



HAL
open science

Molécules nucléaires et leurs modes de désexcitation : le cas du ^{48}Cr et de la réaction résonante $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$

Marie-Delphine Salsac

► **To cite this version:**

Marie-Delphine Salsac. Molécules nucléaires et leurs modes de désexcitation : le cas du ^{48}Cr et de la réaction résonante $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2006. Français. NNT : . tel-00391589

HAL Id: tel-00391589

<https://theses.hal.science/tel-00391589>

Submitted on 4 Jun 2009

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

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

THESE

présentée et soutenue publiquement le 11 décembre 2006

pour l'obtention du grade de

**Docteur de l'Université Louis Pasteur de
Strasbourg**

Spécialité Physique Subatomique

par **Marie-Delphine SALSAC**

**Molécules nucléaires et leurs modes de désexcitation :
le cas du ^{48}Cr et de la réaction résonante $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$.**

devant la commission d'examen :

Florent Haas
Jerzy Dudek

Philippe Chomaz
Brian Fulton
Alan Wuosmaa

Directeur de thèse
Président du jury
Rapporteur interne
Rapporteur externe
Rapporteur externe
Examineur

Remerciements

Voici peut-être l'exercice le plus difficile que j'ai eu à faire durant ma thèse...

Commençons par le commencement.. au début il y eu Florent qui m'a acceptée auprès de lui et qui, je tiens à le souligner, a réussi à me transmettre le virus de la physique et de la recherche. Que de voyages, et de soirées ici ou ailleurs à refaire le monde de la physique et le monde tout court! Florent, sans ton acharnement et ta présence, je ne serais jamais arrivée à un tel résultat. Merci d'avoir été là à tous moments, de m'avoir soutenue dans toutes les circonstances et d'avoir cru en moi.

Messieurs les membres du jury, merci pour la lecture minutieuse de mon manuscrit et pour vos différents commentaires. Je vous remercie également pour votre soutien précieux de fin et d'après thèse et surtout d'avoir accepté de parcourir tant de kilomètres pour venir dans notre belle Alsace le jour dit.

Ma grande crainte étant d'oublier de citer quelqu'un.. je vais y remédier en évitant tout prénom ou nom! Aie ça y est! C'est à cet endroit précis que j'ai peut-être froissé tout le monde! Désolée. Je continue donc par tirer mon chapeau à l'ensemble de la fine équipe Cluster et à tous les fanas de molécules (ou toupies!) en tout genre. Votre optimisme, votre aide et votre soutien tout au long de ma thèse, votre bonne humeur, vos mots d'humour et tout simplement votre présence toujours amicale, que ce soit au labo ou lors de longues soirées de manip, ont embelli mon quotidien.

Je n'oublie évidemment pas le groupe CAN et ses différents membres qui m'ont accueillie au sein de leur équipe et encouragée tout au long de mon parcours. Leur appui et leurs petites taquineries (promis la prochaine fois il n'y aura qu'un seul traiteur! Quoi qu'il faille savoir voir les choses en grand!) m'ont bien stimulée.

J'aimerais dire ma reconnaissance à toutes les personnes (de Strasbourg et d'ailleurs) qui ont collaboré avec moi durant ces trois années. Votre contact et votre disponibilité ont permis de mener à bien ce travail et d'enrichir mes connaissances dans les différents domaines de la physique.

Enfin nos thèses ne pourraient pas voir le jour sans toutes ces 'petites mains' de l'ombre, ô combien indispensables, qui gèrent nos ordinateurs, nos détecteurs, nos problèmes de mécanique, nos missions, nos papiers en tout genre... bref toutes nos lubies de savants (!) fous! Merci à

vous tous de nous permettre de travailler dans les meilleures conditions.

Passons à présent au côté récréatif.. Vous tous, les 'noceurs' de l'IPHC, compagnons de tarot, de cafés, de pots ou de soirées (ils se reconnaîtront sûrement), merci d'avoir toujours répondu présents à l'appel de la fête et d'avoir ainsi égaillé mes journées, mes soirées ou week end durant ma thèse. Rien n'est plus important que l'équilibre psychologique du thésard!! Merci aussi pour tous vos coups de mains.

J'arrive aux amis fidèles, ceux qui sont toujours restés présents depuis la maternelle, le collège, le lycée ou la fac. Merci à vous pour votre présence à mes côtés, vos encouragements et votre réconfort. Vous avez toujours su me montrer votre attachement et avez réussi à me distraire de ma thèse. Et surtout rassurez vous, je sais que vous n'avez jamais rien compris à ce que je faisais, mais je ne vous en veux pas pour autant !

J'ai bientôt fini mon petit tour d'horizon. J'arrive donc aux personnes qui ont fait de moi ce que je suis, mes Parents. C'est à vous que je dédie cette thèse, puisque c'est l'aboutissement de 26 années d'apprentissage qui n'auraient pas pu être ce qu'elles ont été sans vous. Vous m'avez aimée, choyée, épaulée, soutenue, encouragée, supportée. Vos valeurs et votre sens de l'effort, du travail, mais aussi des voyages et des langues ..., tout a contribué à faire aboutir mon parcours. Merci pour tout.

Je ne t'oublie pas, toi, Anne-Virginie. Tu as participé à cet édifice, tu m'as toujours aidée, soutenue (surtout quand je ne croyais pas en moi), tu as toujours été et seras toujours à mes côtés quelques soient les circonstances. Mon plus bel exemple, j'espère avoir été à la hauteur... Je fais également un petit clin d'oeil à tous les autres membres de ma famille d'ici ou d'ailleurs. Enfin, last but not least, quoi te dire.. tout simplement merci à toi d'être là.

Marie-Delphine

Table des matières

1	Introduction	11
2	La réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$	15
2.1	La résonance $J^\pi=36^+$	15
2.2	Les caractéristiques de cette résonance	17
2.3	L'objectif des deux expériences	19
2.3.1	Où va le flux manquant ?	20
2.3.2	Les deux expériences réalisées à Legnaro	23
3	Déexcitation de la résonance vers les voies inélastiques : l'expérience auprès de PRISMA et CLARA	27
3.1	L'expérience PRISMA-CLARA	27
3.2	Les détecteurs PRISMA et CLARA	29
3.2.1	Quelques généralités sur PRISMA	29
3.2.2	Identification en Z	30
3.2.3	Détermination du temps de vol et identification en masse	32
3.2.4	Détection des gamma dans CLARA	33
3.3	Les voies de sortie de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$	34
3.3.1	La voie Carbone	38
3.3.2	La voie Silicium	40
3.3.3	La voie Oxygène	42
3.3.4	La voie Néon	44
3.3.5	Normalisation des mesures ON et OFF résonance	46
3.4	La voie binaire $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$	47
3.4.1	La détection des fragments ^{24}Mg	47
3.4.2	La courbe d'efficacité de CLARA	50
3.4.3	Le spectre γ de ^{24}Mg	50
3.5	Les résultats obtenus pour la voie $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$	52
3.5.1	Quelques rappels sur les résonances dans $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$	52
3.5.2	Les sélections sur le spectre en Q	53
3.5.3	Les résultats	55
4	Déexcitation (éventuelle) de la résonance vers les voies de fusion/évaporation : l'expérience auprès de GASP et EUCLIDES	59
4.1	Les détecteurs GASP et EUCLIDES	59
4.2	Analyse des spectres gamma	62
4.2.1	Identification des voies	66
4.2.2	La voie $^{45}\text{Ti} + 2\text{pn}$	69

4.2.3	La voie $^{44}\text{Sc} + 3\text{pn}$	71
4.2.4	La voie $^{42}\text{Ca} + \alpha 2\text{p}$	72
4.2.5	La voie $^{41}\text{Ca} + \alpha 2\text{pn}$	76
4.2.6	La voie $^{41}\text{K} + \alpha 3\text{p}$	77
4.2.7	La voie $^{39}\text{K} + 2\alpha\text{p}$	79
4.2.8	La voie $^{38}\text{Ar} + 2\alpha 2\text{p}$	81
4.2.9	La voie $^{37}\text{Ar} + 2\alpha 2\text{pn}$	83
4.3	La détermination du rapport ON/OFF résonance	85
4.3.1	Les précautions prises	85
4.3.2	Rapport ON/OFF pour les différentes voies observées	87
5	Discussion	99
6	Conclusion	111

Table des figures

1.1	L'énergie d'excitation des états yrast ($J^\pi = 0^+$ à 16^+) et des états résonants ($J^\pi = 36^+$ à 40^+) de ^{48}Cr en fonction de $J(J+1)$	12
2.1	Les fonctions d'excitation des voies inélastiques dans la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$	15
2.2	Paramétrisation de la section efficace de fusion mesurée de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ en fonction de l'inverse de l'énergie dans le centre de masse.	17
2.3	La barrière de fission de ^{48}Cr en fonction du moment angulaire.	18
2.4	Résultats du code Cacarizo pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à une énergie de 91,4 MeV. Répartition de la section efficace de fusion pour $Z=18$ à 21 pour un moment angulaire J allant de 0 à 36 et pour $J=36$	21
2.5	Résultats du calcul Cacarizo pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à une énergie de 91,4 MeV pour $J=36$. Répartition de la section efficace de fusion dans les différents noyaux.	22
2.6	Les deux expériences réalisées pour la résonance $J^\pi=36^+$ concernant la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ au LNL à Legnaro.	23
3.1	Schéma général du détecteur PRISMA.	30
3.2	Vue du spectromètre PRISMA.	31
3.3	Vue de la chambre d'ionisation.	32
3.4	Vue du MWPPAC.	33
3.5	Vue du détecteur CLARA.	34
3.6	Vue schématique du détecteur CLARA et du spectromètre PRISMA.	35
3.7	Distribution en Z des fragments dans les réactions induites par ^{24}Mg et obtenue par les chambres d'ionisation de PRISMA.	37
3.8	La position dans le plan focal en fonction de l'état de charge pour le fragment ^{12}C	38
3.9	L'angle θ en fonction de β pour ^{12}C dans l'état de charge $q=5^+$	39
3.10	L'angle θ en fonction de Q pour ^{12}C avec $q=5^+$	39
3.11	La position dans le plan focal en fonction de l'état de charge pour ^{28}Si	40
3.12	L'angle θ en fonction de β pour ^{28}Si dans l'état de charge $q=10^+$	41
3.13	L'angle θ en fonction de β pour ^{28}Si dans l'état de charge $q=11^+$	41
3.14	Spectre γ en fonction de β pour ^{28}Si	42
3.15	La position dans le plan focal en fonction de l'état de charge pour ^{16}O	43
3.16	L'angle θ en fonction de β pour ^{16}O dans l'état de charge $q=6^+$	43
3.17	Spectre γ en fonction de β pour ^{16}O dans l'état de charge $q=6^+$	44
3.18	La position dans le plan focal en fonction de l'état de charge pour la voie ^{20}Ne	45
3.19	L'angle θ en fonction de β pour ^{20}Ne dans l'état de charge $q=9^+$	45
3.20	Spectre γ en fonction de β pour ^{20}Ne dans l'état de charge $q=9^+$	46
3.21	La position dans le plan focal en fonction de l'état de charge pour ^{24}Mg	48
3.22	L'angle θ en fonction de β pour le fragment ^{24}Mg dans l'état de charge $q=9^+$	48

3.23	L'angle θ en fonction de β pour le noyau ^{24}Mg dans l'état de charge $q=10^+$. . .	49
3.24	L'angle θ en fonction de Q pour la voie binaire $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$	49
3.25	Spectre d'énergie d'excitation pour la voie binaire $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ avec détection du fragment ^{24}Mg dans PRISMA.	50
3.26	L'efficacité relative de CLARA en fonction de l'énergie E_γ	51
3.27	Spectre γ en coïncidence avec les fragments ^{24}Mg	52
3.28	Transitions γ observées dans ^{24}Mg	53
3.29	Spectre γ en fonction de Q pour la voie ^{24}Mg	54
3.30	Différents spectres en Q , A : Spectre total sans condition sur les γ , B : Spectre avec une fenêtre sur la transition 2_1^+ vers 0_1^+ , C : Spectre avec une fenêtre sur la transition 4_1^+ vers 2_1^+ , D : Spectre avec une fenêtre sur les γ d'énergie supérieure à 3 MeV.	55
3.31	Spectre Q avec la définition de ses fenêtres.	56
3.32	Rapport ON/OFF de l'intensité des transitions de ^{24}Mg pour les différentes régions du spectre en Q	57
3.33	L'alimentation directe des états de ^{24}Mg ON résonance.	58
4.1	Vue du multidétecteur gamma GASP.	60
4.2	Vue du détecteur de particules chargées EUCLIDES.	61
4.3	Vue de l'ensemble GASP + EUCLIDES.	62
4.4	Un exemple de matrice ΔE - E pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ dans EUCLIDES. .	63
4.5	Spectres γ enregistrés dans différentes conditions à 90°	64
4.6	Le spectre γ - γ et ses différents pics pour un angle de 90° et $E_\gamma < 1$ MeV. . .	67
4.7	Le spectre γ - p et ses différents pics pour un angle de 90°	68
4.8	Le spectre γ - α et ses différents pics pour un angle de 90°	69
4.9	Le spectre γ du ^{45}Ti avec une fenêtre sur le pic à 293 keV.	70
4.10	Le spectre γ du ^{45}Ti avec une fenêtre sur le pic à 586 keV.	70
4.11	Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{45}Ti . Les * correspondent aux niveaux yrast et les ‡ correspondent aux niveaux yrare.	71
4.12	Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{44}Sc . Les * correspondent aux niveaux yrast et les ‡ correspondent aux niveaux yrare.	72
4.13	Le spectre γ du ^{44}Sc avec une fenêtre sur le pic à 895 keV.	72
4.14	Le spectre γ du ^{42}Ca avec une fenêtre sur le pic à 437 keV.	73
4.15	Le spectre γ du ^{42}Ca avec une fenêtre sur le pic à 145 keV.	73
4.16	Le spectre γ du ^{42}Ca avec une fenêtre sur le pic à 382 keV.	74
4.17	Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{42}Ca . Les * correspondent aux niveaux yrast et les ‡ correspondent aux niveaux yrare.	75
4.18	Le spectre γ du ^{41}Ca avec une fenêtre sur le pic à 168 keV.	76
4.19	Le spectre γ du ^{41}Ca avec une fenêtre sur le pic à 460 keV.	76
4.20	Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{41}Ca . Les * correspondent aux niveaux yrast.	77
4.21	Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{41}K . Les * correspondent aux niveaux yrast et les ‡ correspondent aux niveaux yrare.	78
4.22	Le spectre γ du ^{41}K avec une fenêtre sur le pic à 247 keV.	79
4.23	Le spectre γ du ^{39}K avec une fenêtre sur le pic à 347 keV.	79
4.24	Le spectre γ du ^{39}K avec une fenêtre sur le pic à 887 keV.	80
4.25	Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{39}K . Les * correspondent aux niveaux yrast et les ‡ correspondent aux niveaux yrare.	81

