introduit pour tenir compte de la force manquante débattue depuis plusieurs décennies.

L'analyse des données relatives aux noyaux ^{31}Ar et l'étude des modes de décroissances $\beta\gamma$, βp et $\beta p\gamma$ mis en évidence dans ce travail a permis d'identifier les raies γ et $1p$ observées dans les différents spectres et de déterminer les énergies d'excitations des états atteints et les rapports d'embranchement correspondants. L'étude qualitative des décroissances $\beta 2p$ réalisée lors de cette analyse a conduit à la mise en évidence de trois émissions $2p$ d'énergies respectives 5,7 MeV, 6,3 MeV et 7,6 MeV à partir de l'état analogue isobarique des noyaux ^{31}Cl . Ces émissions passent par des états intermédiaires du noyau ^{30}S puis arrivent sur les trois premiers états du noyau ^{29}P et mettent ainsi en évidence le mécanisme de l'émission séquentielle. Ce mécanisme est par ailleurs confirmé par l'étude des corrélations angulaires observées entre les deux protons émis. Les résultats obtenus dans ce travail ont été combinés aux résultats des travaux antérieurs et ont permis d'établir un schéma partiel de décroissance des noyaux ^{31}Ar .

Ainsi les résultats expérimentaux déduits de l'expérience E342as sont très riches et en bon accord avec les travaux antérieurs. La précision et la richesse de ces résultats sont essentiellement dues à la géométrie particulière, la haute efficacité et la grande granularité du système de détection « Cube Silicium ».

Les développements des dispositifs de détection entrepris depuis quelques années par les physiciens nucléaires permettront d'améliorer la couverture angulaire qui est actuellement de l'ordre de 50%. Cette amélioration conduira à une meilleure précision des résultats obtenus.

Les nombreuses difficultés rencontrées lors de l'analyse des données de l'expérience E342as et qui sont liées aux faibles taux de production des noyaux étudiés (^{31}Ar , ^{33}Ar) et à la contamination des données collectées lors de cette expérience ont conduit à la programmation et à la réalisation d'une expérience similaire auprès de ISOLDE (CERN) en juillet 2009. Lors de cette expérience dédiée à l'étude des noyaux ^{31}Ar en utilisant le dispositif expérimental «Cube Silicium», la statistique était meilleure mais les taux de production n'étaient pas suffisants. En effet le taux de production atteint au début de cette expérience et déterminé lors de l'analyse préliminaire en ligne était de l'ordre de $7\ ^{31}\text{Ar/s}$, mais rapidement ce taux a diminué jusqu'à atteindre la valeur de $1\ ^{31}\text{Ar/s}$. L'origine de ce faible taux de comptage pourrait être due au fait que la cible utilisée lors de cette expérience ait fondue sous la forte intensité du faisceau incident. Cependant, l'analyse des données de cette expérience devrait conduire à la mise en évidence des décroissances $\beta 2p$ et $\beta 3p$ et à l'étude des corrélations entre les particules émises. Cela permettrait de compléter les données expérimentales disponibles sur les noyaux ^{31}Ar et de préciser le mécanisme d'émission des deux protons retardés dans ces noyaux.

Les développements techniques conduits ces dernières années et les nouvelles installations en cours d'étude telles que DESIR à SPIRAL2/GANIL permettront d'atteindre une statistique meilleure que celle dont on dispose actuellement. Un intérêt particulier sera porté aux noyaux émetteurs deux protons tels que ^{35}Ca , ^{27}S , ^{22}Si et ^{23}Si et à l'étude détaillée du mécanisme de la décroissance $\beta 2p$ dans ces noyaux. L'étude de l'émission retardée $2p$ dans ces noyaux constitue un outil indispensable pour la compréhension du mécanisme de cette émission qui n'est pas encore bien compris. En effet, les rares études menées jusque là sur les décroissances $\beta 2p$ ont révélé la nature séquentielle de ces émissions, mais la possibilité de la contribution d'une émission corrélée n'est pas exclue.