4.26	Le spectre γ de ^{38}Ar avec une fenêtre sur le pic à 670 keV.	82
4.27	Le spectre γ de ^{38}Ar avec une fenêtre sur le pic à 106 keV.	82
4.28	Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{38}Ar . Les * correspondent aux niveaux yrast.	83
4.29	Le spectre γ de ^{37}Ar avec une fenêtre sur le pic à 937 keV.	84
4.30	Le spectre γ de ^{37}Ar avec une fenêtre sur le pic à 323 keV.	84
4.31	Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{37}Ar . Les * correspondent aux niveaux yrast et les ‡ correspondent aux niveaux yrare.	85
4.32	Intensités normalisées à la charge du faisceau accumulée pour les différents runs ON résonance et pour les transitions ^{38}Ar 106 keV (haut) et ^{42}Ca 145 keV (bas). Les intensités pour la somme des runs ON sont également indiquées.	86
4.33	Intensités normalisées à la charge du faisceau accumulée pour les différents runs OFF résonance et pour les transitions ^{38}Ar 106 keV (haut) et ^{42}Ca 145 keV (bas). Les intensités pour la somme des runs OFF sont également indiquées.	87
4.34	Intensités relatives de transitions γ caractéristiques observées pour les différents noyaux.	88
4.35	Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{45}Ti	89
4.36	Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{44}Sc	90
4.37	Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{42}Ca	91
4.38	Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{41}K	92
4.39	Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{41}Ca	93
4.40	Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{39}K	94
4.41	Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{38}Ar	95
4.42	Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{37}Ar	96
5.1	Vue schématique du modèle moléculaire proposé pour le système $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ selon l'axe moléculaire z'	100
5.2	Forme d'équilibre obtenue pour la molécule nucléaire ^{48}Cr du type $^{24}\text{Mg} - ^{24}\text{Mg}$	101
5.3	L'évolution en fonction du spin de la forme d'équilibre de ^{48}Cr obtenue par le modèle LSD.	103
5.4	Surfaces d'énergie potentielle dans le plan de déformations $\beta - \gamma$ pour différentes valeurs du spin dans le cas du noyau ^{48}Cr et des calculs LSD.	104
5.5	Formes d'équilibre obtenues par le modèle LSD au cours de la transition de Jacobi pour le ^{48}Cr en fonction du spin.	104
5.6	La moyenne des rapports ON/OFF résonance pour les voies de fusion/évaporation en fonction du nombre de particules émises.	107
5.7	Vue éclatée d'un ensemble de détection fragment - γ dédié à la recherche de transitions électromagnétiques entre états moléculaires.	110

Chapitre 1

Introduction

Dans le cadre de la physique nucléaire avec des ions lourds, un résultat très marquant a été l'observation dans les collisions entre ions lourds légers de structures résonantes. Ces phénomènes résonants sont à présent bien connus pour un certain nombre de systèmes composés de masse inférieure à 60, puisqu'ils ont été vus dans les fonctions d'excitation de ces systèmes, principalement dans les voies directes : élastiques et inélastiques, voies de transfert, mais aussi dans certains cas dans les voies de fusion [1].

Plus particulièrement, dans le cas des collisions entre des noyaux identiques, ces phénomènes ont été observés dans les réactions telles que $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. En effet, les fonctions d'excitation de ces systèmes ont été mesurées et des structures résonantes ont été observées dans un certain nombre de voies directes.

Il a été montré que l'observation des résonances est bien comprise et est expliquée par un nombre de voies de réaction ouvertes très faibles [2, 3, 4]. Ceci est essentiellement vrai dans les systèmes les plus légers. Par contre, leur identification à des molécules nucléaires reste toujours controversée et nécessite des preuves non ambiguës telles que leurs nombres quantiques J et π ainsi que leurs modes de désexcitation principaux. En effet, une signature claire doit apparaître dans les voies de désexcitation et c'est sur ces dernières que j'ai porté mon attention au cours de ma thèse.

Afin de corrélérer la résonance à un état du noyau composite, des systèmes favorables doivent être étudiés. Un point important réside dans la largeur de la résonance. Si la largeur est faible, $\Gamma = 100 - 200$ keV, d'après le principe d'incertitude d'Heisenberg, la durée de vie du système composite est longue et par conséquent celui-ci a plus de chance d'exister. Les résonances peuvent alors être assimilées à des états nucléaires de durées de vie longues qui peuvent justifier le terme "molécules" nucléaires. Nous parlons de système composite et non de système composé, car le régime de fusion complète du projectile et de la cible n'est pas atteint avant la désexcitation, et ceci parce que la durée du processus de fusion est supérieure à la durée de vie de la molécule.

Dans notre groupe, l'étude a été focalisée sur deux réactions entre bosons identiques qui sont favorables à l'étude des résonances : $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ et $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Ces systèmes présentent des largeurs très réduites, mais sont observés dans des conditions très différentes. Concernant $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, la résonance est observée à la barrière de Coulomb et à bas spins (de l'ordre de 0^+ à 4^+) avec une énergie d'excitation du noyau ^{24}Mg de ≈ 20 MeV.

Pour $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, la résonance se trouve à deux fois la barrière de Coulomb, avec des spins élevés (36^+ à 38^+) et une énergie d'excitation pour le noyau ^{48}Cr de l'ordre de 60 MeV [5, 6, 7, 8].

Dans les recherches en cours, l'étude de la désexcitation de la résonance dans les systèmes plus légers tels que $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ passe par l'étude de la capture radiative résonante $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ [9]. Pour $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, les résonances étroites correspondent à des énergies d'excitation élevées dans le système composite, ce qui a des implications sur la décroissance de ces résonances et par conséquent sur la façon de les détecter.

Mon étude a été focalisée sur le système $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Les expériences réalisées ont porté sur la décroissance du noyau composite en fragments et particules légères et non sur la désexcitation du noyau composite par émission de radiations gamma.

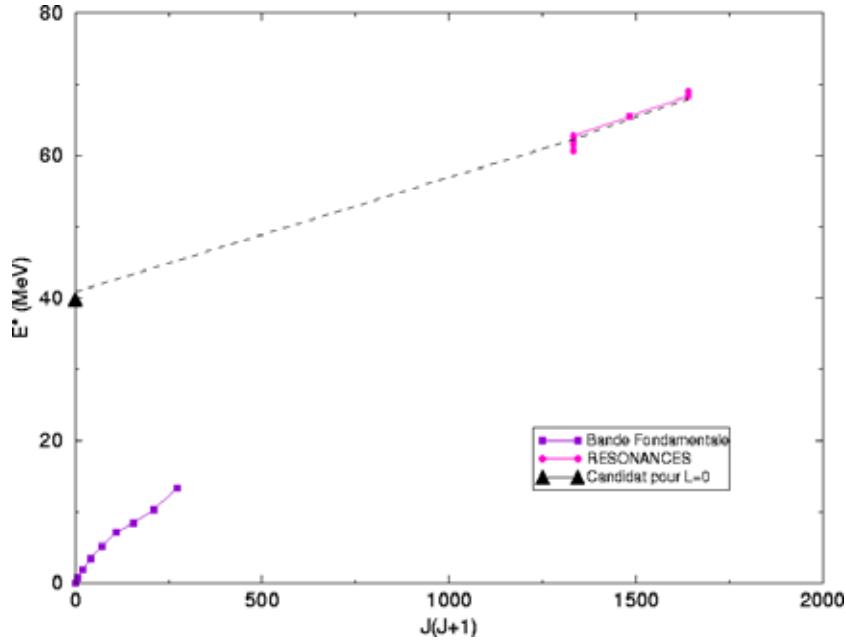


FIG. 1.1: L'énergie d'excitation des états yrast ($J^\pi = 0^+ \text{ à } 16^+$) et des états résonants ($J^\pi = 36^+ \text{ à } 40^+$) de ^{48}Cr en fonction de $J(J+1)$.

En effet, il est très difficile d'observer directement les γ émis à l'intérieur de la bande des états résonants et a fortiori entre la bande des états résonants et la bande formée des états yrast du ^{48}Cr . En effet, la bande des états résonants et la bande du fondamental sont très éloignées comme on peut le voir sur la figure 1.1. La courbe en violet correspond à la bande du fondamental de ^{48}Cr ($J^\pi = 0^+ \text{ à } 16^+$), alors que la courbe en rose correspond à la bande formée par les états résonants, dont quelques spins ont été mesurés ($J^\pi = 36^+ \text{ à } 40^+$) [6, 7]. Il y a de l'ordre de 40 MeV de différence entre la résonance et la bande du fondamental, ce qui explique pourquoi la détection de la décroissance directe de la résonance vers la bande du fondamental est difficile à mettre en oeuvre. Si on réalise une extrapolation osée de la bande des états résonants jusqu'à un spin 0, on obtient l'énergie du fondamental de la bande des états résonants qui est de 40 MeV. Cette énergie est proche de l'énergie du ^{48}Cr formé par deux ^{24}Mg à la barrière de Coulomb.

Le but est donc d'étudier en détails la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ et la résonance bien particulière située à $J^\pi = 36^+$ et $E_{CM} = 45,7$ MeV [5, 6, 7, 8].

Deux expériences $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ ont été réalisées sur (ON) et en dehors (OFF) de la résonance, afin d'étudier la désexcitation du noyau composite. La première expérience porte sur la désexcitation dans les voies inélastiques du noyau composite. Du flux résonant manque dans ces voies

[6, 7, 8, 10]. Or nous savons que les voies de fusion sont des voies importantes. La deuxième expérience a alors permis d'étudier ces voies de fusion/évaporation et de regarder l'alimentation de voies où le noyau résiduel est lui-même déformé . Si un effet est observé, on pourrait établir un lien entre le ^{48}Cr et les états déformés ou superdéformés des noyaux résiduels, qui serait alors une indication que le ^{48}Cr est formé par la résonance $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Avant de détailler les expériences et leurs résultats, regardons quelles sont les particularités de la résonance $J^\pi = 36^+$ à $E_{CM} = 45,7$ MeV dans la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$.

Chapitre 2

La réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$

2.1 La résonance $J^\pi = 36^+$

Un des résultats les plus remarquables a été l'observation de résonances étroites dans des systèmes mi-lourds comme $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$.

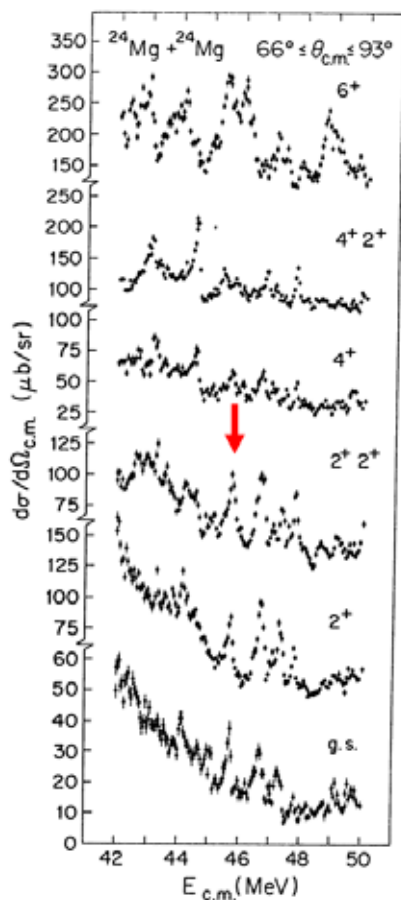


FIG. 2.1: Les fonctions d'excitation des voies inélastiques dans la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$.

En ce qui concerne la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, les fonctions d'excitation pour les voies élastiques et inélastiques sont représentées sur la figure 2.1 [5]. Pour chaque fonction d'excitation, des

spins sont donnés (cf Fig. 2.1), qui correspondent aux spins des voies de sortie. Dans le cas de la fonction d'excitation 2^+ , la voie de sortie correspond à un ^{24}Mg avec un spin 2^+ et un ^{24}Mg avec un spin 0^+ , la fonction d'excitation $2^+ 2^+$ correspond à une excitation mutuelle des deux ^{24}Mg dans des états de spin 2^+ .

Ces données ont été obtenues pour des angles de $\theta_{CM} = 66^\circ$ jusqu'à $\theta_{CM} = 93^\circ$. En effet, les phénomènes résonants ont lieu aux grands angles car ils ne sont pas issus de processus directs tels que des collisions quasi élastiques. Des structures étroites sont observées pour la voie élastique et pour les voies inélastiques de basses énergies d'excitation. Vu le domaine angulaire et les corrélations entre les différentes voies, ces structures ne proviennent pas d'une fluctuation statistique, ces structures étroites sont des structures résonantes.

Mon étude a été focalisée sur une des résonances de la fonction d'excitation, la résonance à $E_{CM} = 45,7$ MeV (cf Fig. 2.1 indiquée par la flèche rouge), dont nous allons étudier la désexcitation. L'étude de distributions angulaires des voies élastiques et inélastiques, mais aussi l'étude de corrélations angulaires fragment-gamma pour les voies inélastiques ont permis de déterminer le spin et la parité de cette résonance, soit $J^\pi = 36^+$ [5, 6, 7, 8]. Malgré la grande énergie d'excitation (60 MeV) dans le noyau composite de ^{48}Cr , la largeur de la résonance est de 170 keV. Des structures corrélées ont aussi été observées dans des réactions de transfert α telles que $^{24}\text{Mg}(^{24}\text{Mg}, ^{20}\text{Ne})^{28}\text{Si}$ [10], mais le flux résonant alimentant ces voies est 10 fois plus faible que pour les voies élastiques et inélastiques.

Nous allons nous intéresser à quelques généralités sur la résonance $J^\pi = 36^+$ à $E_{CM} = 45,7$ MeV. La largeur de la résonance dans le centre de masse étant de 170 keV, si on utilise le principe d'incertitude de Heisenberg $\Gamma\tau \sim \hbar$, nous obtenons la durée de vie du ^{48}Cr dans son état résonant :

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = 3,9.10^{-21} \text{ s.}$$

La durée de vie du ^{48}Cr est de $3,9.10^{-21}$ s, essayons de comparer cette durée de vie avec un temps de vie nucléaire typique, tel que le temps que met un nucléon pour traverser le noyau. Dans l'hypothèse d'un gaz de Fermi dégénéré, l'énergie cinétique totale des nucléons du système nucléaire peut s'écrire :

$$E(A) = \frac{3}{5}[NE_F(n) + ZE_F(p)]$$

où E_F est l'énergie de Fermi. Si on considère que le nombre de neutrons (N) et de protons (Z) est égal, l'énergie cinétique prend la forme :

$$\frac{E(A)}{A} = \frac{3}{5} \frac{AE_F}{A} = \frac{3}{5} E_F = 22 \text{ MeV.}$$

Par conséquent, la vitesse v est égale à :

$$v = \sqrt{\frac{2E(A)}{Am_0}} = 0,22c.$$

Le temps nucléaire typique, qui correspond à la traversée du noyau par un nucléon, vaut alors :

$$t = \frac{d}{v} = \frac{2R}{0,22c} = 2,6.10^{-22} \text{ s,}$$

alors que la durée de vie du ^{48}Cr est de $3,9 \cdot 10^{-21}$ s. Le temps que met un nucléon pour traverser le noyau est environ 10 fois inférieur à la durée de vie du ^{48}Cr . Ceci implique que le noyau composite de ^{48}Cr est susceptible d'exister.

Toujours à propos de considérations générales, nous pouvons calculer le nombre de tours qu'effectue la molécule ^{48}Cr , formée de deux ^{24}Mg à un spin 36.

Le moment cinétique en mécanique classique s'écrit : $L = I \omega$, où I est le moment d'inertie du système composite ou moléculaire égal à μr^2 et ω la vitesse angulaire. Notre molécule de ^{48}Cr est composée de deux ^{24}Mg , par conséquent, la masse μ est la masse réduite de deux ^{24}Mg qui vaut 12, et le rayon r vaut 8,34 fm.

Donc :

$$w = \frac{L}{\mu r^2}$$

d'où : $w = 2,7 \cdot 10^{21}$ rad/s, si on multiplie par la période, nous obtenons 10,6 radians, donc 1,7 tours. La molécule de ^{48}Cr formée de deux ^{24}Mg tourne 1,7 fois sur elle-même.

On a montré que la durée de vie du ^{48}Cr est longue, ce qui engendre que celui-ci tourne 1,7 fois sur lui-même. On s'approche alors de la notion de molécule nucléaire. Ces considérations générales sur notre système nous ont permis de réaliser que nous avons de fortes chances de former des cluster nucléaires, qui sont en fait des molécules nucléaires.

2.2 Les caractéristiques de cette résonance

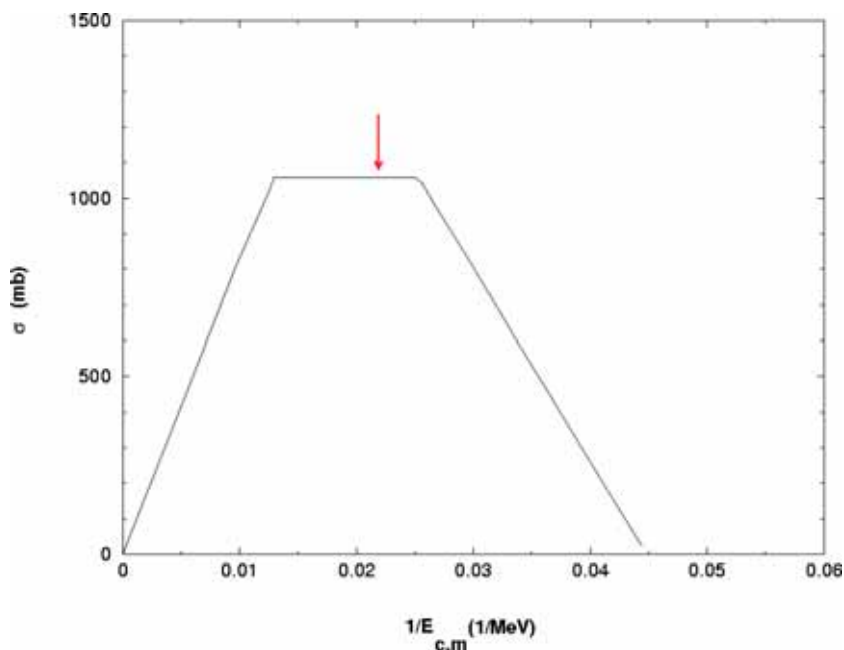


FIG. 2.2: Paramétrisation de la section efficace de fusion mesurée de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ en fonction de l'inverse de l'énergie dans le centre de masse.

Comme je viens de le souligner, le spin très élevé de la résonance égal à 36, l'énergie de la résonance de $E_{CM} = 45,7$ MeV, mais aussi la largeur étroite de 170 keV confèrent à cette

résonance un caractère très spécial. Dans la collision $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à basse énergie, un mécanisme dominant est le mécanisme de fusion, qui permet d'obtenir le noyau composé ^{48}Cr . Une paramétrisation de la section efficace de fusion mesurée dans diverses expériences [11, 12] est donnée en fonction de l'inverse de l'énergie dans le centre de masse (cf Fig. 2.2).

Nous pouvons observer trois régions distinctes. Pour une énergie dans le centre de masse comprise entre la barrière de Coulomb et 40 MeV, la section efficace de fusion augmente. Elle est égale à la section efficace de réaction, les voies de fusion sont les voies dominantes. Entre 40 et 77 MeV, la section efficace sature et a une valeur constante de 1060 mb. Par conséquent, le noyau composé n'arrive plus à absorber les grands moments angulaires mis dans la réaction. Les réactions directes telles que les réactions de transfert ou inélastiques ont une plus forte probabilité de se réaliser. Toutefois, nous savons que les voies de transfert sont 10 fois plus faibles que les voies inélastiques. C'est pourquoi les réactions inélastiques sont importantes sur ce palier où justement se trouve notre expérience à $E_{CM} = 45,7$ MeV. Enfin, pour une énergie supérieure à 78 MeV, les réactions sont dominées par la fission. Au delà du moment angulaire de fission, le moment angulaire ajouté ne va plus dans la fusion, mais dans les réactions directes ou la fusion/fission.

Dans la première partie de la courbe, le nombre de voies d'entrées pour la fusion est grande, c'est ce mode qui domine. Le palier, où se situe notre énergie $E_{CM} = 45,7$ MeV (cf flèche sur Fig. 2.2), correspond à un minimum dans le nombre de voies ouvertes. Le nombre de voies de sorties pour notre réaction et pour le spin $J^\pi=36^+$ est faible.

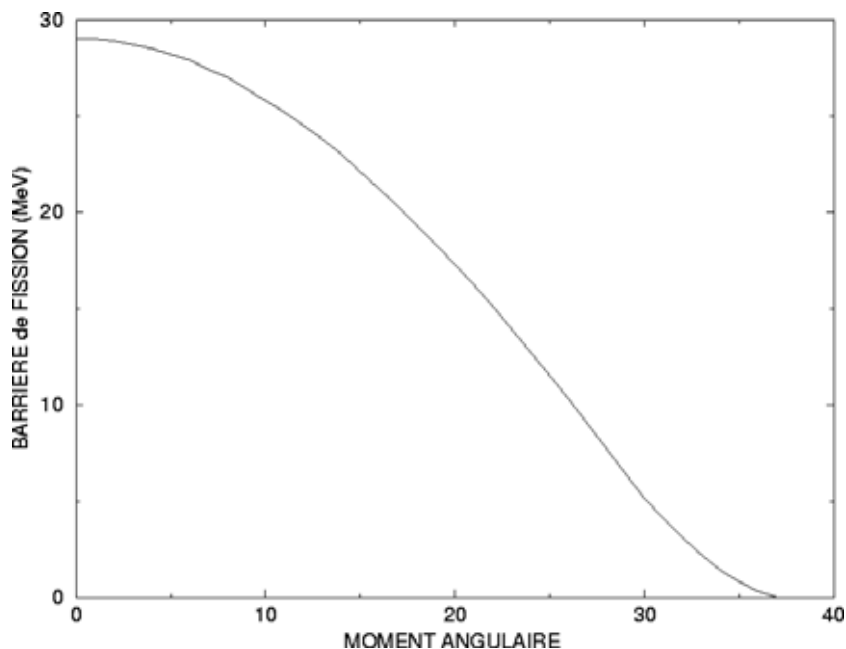


FIG. 2.3: La barrière de fission de ^{48}Cr en fonction du moment angulaire.

Le moment angulaire que nous introduisons dans le système est 36. Comment se situe ce moment angulaire par rapport à la fission? Grâce au modèle de Sierk [13], nous pouvons calculer la barrière de fission en fonction du moment angulaire (cf Fig. 2.3) et déterminer le moment angulaire maximum que peut supporter le noyau composé ^{48}Cr . Le moment angulaire

maximum se situe autour de 38-40. Au delà de cette valeur, le noyau va fissioner. En effet, plus la probabilité de fission augmente, plus la barrière de fission diminue.

Ceci confirme bien que notre spin $J=36$ se situe dans une région de spin où le noyau est dans une situation proche de la fission. Evidemment, la fusion/fission est déjà présente avant ce moment angulaire maximum de 38. Elle contribue par conséquent à notre résonance $J^\pi = 36^+$.

Toutefois, d'après la figure 2.2, pour une énergie $E_{CM} = 45,7$ MeV, la section efficace de fusion est de 1060 mb. On peut alors calculer le spin correspondant en appliquant le modèle du sharp cut-off, on obtient un moment angulaire de 28. Donc dans le modèle du sharp cut-off, le moment angulaire résonant est de 8 unités supérieur au moment angulaire critique de fusion.

Par conséquent, les grands moments angulaires ne participent pas à la fusion du noyau composé, ils vont alors vers les voies directes. Notre spin $J=36$ ne participe pas à la fusion complète du noyau ^{48}Cr , puis à sa fission car le spin 36 trouve très peu de partenaires dans le noyau composé avec lesquels se mélanger.

Notre but est d'étudier les voies de désexcitation de la résonance. Sur le plateau de la fusion où se situe notre résonance $J^\pi = 36^+$, le nombre de voies ouvertes est faible, le spin de la résonance est bien supérieur au moment angulaire critique de fusion et se situe proche du moment angulaire de fission.

Une voie possible provient de la désexcitation vers les voies inélastiques, ceci confirme ce que nous venons de dire. Une autre voie est la désexcitation vers les voies de fusion. Dans l'approximation pure et dure du sharp cut-off, les voies de fusion comme mode de désexcitation ne sont pas favorables. Toutefois, ceci reste un modèle très schématique, nous n'excluons pas, par conséquent, que la résonance à haut spin se désexcite vers les voies de fusion, même si la décomposition vers les voies directes paraît plus appropriée.

2.3 L'objectif des deux expériences

Nous avons des indications qu'un lien existe probablement entre la résonance de la voie d'entrée et la forme déformée du noyau composite ^{48}Cr . Afin de confirmer cette situation, nous avons regardé les modes de désexcitation du système composite. Deux expériences ont été réalisées. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la désexcitation du ^{48}Cr par voie inélastique, afin de caractériser avec une meilleure résolution les états résonants dans le noyau ^{24}Mg . De plus amples détails seront donnés au chapitre suivant concernant cette expérience.

La deuxième expérience a permis d'étudier la désexcitation vers les voies de fusion/évaporation. En effet, nous savons que les voies élastiques et inélastiques sont 10 fois plus fortes que la voie de transfert α [10]. Toutefois, toutes les voies directes n'absorbent que 30 % du flux résonant [6, 7, 8, 10]. Où vont les 70 % du flux manquant ? Peut-être vers les voies de fusion/évaporation. Dans le modèle du sharp cut-off, la résonance ne pourrait pas être observée dans la fusion. Toutefois, il faut garder en mémoire que ce modèle est un modèle schématique. Qui plus est, la section efficace de fusion est tout de même de l'ordre de 1060 mb, alors que les voies directes sont 10 fois moins importantes. Il est donc envisageable que des voies privilégiées au delà du spin critique soient trouvées dans les voies de fusion. Les voies de fusion/évaporation sont susceptibles d'emporter de grands moments angulaires et peut être aussi des grandes déformations.

2.3.1 Où va le flux manquant ?

Afin de voir si les voies de fusion sont susceptibles d'être des voies de décomposition de la résonance, nous avons réalisé des calculs avec le code statistique Cacarizo.

Le programme Cacarizo [14] est une version Monte Carlo du programme Cascade [15], qui n'est autre qu'un modèle statistique basé sur le formalisme de Hauser-Feshbach [16]. Ce code a été décrit dans des travaux antérieurs du groupe traitant de noyaux composés situés dans la même région de masse que nous. La thèse de Papka [17, 18] traite du noyau composé ^{44}Ti obtenu par les réactions $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ et $^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$ et porte sur l'étude de la désexcitation par particules légères chargées. Nous avons alors repris les paramètres du noyau composé et de la désexcitation tels qu'ils avaient été définis pour ce système.

Nous cherchons à déterminer la répartition de la section efficace de fusion dans les différentes voies de fusion/évaporation, afin de déterminer si une voie pourrait être préférentielle. On introduit l'énergie et le spin de notre résonance et nous regardons quelles sont les voies de sortie qui permettent d'emporter de l'énergie et du moment angulaire.

Pour cela, j'utilise le modèle du sharp cut-off, la section efficace de fusion s'écrit alors :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) P_l \quad (2.1)$$

où P_l est le coefficient de transmission, c'est-à-dire la probabilité de fusionner pour une onde l , et k est le nombre d'onde.

Dans le modèle du sharp cut-off, le coefficient de transmission vaut $P_l=1$ pour $l \leq L_C$ et $P_l=0$ pour $l > L_C$.