BIBLIOGRAPHIE

- [Adi10] N. Adimi, R. Domingues-Reyes, M. Alcorta et al., Phys. Rev. C 81 (2010) 024311.
- [ADN93] Fermi et ETFSI (Extended Thomas Fermi and Strutinski Integral) (ADNDT 61 (1993) 127).
- [Ale76] M.M. Aleonard, Ph. Hubert, L. Sarger et al., Nucl. Phys. A 257 (1976) 490.
- [Ann87] R. Anne, D. Bazin, A.C. Mueller et al., Nucl. Instrum. Meth. A 257 (1987) 215.
- [Ari99] A. Arima, Nucl. Phys. A 649 (1999) 260c.
- [Aud03] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot et al., Nucl. Phys. A 729 (2003) 3.
- [Axe98] L. Axelsson, J. Äystö, M.J.G. Borge et al., Nucl. Phys. A 634 (1998) 475; Nucl. Phys. A 628 (1998) 345.
- [Baz92] D. Bazin, R. Del Moral, J.P. Dufour et al., Phys. Rev. C 45 (1992) 69.
- [Ber82] G.F. Bertsch et I. Hamamoto, Phys. Rev. C 26 (1982) 1323.
- [Bet36] H.A. Bethe et R.F. Bacher, Rev. Mod. Phys. 8 (1936) 82.
- [Bla05] B. Blank, A. Bey, G. Canchel et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 232501.
- [Boc92] O.V. Bochkarev, A.A. Korshennikov, E.A. Kuzmin et al., Sov. J. Nucl. Phys. 55 (1992) 955; Nucl. Phys. A 505 (1989) 215.
- [Borg87] M.J.G. Borge, P. Dessagne, G.T. Ewan, Phys. Scr. 36 (1987) 218.
- [Borg89] M.J.G. Borge, P.G. Hansen, B. Jonson et al., Z. Phys. A 332 (1989) 413.
- [Borg00] M.J.G. Borge et H.O.U. Fynbo, Hyperfine Interaction 129 (2000) 97.
- [Bor91] V. Borrel, J.C. Jacmart, F. Pougheon et al., Nucl. Phys. A 531 (1991) 353.
- [Bri03] P. Bricault, M. Dombisky, A. Dowling, et al., Nucl. Instrum. Meth. B 204 (2003) 319.
- [Bro85] B.A. Brown et B.H. Wildenthal, At. Data Nucl. Data Tab. 34 (1985) 347.
- [Bro88] B.A. Brown et B.H. Wildenthal, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 38 (1988) 29.
- [Bro91] B.A. Brown, Phys. Rev. C 43 (1991) 1513.

- [Bro06] B.A. Brown et W.A. Richter, Phys. Rev. C 74 (2006) 034315.
- [Bro08] B.A. Brown, communication privée.
- [Cau94] E. Caurier et A.P. Zucker, A. Poves et al., Phys. Rev. C 50 (1994) 225.
- [Des02] P. Dessagne, Contribution à l'école Joliot-Curie de physique nucléaire « La décroissance bêta, un outil pour la spectroscopie » (2002) 322.
- [Dos07] C. Dossat, N. Adimi, B. Blank et al., Nucl. Phys. A 792 (2007) 18.
- [Duf96] M. Dufour et A.P. Zuker, Phys. Rev. C 54 (1996) 1641.
- [End90] P.M. Endt, Nucl. Phys. A 521 (1990) 1.
- [Fer34] E. Fermi, Z. Phys. 88 (1934) 161.
- [Fir96] R.B. Firestone, Table of Isotopes, Eleventh Edition, John Wiley & Sons, Inc. (1996).
- [Fyn00] H. Fynbo, M.J.G. Borge, L. Axelsson et al., Nucl. Phys. A 677 (2000) 38.
- [GAN] <http://pro.ganil-spiral2.eu/users-guide/accelerators/spiral-beams>.
Page web du grand accélérateur des ions lourds GANIL, France.
- [Gei92] H. Geissel, P. Armbruster, K.H. Behr et al., Nucl. Instrum. Meth. B 70 (1992) 286.
- [Gio02] J. Giovinazzo, B. Blank, M. Chartier et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 102501.
- [Gol66] V.I. Goldanskii, Ann. Rev. Nucl. Sci. 16 (1966) 1.
- [Har65] J.C. Hardy et B. Margolis, Phys. Lett. 15 (1965) 276.
- [Har71] J.C. Hardy, J.E. Esterl, R.G. Sextro et al., Phys. Rev. C 3 (1971) 700.
- [Har90] J.C. Hardy et I.S. Towner, Phys. Rev. C 79 (2009) 055502.
- [Hax49] O. Haxel, Phys. Rev. 75 (1949) 1766.
- [Hey90] K.L.G. Heyde, *The nuclear shell model*, Ed. Springer and Verlag (1990).
- [Hon96] A. Honkanen, L. Axelsson, J. Äystö et al., Nucl. Phys. A 611 (1996) 47.
- [Hua76] K.N. Huang, M. Aoyagi et M.H. Chen, At. Data Nucl. Data Tab. 18 (1976) 243.
- [Iko76] P.G. Ikossi, T.B. Clegg, W.W. Jacobs et al., Nucl. Phys. A 274 (1976) 1;
A 279 (1977) 532.