Dans le cas du système $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, nous nous trouvons en présence d'un système de bosons identiques. La section efficace s'écrit alors :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} (L_c + 1)(L_c + 2). \quad (2.2)$$

Pour nous éclairer sur les voies de fusion/évaporation que nous sommes susceptibles de peupler au cours de notre deuxième expérience, nous avons introduit le paramètre énergie $E_{CM} = 45,7$ MeV et avons fait tourner le code statistique pour les spins de $J^\pi=0^+$ à $J^\pi=36^+$, et pour le spin de la résonance $J^\pi=36^+$.

Les résultats ont été obtenus dans le cadre du sharp cut-off et donnent la répartition du flux dans les différents moments angulaires. Ils montrent l'importance du moment angulaire $J^\pi=36^+$ en comparaison des autres moments angulaires. En effet, la section efficace de $J^\pi=36^+$ représente environ 10% de la section efficace totale de fusion, soit une centaine de mb. Ce spin étant très élevé, le but de ce calcul est d'obtenir les voies de sortie principales, qui, à $E_{CM} = 45,7$ MeV et $J^\pi=36^+$, permettent d'emporter de l'énergie d'excitation et du spin.

Sur la figure 2.4, on a une distribution en Z et en A de la section efficace de fusion. On obtient la population sélective des différents noyaux et par là les noyaux alimentés par le flux issu du noyau composé. Il faut étudier de manière relative l'alimentation des différentes voies de sortie. Pour $Z=18$, le noyau préférentiellement alimenté est ^{36}Ar aussi bien pour $J^\pi=0^+$ à 36^+ que pour $J^\pi=36^+$.

Concernant $Z=19$, c'est le noyau ^{39}K qui est alimenté le plus fortement pour les deux plages de moments angulaires considérés.

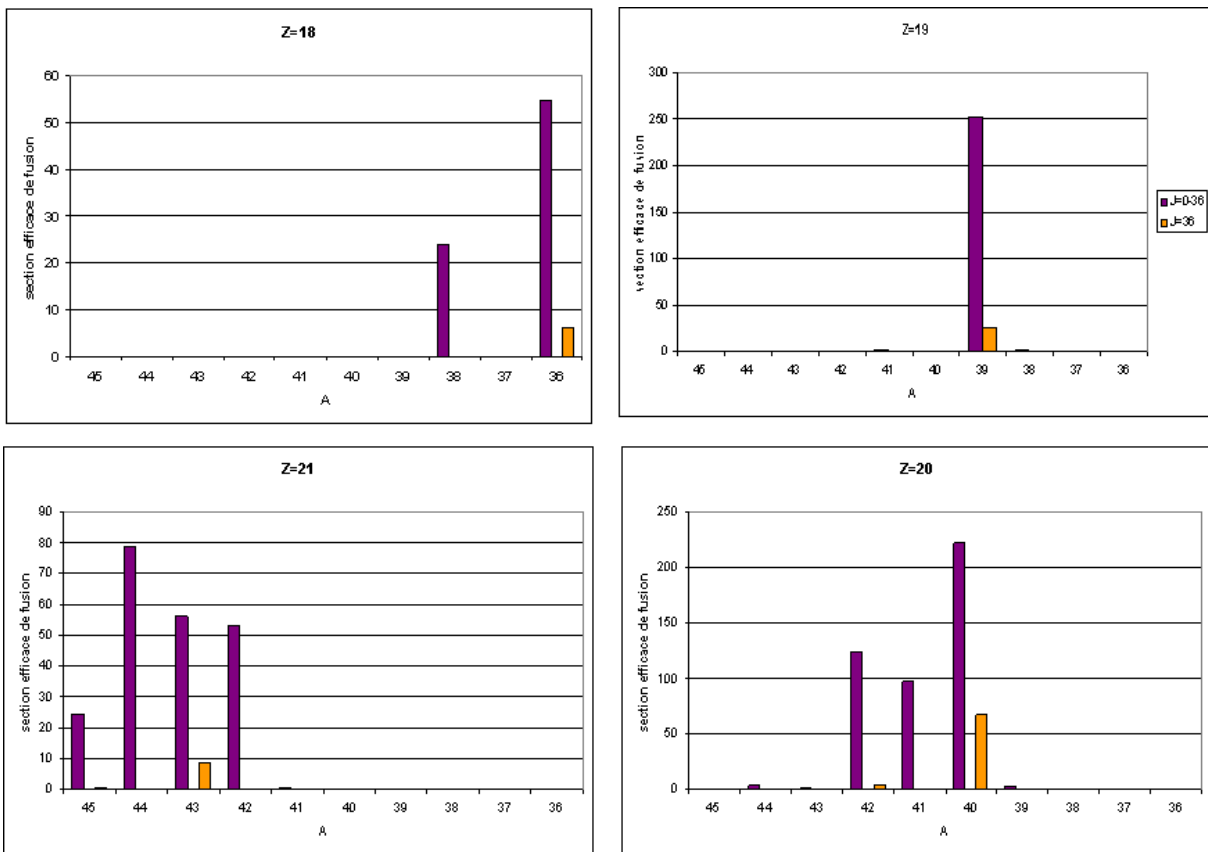


FIG. 2.4: Résultats du code Cacarizo pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à une énergie de 91,4 MeV. Répartition de la section efficace de fusion pour Z=18 à 21 pour un moment angulaire J allant de 0 à 36 et pour J=36.

Pour $Z=20$ et un moment angulaire de $J^\pi=0^+$ à $J^\pi=36^+$, le flux issu du noyau composé est réparti entre différents noyaux résiduels. Le ^{40}Ca est alimenté le plus intensément, mais le ^{42}Ca et le ^{41}Ca ont tout de même de grande chance d'être alimentés. Pour le moment $J=36$, c'est le noyau ^{40}Ca qui est alimenté de façon dominante.

Enfin $Z=21$, pour $J=0$ à 36 , de nombreux noyaux se partagent le flux, tels que ^{45}Sc , ^{44}Sc , ^{43}Sc et ^{42}Sc . Tandis que pour $J=36$, seul le ^{43}Sc prend une partie du flux.

En résumé, pour l'onde $J=36$, le noyau qui serait le plus fortement alimenté par la fusion/évaporation du noyau composé serait le noyau ^{40}Ca , alors que pour $J=0$ à 36 , la majeure partie du flux est emportée par les noyaux ^{40}Ca et ^{39}K .

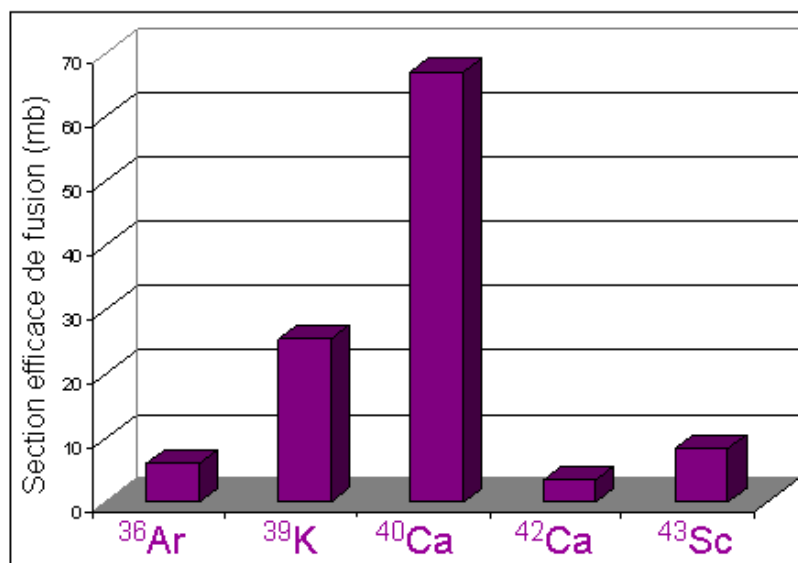


FIG. 2.5: Résultats du calcul Cacarizo pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à une énergie de 91,4 MeV pour $J=36$. Répartition de la section efficace de fusion dans les différents noyaux.

D'après ces estimations, 5 noyaux se partageraient ainsi la majeure partie du flux de l'onde $J=36$: l' ^{36}Ar , le ^{39}K , le ^{40}Ca , le ^{42}Ca et le ^{43}Sc (cf Fig. 2.5). Ces noyaux sont obtenus par évaporation de particules à partir du noyau composé. L' ^{36}Ar est formé à partir du ^{48}Cr par évaporation de 3α , le ^{39}K est obtenu après évacuation de $2\alpha p$, la voie 2α permet la formation du ^{40}Ca , la voie $\alpha 2p$ aboutit au ^{42}Ca et enfin la voie αp permet la formation du ^{43}Sc .

Le code statistique Cacarizo semble montrer que les voies les plus fortement alimentées par le flux sont les voies qui évacuent des particules α . La particule α permet d'emporter du moment angulaire, et comme nous nous trouvons à grand moment angulaire $J=36$, ces voies peuvent être une possibilité pour évacuer ce moment.

Le but de ce calcul était de nous aider à préparer la deuxième expérience et notamment les différents détecteurs mis en jeu en nous informant sur les noyaux résiduels qui risquaient d'être formés après fusion/évaporation du noyau composé. On cherchait les voies sensibles aux grands moments angulaires du noyau composé.

Le noyau résiduel ^{40}Ca semble être un bon candidat pour évacuer le flux du noyau composé en ce qui concerne le moment angulaire $J^\pi=36^+$. Or des bandes superdéformées ont été observées dans ce noyau [19, 20]. L'alimentation de ce noyau apporterait la preuve d'un recouvrement structural entre le noyau déformé de ^{48}Cr formé par la voie d'entrée et le noyau résiduel ^{40}Ca .

D'après des études antérieures de Jachcinski et al. [11], la section efficace intégrée de fusion de $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ ne présente pas de structures oscillatoires, ni résonantes. Nous pensons que ceci provient du fait que la section efficace totale regroupe tous les moments angulaires de 0 jusqu'au moment angulaire critique. Si on isole un l particulier, par exemple $l=36$, des structures pourraient apparaître, ce serait des structures résonantes. On pourrait alors alimenter le noyau ^{40}Ca de façon sélective.

On a mentionné préalablement que les voies inélastiques emmènent 30% du flux. Une possibilité serait alors que du flux manquant, qui correspond aux moments angulaires les plus élevés, se retrouve dans les voies de fusion/évaporation. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé une deuxième expérience qui étudie les voies de fusion/évaporation et notamment les voies α , telles que les voies 2α et $2\alpha p$ alimentant le ^{40}Ca et le ^{39}K , respectivement.

2.3.2 Les deux expériences réalisées à Legnaro

Les deux expériences réalisées à Legnaro sont schématisées sur la figure 2.6. Nous traitons la résonance $J^\pi=36^+$ dans la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ faite auprès de l'accélérateur Tandem de Legnaro. Les deux expériences sont complémentaires, par conséquent elles doivent être exécutées dans les mêmes conditions. Les mesures ont été faites ON et OFF résonance, avec un faisceau et une cible de ^{24}Mg à une énergie $E_{CM} = 45,7$ MeV. Les détails et les résultats de ces deux expériences seront donnés dans les deux chapitres suivant.

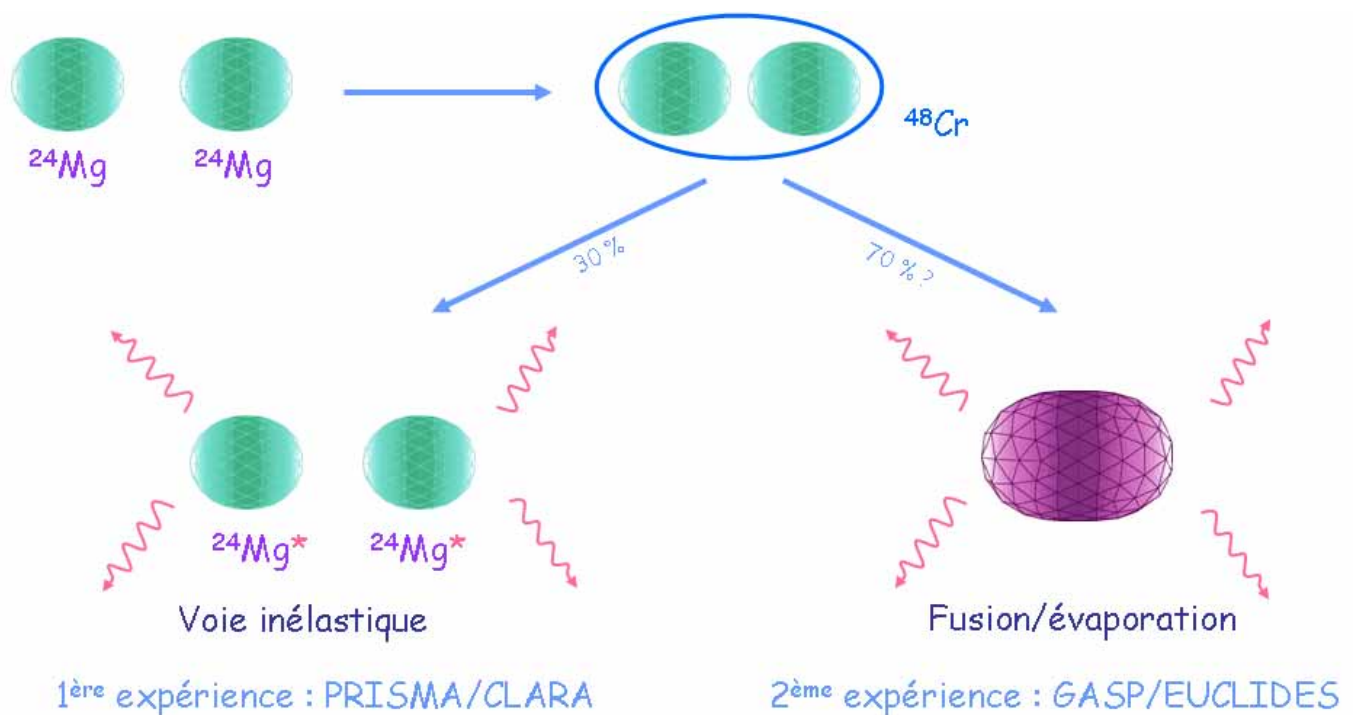


FIG. 2.6: Les deux expériences réalisées pour la résonance $J^\pi=36^+$ concernant la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ au LNL à Legnaro.

La première expérience visait à étudier la désexcitation par voies inélastiques du noyau composé

^{48}Cr . On cherchait à définir avec précision les états résonants dans le noyau ^{24}Mg . Ceci a été réalisé à l'aide du spectromètre PRISMA [21, 22] couplé au multidétecteur gamma CLARA [23]. Les fragments de ^{24}Mg produits par les voies inélastiques étaient enregistrés dans PRISMA et les γ en coïncidence dans CLARA.

Comme sus mentionné, les voies élastiques et inélastiques ne représentent que 30 % du flux résonant. Du flux manquant pourrait alimenter les voies de fusion/évaporation. Nous avons alors effectué une seconde expérience afin d'étudier les résidus d'évaporation à travers les rayonnements gamma émis en coïncidence avec les particules légères évaporées. On a utilisé le détecteur γ GASP [24, 25] associé à la boule de silicium EUCLIDES [26] afin d'enregistrer les particules émises par le noyau composé.

Pour les deux expériences, on s'intéresse à deux voies de désexcitation différentes du noyau composé ^{48}Cr , mais à une seule réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$.

Le faisceau de ^{24}Mg est produit, accéléré et acheminé par l'ensemble accélérateur Tandem jusqu'à la cible de ^{24}Mg .

De la source d'ion est extrait un ion négatif grâce à un bombardement de césium. Le magnésium pur (Mg) ayant une affinité électronique faible, on utilise une molécule de MgH dont l'affinité est beaucoup plus élevée. L'ion MgH^- sort de la source d'ion et est injecté dans le Tandem. Au centre de ce dernier il est épluché, la molécule se casse et on obtient du magnésium dans l'état de charge 7+. Celui-ci est accéléré puis analysé par un aimant à 90° . Le champ de cet aimant permet de fixer l'énergie du faisceau.

Afin de s'affranchir de tout problème d'hystérésis dans l'aimant, un cyclage complet de l'aimant a été réalisé, ceci afin d'être assuré de se trouver sur la résonance et les 'lèvres' d'analyse du 90° ont été reserrées au maximum pour améliorer la précision sur l'énergie du faisceau.

L'énergie du faisceau (dans le laboratoire) est de 91,72 MeV pour la mesure ON résonance et de 92,62 MeV pour la mesure OFF résonance. La précision sur cette énergie est de l'ordre de $1,2 \times 10^{-3}$, donc pour une énergie de 91,72 MeV, la précision est de 110 keV.

Or la largeur de la résonance est de 170 keV dans le centre de masse, donc 340 keV dans le laboratoire. Donc une précision de 110 keV sur l'énergie permet une mesure adéquate que se soit ON ou OFF résonance. Seule une machine électrostatique est capable de nous donner la précision souhaitée pour pouvoir se caler sur la résonance.

L'intensité moyenne du faisceau est entre 5 et 7 nA particule après l'aimant à 90° . Une intensité plus importante aurait pu être obtenue, mais le taux de comptage dans l'électronique et l'acquisition de données nous limitait à cette valeur, surtout concernant l'expérience GASP/EUCLIDES. La cible est une cible de ^{24}Mg d'épaisseur $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Cette épaisseur est un compromis : si l'épaisseur de la cible est trop grande, la résonance ne sera plus visible, mais si l'épaisseur est trop faible le nombre de coups ne sera pas suffisant. La feuille de magnésium est déposée sur un film mince de ^{12}C . En effet des cibles minces de magnésium self-supporting ne peuvent pas être produites. L'épaisseur de ^{12}C est de $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. La cible ainsi constituée est conservée sous vide, mais lors de l'installation dans la chambre à réaction, un élément est susceptible de contaminer la cible, l' ^{16}O . Le carbone et l'oxygène entraînent des réactions parasites telles que $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{24}\text{Mg})^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O}(^{24}\text{Mg}, ^{24}\text{Mg})^{16}\text{O}$ qui doivent être examinées.

Un point crucial vient du problème de normalisation entre les résultats ON et OFF résonance. Lors de la première expérience, différentes méthodes ont été utilisées et en particulier un moniteur placé dans la chambre à réaction de PRISMA à un angle de 48° . Il permet d'obtenir le

nombre de fragments produits. Pour l'expérience GASP/EUCLIDES, nous nous sommes servis d'un intégrateur de courant branché sur une cage de Faraday placée au bout de la ligne de faisceau.

Dans les deux prochains chapitres, les expériences, la méthode d'analyse et les résultats vont être présentés.

Chapitre 3

Désexcitation de la résonance vers les voies inélastiques : l'expérience auprès de PRISMA et CLARA

L'étude à haute résolution des voies inélastiques dans l'expérience $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ a été réalisée afin de déterminer précisément quels états et quelles bandes de ^{24}Mg emportent le flux résonant. Les voies inélastiques ont été observées jusqu'à des énergies d'excitation de ~ 10 MeV. L'appareillage expérimental de détection a été réglé pour une détection optimale de la région d'excitation entre 4 et 6 MeV. La méthode expérimentale a été adaptée à nos objectifs, par conséquent, nous avons décidé de réaliser des coïncidences entre les fragments et les gamma. Ceci permet d'identifier avec une meilleure résolution les voies de sorties de la réaction binaire. Cette méthode est différente des expériences antérieures [5]. En effet, les expériences réalisées sur ce système utilisaient une méthode de coïncidences cinématiques grâce à des détecteurs Si. La résolution de ~ 500 keV de ces expériences ne permet pas de déterminer les niveaux alimentés sélectivement au-dessus d'une certaine énergie d'excitation. C'est la raison pour laquelle nous avons décidé d'utiliser un spectromètre magnétique : PRISMA, pour la détection des fragments, couplé à un détecteur gamma de haute résolution : CLARA.

3.1 L'expérience PRISMA-CLARA

Des expériences antérieures [5] ont prouvé que des effets résonants sont observés dans ^{24}Mg pour les états 0^+ et 2^+ de la bande du fondamental, ainsi que pour des excitations mutuelles 2^+-2^+ . Aucune information n'avait été obtenues pour les états de plus haute énergie étant donné que seuls les fragments étaient enregistrés lors de ces expériences et que la résolution des détecteurs Si ne permettait pas de séparer les états d'énergie d'excitation supérieure à 3 MeV.

Dans la région d'excitation située entre 0 et 4 MeV, le flux inélastique peut seulement peupler les états 0^+ et 2^+ de la bande du fondamental. Dans la région située entre 4 et 7 MeV, la situation est incertaine car aucune expérience fragment-gamma de haute résolution n'a été réalisée.

Fort de cette situation, nous avons décidé de proposer et de réaliser une expérience auprès du Tandem de Legnaro, qui permet de réaliser des coïncidences fragment - gamma à l'aide du spectromètre magnétique PRISMA et du détecteur gamma CLARA afin d'obtenir une meilleure

résolution et des informations sur la région d'excitation jusqu'à 10 MeV et en particulier sur la région entre 4 et 6 MeV. Dans ce dernier domaine d'énergie d'excitation, il peut y avoir une compétition entre la bande du fondamental, avec les contributions de $(4^+, 0^+)$ à $E_X = 4,12$ MeV et de $(4^+, 2^+)$ à $E_X = 5,49$ MeV et la bande $K^\pi = 2^+$ avec la contribution des états $2^+, 3^+$ et 4^+ à $E_X = 4,24, 5,24$ et $6,01$ MeV [27]. Cette deuxième bande est peuplée de façon sélective lors de la capture radiative résonante $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ [9], par conséquent nous nous demandons si ceci peut être le cas pour notre système. Afin d'obtenir les états alimentés par la désexcitation inélastique, nous avons mesuré à des énergies ON et OFF résonance.

La réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ utilise le spectromètre magnétique PRISMA afin de détecter les fragments de ^{24}Mg correspondants aux voies inélastiques et binaires. Le spectromètre a été placé à 43° , couvrant un domaine angulaire de $\pm 5^\circ$, ce qui correspond à la région résonante autour de $\theta_{CM} = 90^\circ$, qui est le domaine angulaire où la résonance se manifeste. De plus, ce positionnement de PRISMA permet de couvrir totalement la région d'excitation entre 4 et 6 MeV, qui est la région de plus grand intérêt. Les fragments sont enregistrés en coïncidence avec les raies gamma détectées par CLARA.

Les raisons qui nous ont poussés à réaliser l'expérience avec PRISMA et CLARA sont les suivantes.

Tout d'abord PRISMA permet une bonne identification des fragments en Z et en A, ainsi qu'une bonne détermination du vecteur vitesse des fragments. Ceci permet une bonne correction Doppler des énergies pour les gamma obtenues à l'aide de CLARA.

Nous allons faire quelques considérations sur les taux de comptage et sur le temps de faisceau utilisé. Ce que nous souhaitons, c'est pouvoir comparer les intensités de différents gamma avec une erreur de l'ordre de 3% pour 1000 coups dans le photopic. En tenant compte de l'épaisseur de la cible de ^{24}Mg , de l'intensité du faisceau de ^{24}Mg et de la section efficace, nous obtenons ~ 3000 coups par heure enregistrés par PRISMA lors de cette expérience. En tenant compte de l'efficacité de CLARA et du fait que nous souhaitons avoir 1000 coups dans le photopic, nous avons alors besoin de $\sim 10\text{h}$ de faisceau pour un gamma de 1,37 MeV ($2^+ \rightarrow 0^+$), 20h de faisceau pour un gamma de 3,6 MeV (par exemple $6,01 \rightarrow 1,37$). Pour réaliser des coïncidences fragment-gamma-gamma et voir la cascade provenant de la région d'excitation alimentée, un temps de faisceau beaucoup plus long aurait été nécessaire (26 jours de faisceau). Sachant que ces résultats sont à multiplier par deux pour réaliser les mesures ON et OFF résonance, nous avons conclu que 5 jours étaient suffisants pour étudier une résonance, mais que les coïncidences fragment-gamma-gamma ne sont pas réalisables avec le dispositif choisi et le temps de faisceau dispensé.

Enfin, l'expérience proposée est une expérience à un bras, par conséquent un certain nombre de précautions sont à prendre afin d'être sûr du caractère binaire. Notamment analyser les données état de charge par état de charge afin de vérifier que tous les paramètres sont en accord avec la cinématique des événements binaires. Ceci sera discuté dans la présentation des résultats obtenus pour les différentes voies observées.

3.2 Les détecteurs PRISMA et CLARA

3.2.1 Quelques généralités sur PRISMA

PRISMA et CLARA sont installés au Laboratoire National de Legnaro (LNL). PRISMA a été construit pour la détection et l'identification des noyaux produits dans les réactions binaires du type inélastique ou multinucléons transfert entre ions lourds à des énergies incidentes comprises entre 5 et 20 MeV/A.

Comme nous allons le montrer, les différents détecteurs de PRISMA [21, 22] permettent une identification précise de la charge, de la masse, de Z et du vecteur vitesse.

PRISMA et CLARA servent à des expériences dans le domaine des mécanismes de réaction ainsi que dans le domaine d'étude des propriétés de la structure nucléaire relativement loin de la stabilité, essentiellement dans la région riche en neutrons formée à partir des réactions du type deep inélastique [28].

Les détecteurs de PRISMA

Les performances du spectromètre PRISMA (cf Tab. 3.1) sont obtenues grâce à la reconstruction des trajectoires du fragment détecté par software, en utilisant la position, le temps de vol et la perte d'énergie, informations délivrées par les détecteurs qui composent PRISMA.

Angle Solide	80 msr
$\Delta\theta$	$\pm 6^\circ$
$\Delta\phi$	$\pm 11^\circ$
Acceptance en énergie	$\pm 20\%$
Résolution en masse	1/300
Résolution en énergie	jusqu'à 1/1000
Résolution en charge nucléaire	1/60
Résolution intrinsèque en énergie de la chambre d'ionisation	1%
Capacité de comptage	jusqu'à 100 kHz

TAB. 3.1: Les caractéristiques de PRISMA

Les détecteurs de PRISMA (cf Fig. 3.1 et Fig. 3.2) sont au nombre de trois : un détecteur MCP [29] à l'entrée (Micro-Channel Plate) et deux détecteurs dans le plan focal [30] dont un MWPPAC (Multi Wire Parallel Plate Avalanche Counter) et une chambre d'ionisation (IC). Le temps de vol (TOF) est donné par la différence de temps entre le MCP et le MWPPAC. Le plan focal se situe à environ 6,5 m du MCP, en conséquence, le temps de vol est de l'ordre de 200 à 400 ns, ce qui permet d'avoir une très bonne résolution sur la mesure du TOF. Le MCP se situe entre la cible et le quadrupôle, sa surface sensible est de 80 x 100 mm² et il permet d'obtenir l'information sur X et Y. Le MWPPAC donne également les positions X et Y, sa surface de détection est de 100 x 13 cm². La chambre d'ionisation, quant à elle, permet d'obtenir la mesure de l'énergie et de la perte en énergie. Son volume actif est de 110 x 17,6 x 120 cm³ (largeur x hauteur x profondeur).

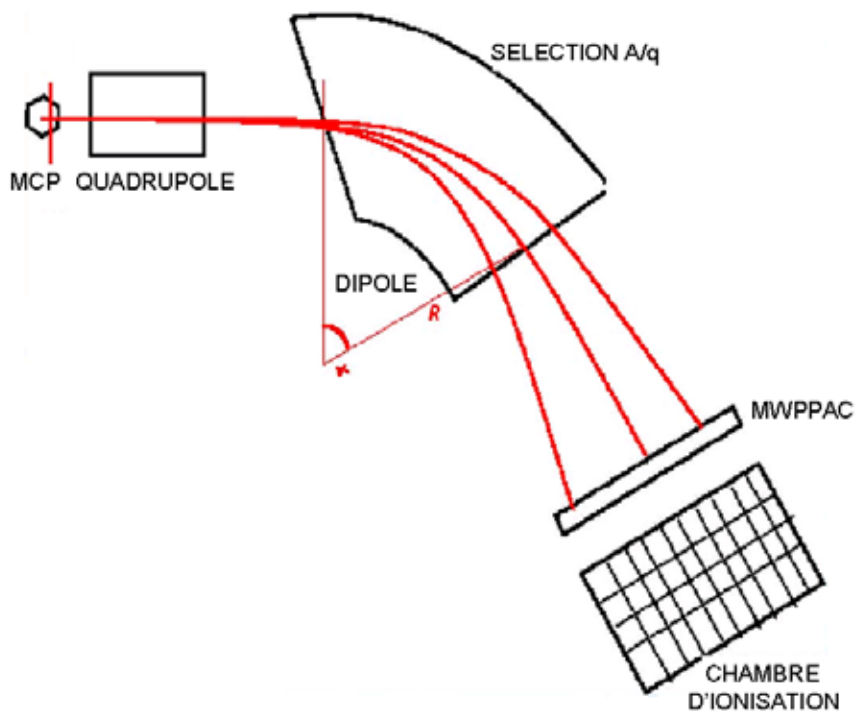


FIG. 3.1: Schéma général du détecteur PRISMA.