- [INFN] <http://www.lns.infn.it/>
Page web de l'Institut National de Physique Nucléaire : Laboratoire du Sud d'Italie.
- [Ish92] M. Ishihara et T. Matsuo, Nucl. Instrum. Meth. A 538 (1992) 309c.
- [Kry95] R.A. Kryger, A. Azhari, M. Hellstrom et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 860.
- [Kug00] E. Kugler, Hyp. Int. 129 (2000) 23.
- [Kuo68] T.T.S. Kuo et G.E. Brown, Nucl. Phys. A 114 (1968) 241.
- [Len86] W.N. Lennard, H. Geissel, K.B. Winterbon et al., Nucl. Instrum. Meth. A 248 (1986) 454.
- [Mat08] I. Matea, Communication privée 2008.
- [Mat09] I. Matea, N. Adimi, B. Blank et al., Nucl. Instrum. Meth. A 607 (2009) 576.
- [Mau98]. Thèse de Doctorat présentée par L. Maunoury à l'Université de CAEN (1998).
- [May49] M.G. Mayer, Phys. Rev. 75 (1949) 1969.
- [Mor03] D.J. Morrissey, B.M. Sherrill, M. Steiner et al., Nucl. Instrum. Meth. B 204 (2003) 90.
- [Mue91] A.C. Mueller et R. Anne, Nucl. Instrum. Meth. B 56 (1991) 559.
- [Mül84] W. Müller, B.C. Metsch, W. Knüpfer et al., Nucl. Phys. A 430 (1984) 61.
- [Pfü02] F. Osterfeld, Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 491.
- [Per04] Thèse de Doctorat présentée par Frédéric Perrot à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg (2004).
- [Pfü02] M. Pfützner, E. Badura, C. Bingham et al., Eur. Phys. J. A 14 (2002) 279.
- [Pyl02] M.C. Pyle, A. Garcia, E. Tatar et al., Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 122501.
- [Ram09] Thèse de Doctorat présentée par E. M. Ramirez au CSNSM d'Orsay (2009).
- [Rav89] H. Ravn, B.W. Allardyce; D.A. Bromley (Ed.), *Treatise on Heavy Ion Science*, vol. 8 (1989) 363.
- [Ree64] P.L. Reeder, A.M. Poskanzer et R.A. Esterlund, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 767.
- [Sch93] D. Schardt et K. Riisager, Z. Phys. A 345 (1993) 265.

- [Sher91] B.M. Sherrill, D.J. Morrissey, J.A. Wingern, Nucl. Instrum. Meth. B 56 (1991) 1106.
- [Sim00] J. Simpson, F. Azaiez et G. De France, EXOGAM Collaboration, Acta. Phys. Hung. New Ser.: Heavy Ion Phys. 11 (2000) 159.
- [Sin98] B. Singh, J.L. Rodriguez et S.S.M. Wong, Nucl. Data. Sheets 84 (1998) 487.
- [Sor94] P. Sortais, *Recent progress in making highly charged ion beams, Proceedings of the 7th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions, Vienna-Autriche* (1994).
- [Str03] D.W. Stracener, Nucl. Instrum. Meth. B 204 (2003) 42.
- [Sze91] J. Szerypo, D. Bazin, B.A. Brown et al., Nucl. Phys. A528 (1991) 203.
- [Tho04] J.C. Thomas, L. Achouri, J. Äystö et al., Eur. Phys. J. A 21 (2004) 419.
- [Val82] L. Valentin, Physique Subatomique, Edition (1982).
- [Val89] L. Valentin, Noyaux et Particules, Modèles et Symétries, Herman Editeurs des sciences et des arts (1989) 337.
- [Wap71] A.H. Wapstra and N.B. Gove, Nucl. Data A 9 (1971) 267, 357.
- [Wak97] T. Wakasa, H. Sakai, H. Okamura et al., Phys. Rev. C 55 (1997) 2909.
- [Wei35] C.F. von Weizsäcker, Z. Phys. 96 (1935) 431.
- [Wil95] D.H. Wilkinson, Nucl. Instrum. Meth. A 365 (1995) 487.
- [Zie08] J. F. Ziegler, SRIM, *Stopping and Range of Ions in Matter*, Edition 2008.
<http://www.srim.org/>