Les éléments optiques de PRISMA

Un quadrupôle et un dipôle (cf Fig. 3.1) composent les éléments optiques de PRISMA. Le quadrupôle sert à focaliser le faisceau (cf Tab. 3.2). Cet aimant permet de focaliser en vertical et de défocaliser en horizontal. Le dipôle, quant à lui, a un angle de courbure de 60° pour les trajectoires centrales. Le rayon de courbure est de 1,2 m et le champ magnétique maximum est de 1 T (cf Tab. 3.3), ce qui correspond à une rigidité maximum de 1,2 Tm ($B\rho = 1,2 \text{ Tm}$). Ces caractéristiques ont été choisies afin de pouvoir un jour exploiter toutes les possibilités du système accélérateur Tandem - Alpi - Piave.

Longueur	50 cm
Diamètre	32 cm
Champ magnétique maximum	0,848 T

TAB. 3.2: Les caractéristiques du quadrupôle de PRISMA

L'utilité de PRISMA réside dans l'identification des fragments de la réaction. Ceci est possible grâce à l'identification en Z et en A obtenue grâce aux différents détecteurs.

3.2.2 Identification en Z

L'identification en Z des fragments de la réaction est réalisée à partir de la mesure de la perte d'énergie ΔE et de l'énergie E dans la chambre d'ionisation.



FIG. 3.2: Vue du spectromètre PRISMA.

Champ magnétique maximum	1 T
Rayon de courbure	120 cm
Angle de courbure	60°
Angle d'entrée	-20°
Angle de sortie	+5°

TAB. 3.3: Les caractéristiques du dipôle de PRISMA

Quand un ion avec une certaine charge passe dans un détecteur gazeux, il ionise les molécules du gaz. Le gaz utilisé dans la IC de PRISMA (cf Fig. 3.3) est le méthane (CH_4 , pur à 99%) pour sa vitesse rapide de dérive des électrons, par contre son pouvoir d'arrêt est faible comparé à d'autres gaz tels que le CF_4 . Toutefois, la résolution en énergie du méthane reste excellente, ce qui en fait un bon candidat. La pression du gaz est fixée selon la réaction et doit être ajustée de telle sorte que le parcours maximal des fragments produits soit de l'ordre de la profondeur de la chambre.

La IC de PRISMA (cf Fig. 3.3) doit stopper les ions produits, et doit avoir une ionisation suffisante pour les ions lourds avec des énergies cinétiques basses. La fenêtre d'entrée est en mylar, elle supporte jusqu'à 100 mbar de pression. Les électrodes formant l'anode et la cathode de la IC se composent de 40 pads (10 sections x 4 pads). Chaque pad agit comme une section indépendante et fournit l'énergie totale E ainsi que la perte d'énergie ΔE (servant à l'identification des particules). La grille de Frisch, commune à toutes les sections, est composée de 1200 fils de tungstène recouverts d'or de diamètre $100 \mu\text{m}$. La distance séparant l'anode de la grille est de 20 mm, tandis que la distance séparant la cathode de la grille est de 170 mm. Deux sections d'anode situées de part et d'autre de la IC permettent d'obtenir un signal véto et d'éliminer les ions sortis de la IC.

Dans le cas des IC, la charge intégrée est proportionnelle à la perte d'énergie ΔE , qui elle

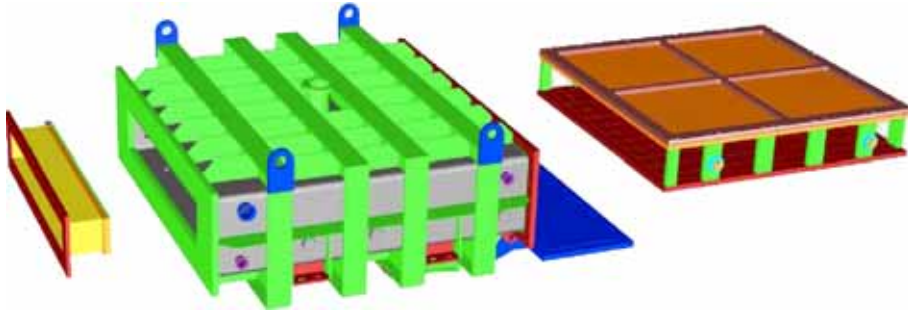


FIG. 3.3: Vue de la chambre d'ionisation.

même dépend de la charge atomique, de la masse et de l'énergie de l'ion. En effet, la formule de Bethe-Bloch pour des particules non relativistes peut s'écrire :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{MZ_{eff}^2}{E}$$

où dE est la perte d'énergie pour une distance dx , M est la masse atomique et Z_{eff} est la charge atomique de l'ion. A l'aide du détecteur gazeux, nous mesurons dE sur une distance dx , ainsi que l'énergie E de l'ion, par conséquent, le produit : $E \frac{dE}{dx}$ donne une mesure de MZ_{eff}^2 . Si on représente dE versus E , on est en mesure d'identifier les différentes charges Z .

3.2.3 Détermination du temps de vol et identification en masse

Une fois la détermination en Z réalisée, il reste à déterminer la masse du fragment. Ceci est réalisé par reconstruction des trajectoires à partir de l'angle d'entrée, de la charge ionique, de Z , de l'énergie totale et du temps de vol.

Les angles d'entrée sont obtenus par le MCP à partir de la position du fragment dans ce détecteur. La surface active du MCP couvre tout l'angle solide de PRISMA. Il est constitué d'une fine feuille de carbone ($\simeq 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) à travers laquelle passe les particules à un angle de 135° . Les électrons secondaires émis sont accélérés par un champ électrostatique et spiralés par un champ magnétique parallèle, qui limite l'éparpillement des nuages d'électrons et ainsi préserve l'information sur la position de la particule. Le champ électrique entre la feuille de carbone et la grille d'accélération (placée à 1 cm) est de 30-40 kV/m. La surface du MCP est au même potentiel que la grille d'accélération, et aucun autre champ n'est appliqué aux électrons.

Le MCP fournit les signaux positions X et Y qui sont donnés par l'anode. En effet, la charge totale est collectée par l'anode. Celle-ci est composée de deux lignes orthogonales, isolées l'une de l'autre, faites de Cu-Be de $70 \mu\text{m}$ de diamètre. La charge venant du MCP est partagée entre les deux lignes. Pour obtenir la position X et Y des événements, la différence de temps est utilisée entre le signal venant de cette ligne et un signal rapide provenant d'un module 'fast time'. Ce signal rapide sert de référence pour les positions.

Le MCP fournit également un signal temps pour le signal start du temps de vol qui est obtenu par la différence de temps entre le MCP et le MWPPAC (cf Fig. 3.1).

Le signal temps du MWPPAC est donné par la cathode, la résolution est de 200 à 300 ps pour le MWPPAC ainsi que pour le MCP.

Le MWPPAC est formé de 3 électrodes : une cathode centrale et deux plans de fils orientés

perpendiculairement l'un par rapport à l'autre, qui sont les anodes X et Y. La cathode centrale est soumise à un potentiel et donne le signal temps. Les plans de fils sont reliés à la masse et donne les signaux positions. Les électrodes sont divisées en 10 sections égales et indépendantes. Chaque section a une zone active de $10 \times 13 \text{ cm}^2$, par conséquent la surface totale active est de $100 \times 13 \text{ cm}^2$ pour le MWPPAC.

La cathode est formée de 3300 fils de tungstène recouverts d'or, le diamètre d'un fil est de $20 \mu\text{m}$. Chaque section de l'anode X est constituée de 100 fils de tungstène recouverts d'or, de diamètre $20 \mu\text{m}$ et espacés de 1 mm. Chaque section de l'anode Y est constituée de 130 fils de même diamètre que les anodes X. Les plans de fils X et Y sont placés à 2,4 mm de part et d'autre de la cathode.

Le signal position est obtenu par la méthode de ligne retardée, chaque section donne deux signaux, un de chaque côté, la différence en temps entre ces deux signaux est proportionnelle à la position de l'ion.

La résolution en Y est de 2 à 3 mm, par conséquent, les fils sont regroupés en deux groupes de 65 fils, la résolution en X est de 1 mm car chaque fil est considéré comme une cellule indépendante. Le MWPPAC peut être utilisé à fort taux de comptage tout en gardant une linéarité dans la détermination de la position. Il permet également de rejeter des particules non voulues en changeant le voltage de l'électrode et la pression du gaz (C_4H_{10}).

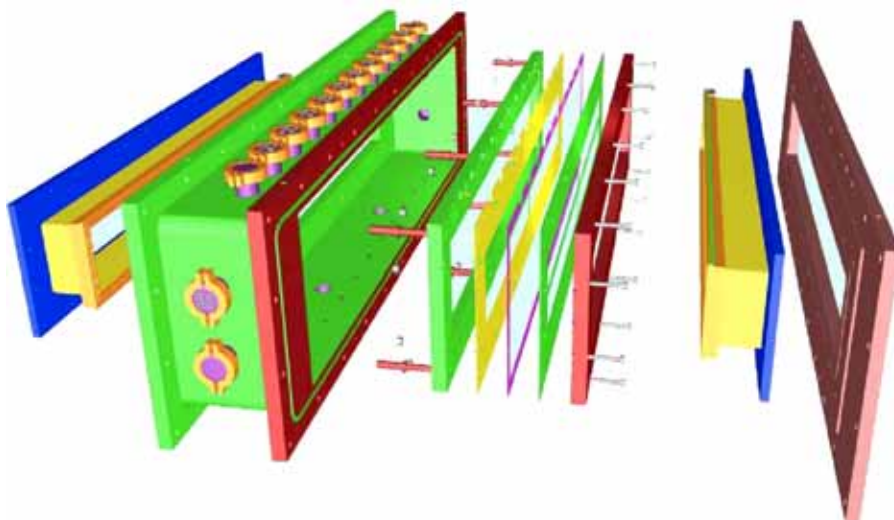


FIG. 3.4: Vue du MWPPAC.

3.2.4 Détection des gamma dans CLARA

Les raies gamma émises par les fragments sont détectées par le détecteur CLARA, qui est un ensemble de détecteurs γ utilisé en complément du spectromètre PRISMA. Les détecteurs CLOVER composant CLARA proviennent du détecteur EUROBALL.

Ils sont composés de 4 cristaux de germanium hyperpur, chacun d'un diamètre de 50 mm, montés dans un seul cryostat. Un bouclier anti-compton (BGO) entoure le détecteur et sert à améliorer le rapport pic sur bruit de fond. Le signal énergie des 4 cristaux est enregistré de façon indépendante, et comme un γ peut interagir avec plus d'un cristal, un algorithme est utilisé

off-line pour déterminer l'énergie des raies γ . CLARA est formé de 25 détecteurs CLOVER (cf Fig. 3.5).

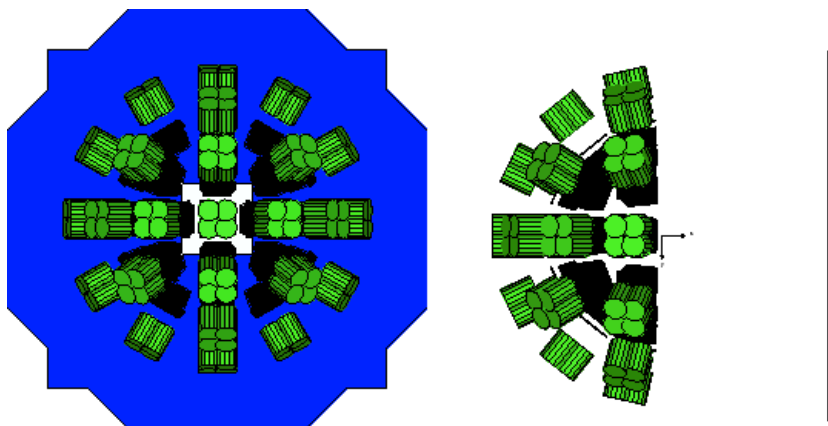


FIG. 3.5: Vue du détecteur CLARA.

La géométrie de CLARA dépend fortement du spectromètre PRISMA (cf Fig. 3.6). En effet, l'acceptance de PRISMA implique que seulement 3π sr de l'angle solide peut être utilisé pour placer CLARA. Mais, les gamma issus de la région autour de 90° ont un élargissement Doppler important. Toutes ces restrictions ont fait que les CLOVER sont distribués sur une hémisphère opposée à PRISMA, la plupart des cristaux de germanium sont placés à des angles entre 104° et 180° par rapport à la direction d'entrée du spectromètre.

Le système de détection est placé sur une plate-forme mobile, qui tourne avec le spectromètre de telle sorte que les rayonnements gamma émis par les produits de la réaction détectés dans le plan focal du spectromètre peuvent être vus par CLARA. Les détecteurs de PRISMA permettent de déterminer le vecteur vitesse des fragments et donc de corriger les gamma enregistrés en coïncidence dans CLARA de l'effet Doppler.

Pour estimer les performances de cet ensemble, des simulations Monte-Carlo ont été réalisées à l'aide de GEANT3. Les performances obtenues sont :

- Efficacité totale ≈ 3 % pour $E_\gamma = 1,3$ MeV
- Rapport pic/total ≈ 50 %
- Résolution en énergie ≈ 10 keV pour $v/c = 10$ % et $E_\gamma = 1,3$ MeV.

3.3 Les voies de sortie de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$

La réaction étudiée est $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, la voie de sortie est en conséquence une voie binaire. Le spectromètre PRISMA ne détecte qu'un seul des deux fragments émis lors de la réaction, il faut alors vérifier que ce qui est détecté correspond bien à la cinématique d'une voie binaire. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser plus particulièrement à différentes voies de sortie autre que $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, telles que par exemple la détection de ^{12}C ou de ^{28}Si dans PRISMA. Nous comparerons les cinématiques de ces réactions aux événements enregistrés, afin de s'assurer que ceux-ci respectent les conditions cinématiques.

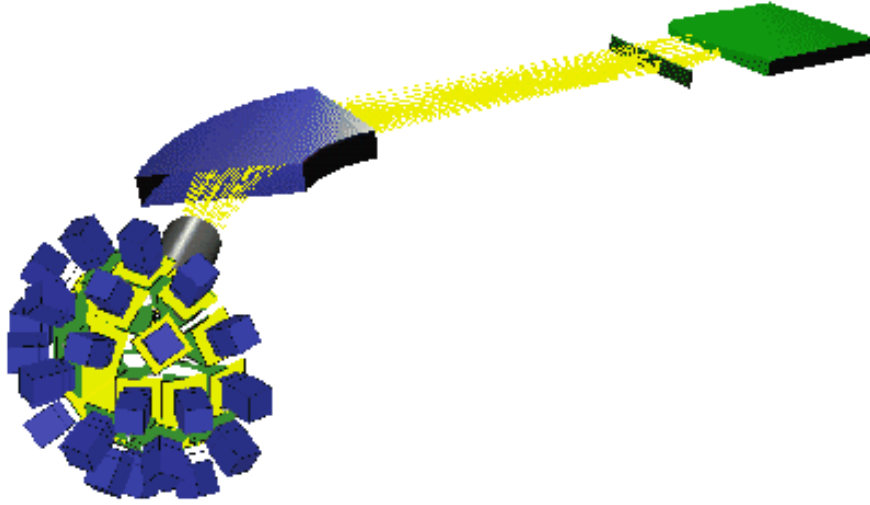


FIG. 3.6: Vue schématique du détecteur CLARA et du spectromètre PRISMA.

Dans notre expérience, le but est d'obtenir des coïncidences entre les fragments enregistrés par PRISMA et les γ détectés par CLARA.

Le réglage de l'aimant est optimisé pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, qui fait l'objet de cette étude, et non pour d'autres voies de sortie (cf Tab. 3.4).

Le champ de l'aimant est alors fixé pour que la détection du ^{24}Mg soit obtenue au milieu du plan focal avec une énergie du fragment de 43 MeV et un état de charge 10^+ correspondant à une énergie d'excitation de la voie inélastique de $\sim 5,1$ MeV. Ceci implique que la région d'excitation d'intérêt de 4,1 MeV à 6,1 MeV se situe sur tout le plan focal.

On obtient alors :

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{\sqrt{2AE}}{q} \quad (3.1)$$

avec la rigidité magnétique $B\rho$ fixée pour le ^{24}Mg , donc avec $A=24$, $E=43$ MeV et $q=10^+$. Avec cette formule et les différents paramètres, on déduit que $B\rho$ est égale à 4,54. Cette valeur de la rigidité est fixée pour toute l'expérience et donc pour tous les autres fragments détectés. L'énergie E est déduite de la formule précédente :

$$E = 10,32 \frac{q^2}{A}. \quad (3.2)$$

Différents spectres seront présentés dans la suite. Ces spectres sont des spectres bidimensionnels représentant la position X sur le plan focal en fonction de l'état de charge q , l'angle θ de détection au plan focal en fonction de la vitesse du fragment, l'angle θ en fonction de la chaleur de réaction Q ou la vitesse du fragment en fonction de l'énergie des raies γ observées.

La chaleur de réaction Q est définie à partir des masses de la cible, du faisceau et du fragment émis, ainsi que l'angle d'émission de ce fragment. Pour une réaction du type $M_2(M_1, M_3)M_4$ avec une chaleur de réaction Q_0 et une énergie d'excitation E_x , Q est obtenue à partir des équations suivantes :

Réaction	Diffusion élastique	$-\alpha$	$+\alpha$	-p	+p	-n	+n
$^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$	Q=0	$^{20}\text{Ne}+^{28}\text{Si}$ Q=0,67	$^{28}\text{Si}+^{20}\text{Ne}$ Q=0,67	$^{23}\text{Na}+^{25}\text{Al}$ Q=-9,42	$^{25}\text{Al}+^{23}\text{Na}$ Q=-9,42	$^{23}\text{Mg}+^{25}\text{Mg}$ Q=-9,20	$^{25}\text{Mg}+^{23}\text{Mg}$ Q=-9,20
$^{24}\text{Mg}+^{12}\text{C}$	$^{24}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ Q=0; (30°)	$^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$ Q=-2,15; (37,6°)	$^{28}\text{Si}+^8\text{Be}$ Q=2,62; (23,2°)	$^{23}\text{Na}+^{13}\text{N}$ Q=-9,75; (26°)	$^{25}\text{Al}+^{11}\text{B}$ Q=-13,68; (20,4°)	$^{23}\text{Mg}+^{13}\text{C}$ Q=-11,59; (24,7°)	$^{25}\text{Mg}+^{11}\text{C}$ Q=-11,39; (21,8°)
	$^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ Q=0	$^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ Q=-2,15	$^8\text{Be}+^{28}\text{Si}$ Q=2,62	$^{13}\text{N}+^{23}\text{Na}$ Q=-9,75	$^{11}\text{B}+^{25}\text{Al}$ Q=-13,68	$^{13}\text{C}+^{23}\text{Mg}$ Q=-11,59; (47,7°)	$^{11}\text{C}+^{25}\text{Mg}$ Q=-11,39
$^{24}\text{Mg}+^{16}\text{O}$	$^{24}\text{Mg}+^{16}\text{O}$ Q=0; (41,8°)	$^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ Q=-4,59	$^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ Q=2,82; (33,7°)	$^{23}\text{Na}+^{17}\text{F}$ Q=-11,09; (35,9°)	$^{25}\text{Al}+^{15}\text{N}$ Q=-9,86; (32,7°)	$^{23}\text{Mg}+^{17}\text{O}$ Q=-12,39; (34,8°)	$^{25}\text{Mg}+^{15}\text{O}$ Q=-8,33; (33,8°)
	$^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ Q=0		$^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$ Q=2,82	$^{17}\text{F}+^{23}\text{Na}$ Q=-11,09	$^{15}\text{N}+^{25}\text{Al}$ Q=-9,86	$^{17}\text{O}+^{23}\text{Mg}$ Q=-12,39	$^{15}\text{O}+^{25}\text{Mg}$ Q=-8,33

TAB. 3.4: La cinématique des trois réactions présentes lors de notre expérience. Cette cinématique est obtenue pour une énergie dans le laboratoire de 91,4 MeV, une alimentation de l'état fondamental et un angle de détection compris entre 38° et 48°. Les Q de réaction sont données en MeV. Les voies indiquées en rouge ont un angle limite, alors que celles en vert sont possibles sans limitation. L'angle limite est donné entre parenthèses. Pour les différentes voies de sortie, les conditions cinématiques indiquées correspondent à la détection du fragment donné en premier.

$$Q = Q_0 - E_x \quad (3.3)$$

$$Q + E_1 = E_3 + E_4 \quad (3.4)$$

$$M_1 \vec{V}_1 = M_3 \vec{V}_3 + M_4 \vec{V}_4 \quad (3.5)$$

d'où l'on tire :

$$Q = \frac{(M_3 - M_2)E_1 + (M_1 + M_2)E_3 - 2\sqrt{M_1 M_3 E_1 E_3} \cos \theta_3}{M_1 + M_2 - M_3}. \quad (3.6)$$

La position X sur le plan focal est obtenue à partir de $B\rho$. En effet, $X \sim B\rho$, par contre plus la rigidité du fragment augmente, moins il va être dévié et donc plus il va à un faible X. X et $B\rho$ varient donc en sens opposé.

Enfin l'état de charge q du fragment vaut :

$$q = \frac{A}{TOF} \quad (3.7)$$

où A est la masse du noyau observé et TOF le temps de vol du fragment déterminé entre le MCP et le MWPPAC.

L'angle θ sur le plan focal est obtenu par le MWPPAC et l'amplitude de la vitesse du fragment est définie à partir de l'énergie déposée dans les chambres d'ionisation et la masse déduite du temps de vol. La direction du vecteur vitesse est donnée par la trajectoire entre le MCP et le MWPPAC.

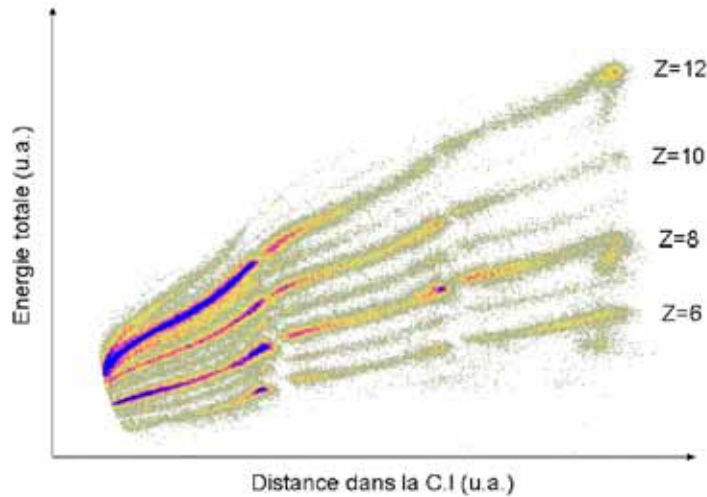


FIG. 3.7: Distribution en Z des fragments dans les réactions induites par ^{24}Mg et obtenue par les chambres d'ionisation de PRISMA.

En réalité, nous allons être confrontés à d'autres réactions que celle de $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. On peut avoir une réaction sur le support ^{12}C de la cible, mais aussi des réactions sur ^{16}O dues à une

oxydation quasi inévitable de la cible. Les conditions cinématiques des trois réactions possibles sont résumées dans le tableau 3.4.

Dans PRISMA, les fragments sont identifiés en Z grâce aux chambres d'ionisation. La figure 3.7 montre l'énergie totale déposée en fonction de la distance parcourue dans les chambres d'ionisation. Les fragments proviennent des différentes réactions induites par le faisceau de ^{24}Mg . On peut noter que les noyaux avec un Z pair tels que ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg et ^{28}Si sont peuplés préférentiellement comparé aux noyaux de Z impairs. Ceci est dû à des effets de Q de réaction comme on peut le voir dans le tableau 3.4.

Nous allons présenter et discuter les spectres obtenus pour les noyaux pair-pair avec $Z = 6, 8, 10$ et 14 .

3.3.1 La voie Carbone

Nous détectons le ^{12}C dans le spectromètre PRISMA. Quelles sont les processus les plus simples pour produire ce carbone ? Nous avons deux possibilités de créer du ^{12}C (cf Tab. 3.4), la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ (sur le support de la cible) qui produit du ^{12}C par diffusion élastique, et la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{16}\text{O}$ (due à une éventuelle oxydation de la cible) qui par échange d'un α produit du ^{12}C .

Le spectre de l'état de charge en fonction de la position sur le plan focal est représenté sur la figure 3.8. On constate que l'état de charge dominant est l'état 5^+ à raison de 78%, vient ensuite $q=4^+$ à 18,7% et enfin $q=6^+$ à 3,3%. Les événements sont situés à des X élevés donc pour un $B\rho$ faible.

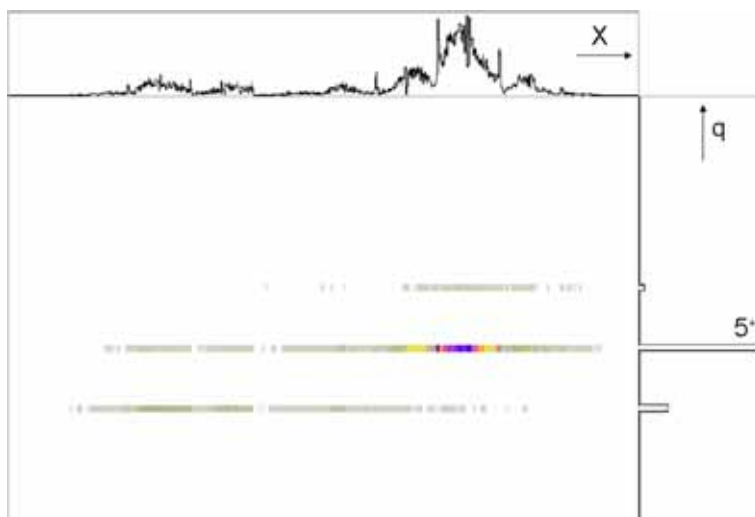


FIG. 3.8: La position dans le plan focal en fonction de l'état de charge pour le fragment ^{12}C .

L'état $q=5^+$ étant largement dominant, les spectres qui suivent vont concerner seulement cet état. Pour $q=5^+$, l'énergie moyenne (au centre du plan focal) du ^{12}C est de 24,5 MeV d'après l'équation 3.2. L'acceptance de PRISMA étant de 20%, l'énergie dans le spectromètre est située entre 17,2 MeV et 25,8 MeV. Ceci correspond à un β ($=v/c$) entre 5,5% et 6,7%. Si on se réfère à la cinématique, ces énergies ne sont pas accessibles par un transfert sur le contaminant ^{16}O . Les fragments proviennent donc uniquement de $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, et devraient se situer à un θ entre

45° et 49°.

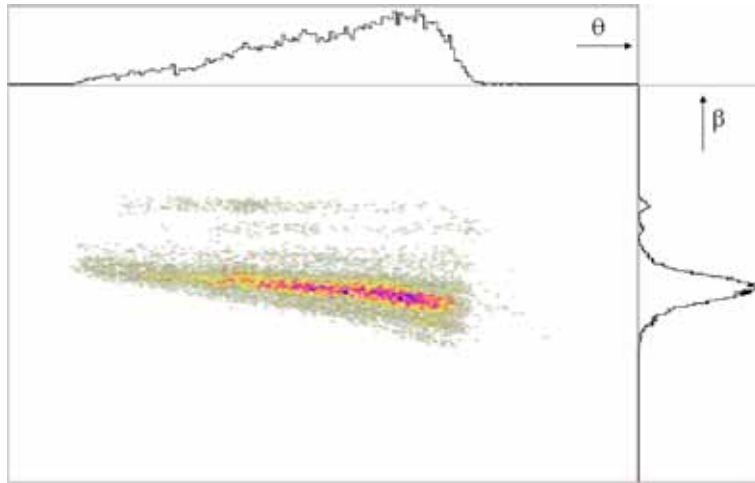


FIG. 3.9: L'angle θ en fonction de β pour ^{12}C dans l'état de charge $q=5^+$.

Sur la figure θ en fonction de β (cf Fig. 3.9), on voit que la majeure partie des événements se situe dans cette région angulaire. Le β observé est en accord avec les calculs cinématiques, qui montrent que les fragments de la voie binaire ont une énergie d'excitation supérieure à 6 MeV.

Nous avons représenté θ en fonction de Q (cf Fig. 3.10). On peut constater que l'énergie d'excitation de la voie dépend de l'angle ; pour chaque angle θ , on a une énergie d'excitation différente. Nous ne devrions pas avoir cet effet, ceci est dû au fait que le champ n'est pas optimisé pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ et la voie binaire $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ correspondante.

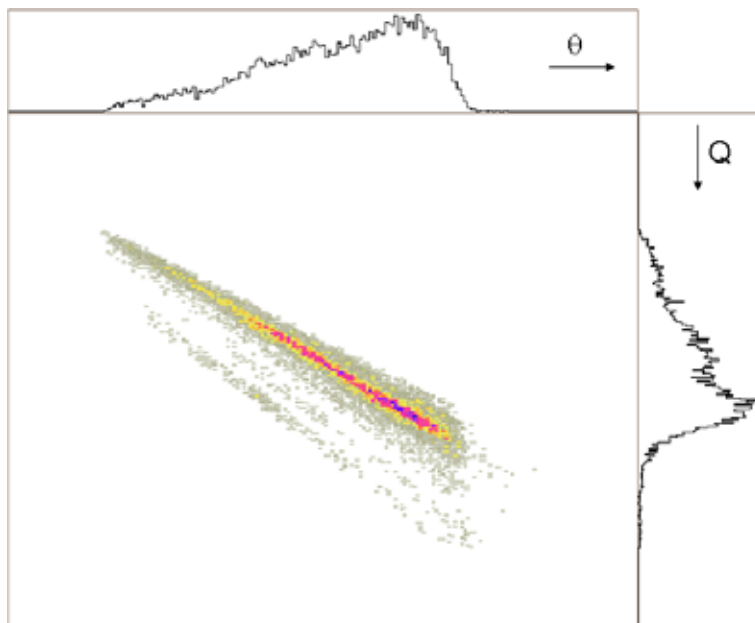


FIG. 3.10: L'angle θ en fonction de Q pour ^{12}C avec $q=5^+$.

3.3.2 La voie Silicium

La réaction $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{28}\text{Si})^8\text{Be}$ (cf Tab. 3.4) a un angle limite de 23° , tandis que la réaction $^{16}\text{O}(^{24}\text{Mg}, ^{28}\text{Si})^{12}\text{C}$ (cf Tab. 3.4) a un angle limite de 34° . Par conséquent, il n'y a pas de détection du ^{28}Si dans le spectromètre provenant de ces deux réactions. Les fragments de ^{28}Si détectés dans PRISMA peuvent uniquement être produits par la réaction $^{24}\text{Mg}(^{24}\text{Mg}, ^{28}\text{Si})^{20}\text{Ne}$ (cf Tab. 3.4). Cette réaction a un Q de 0,67 MeV et la cinématique est donc très semblable à celle de la voie élastique.

La distribution d'états de charge (cf Fig. 3.11) montre que \bar{q} est de l'ordre de 10,5. D'après les tables de distributions d'états de charge [31], ceci correspond à une énergie \bar{E} de 40 MeV soit un β de 5,5%. Le $\bar{\beta}$ mesuré est de l'ordre de 5,7%.

Les deux états de charge dominants sont 10^+ et 11^+ . Les fragments dans ces deux états de charge sont bien séparés sur le plan focal. L'énergie des silicium étant la même, les événements de l'état de charge 11^+ sont situés à X plus grand et donc à $B\rho$ faible en comparaison des événements de 10^+ qui sont situés à un X plus petit donc à un $B\rho$ plus grand.

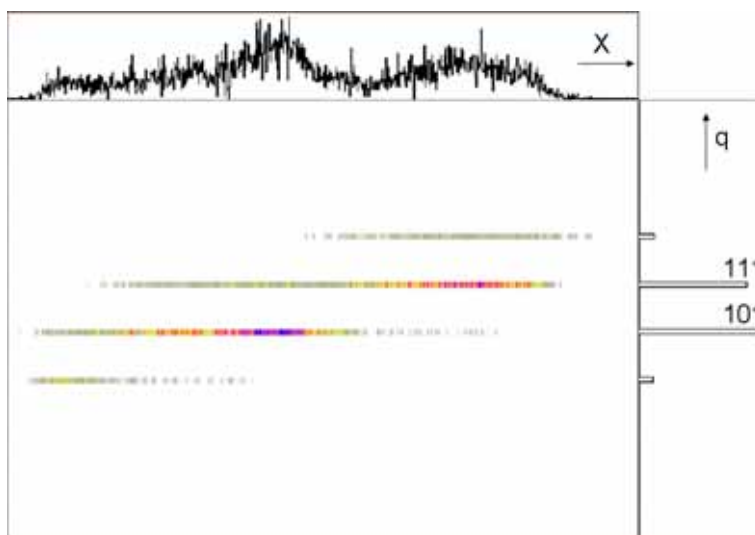


FIG. 3.11: La position dans le plan focal en fonction de l'état de charge pour ^{28}Si .

Pour l'état de charge 10^+ , les événements sont situés dans la première moitié du spectre en X . Sur le spectre θ en fonction de β (cf Fig. 3.12), les coups se retrouvent pour un θ entre 38° et 42° soit une région d'excitation autour de 5 MeV et un β entre 5,5% et 6%. Or, pour la réaction $^{24}\text{Mg}(^{24}\text{Mg}, ^{28}\text{Si})^{20}\text{Ne}$, l'angle θ devrait être entre 37° et 48° et le β entre 4,8% et 5,8%. Les événements situés à β inférieur à 5,3% sont coupés car le champ n'est pas adapté à cette réaction ou bien ceci provient du fait que ces β correspondent à des énergies de 37 MeV soit 1,3 MeV/u pour lesquelles l'efficacité de détection du PPAC est réduite. La distribution angulaire des fragments est pointée vers l'avant ce qui peut être expliqué par une réaction de transfert.

Dans le spectre X versus q , les événements concernant l'état de charge 11^+ sont plutôt dans la deuxième partie du spectre (région correspondant à une énergie entre 44,6 et 35,7 MeV) avec une traînée importante vers les β plus grands. Dans le spectre θ versus β (cf Fig. 3.13), un pic bien défini sort à un β de 5,7% qui correspond à une ligne assez bien visible dans le spectre. Cette ligne correspond à une énergie d'excitation comprise entre 6 et 8 MeV. On retrouve la

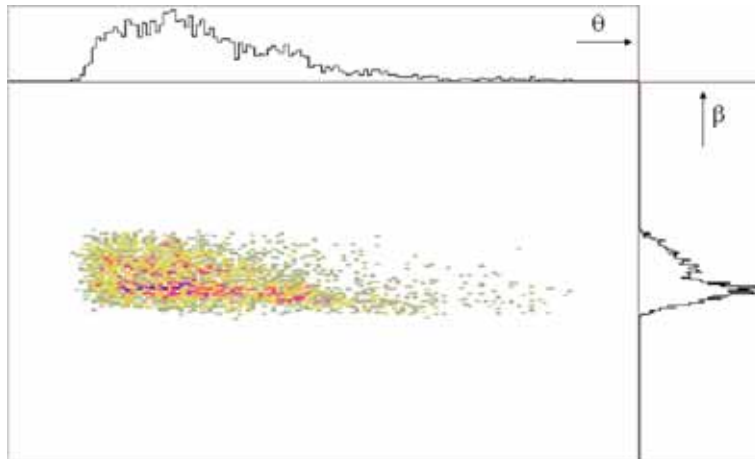


FIG. 3.12: L'angle θ en fonction de β pour ^{28}Si dans l'état de charge $q=10^+$.

traîne vers les β plus grands à un β de l'ordre de 6%, soit une énergie de 47 MeV correspondant à une énergie d'excitation de 3 ou 4 MeV. Dans ce cas, on excite les premiers états de la voie $^{28}\text{Si} + ^{20}\text{Ne}$.

La distribution est toujours piquée vers l'avant mais il y a des coups jusqu'à l'angle maximum du spectromètre de 49° . Les β calculés sont en bon accord avec l'expérience.

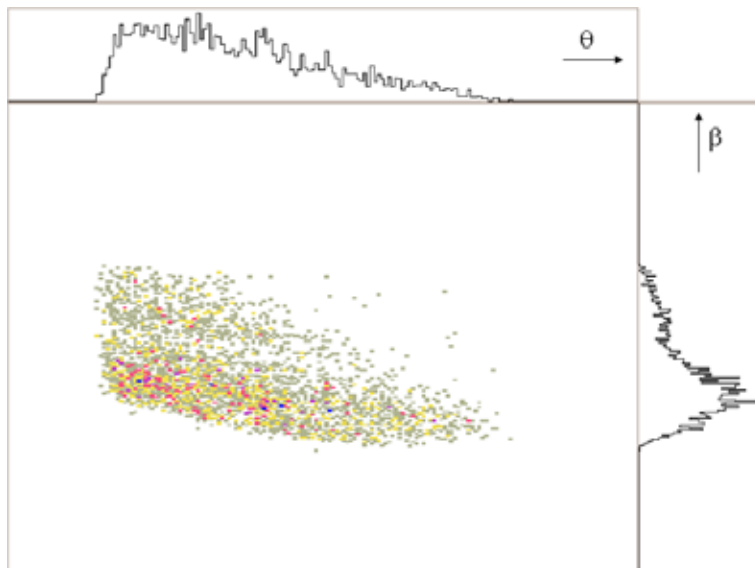


FIG. 3.13: L'angle θ en fonction de β pour ^{28}Si dans l'état de charge $q=11^+$.

Tout ce qu'on vient de décrire est confirmé par le spectre γ en coïncidence (cf Fig. 3.14). Autour de β égale à 5,7%, il y a excitation des différents états de ^{28}Si et de ^{20}Ne dans une plage entre 5 et 8 MeV. Les γ observés proviennent à la fois du ^{28}Si , mais aussi du ^{20}Ne car l'énergie d'excitation est répartie dans les deux noyaux. On peut observer un pic à 1779 keV correspondant à l'alimentation de l'état 2^+ du ^{28}Si , et un pic à 2839 keV correspondant à celle du 4^+ du ^{28}Si . Le pic à 1633 keV correspond à la transition gamma issue de l'état 2^+ de ^{20}Ne . Cette voie est mal corrigée et décalée en énergie, car la correction Doppler est réalisée pour le ^{28}Si , donc pour une masse différente et une vitesse différente.

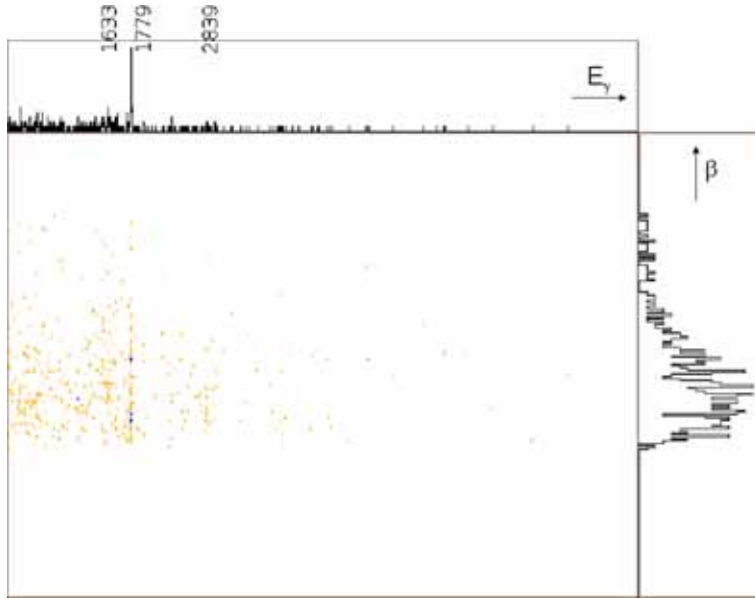


FIG. 3.14: Spectre γ en fonction de β pour ^{28}Si .

3.3.3 La voie Oxygène

La production d'oxygène se fait à partir de deux réactions (cf Tab. 3.4) : $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{16}\text{O})^{20}\text{Ne}$ et $^{16}\text{O}(^{24}\text{Mg}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}$, la première réaction a un Q légèrement négatif tandis que la deuxième est la voie élastique ($Q=0$). Aucune de ces réactions ne présente d'angle limite. La détection de l' ^{16}O à partir de $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ n'est pas possible, car dans la réaction de transfert 2α , les fragments ^{16}O sont produits avec une énergie de 60 MeV et ne sont donc pas susceptibles d'atteindre le plan focal de PRISMA.

La distribution des états de charge sur le plan focal (cf Fig. 3.15) montre que l'état dominant de ^{16}O est le 6^+ . Il correspond à 51,6% du total, alors que l'état 7^+ représente 35,1%, le 8^+ 11,8% et le 5^+ 1,5%. Les événements pour $q = 6^+, 7^+$ et 8^+ sont essentiellement situés dans la deuxième partie du spectre, à grand X , donc à faible rigidité $B\rho$. A même X , les événements pour $q=6^+$ ont une énergie plus petite que ceux pour $q=7^+$. L'état $q=8^+$ est l'état complètement strippé, le stripping étant dû à la cible et aussi au gaz contenu dans le MWPPAC.

Pour $q=6^+$, l'énergie de ^{16}O est comprise entre 18,6 et 27,9 MeV, ce qui correspond à un β variant entre 4,9% et 6,1%. Sur le graphique de θ versus β (cf Fig. 3.16), on retrouve bien un β entre 5,1% et 6,3%, donc la cinématique et l'expérience concordent. A nos énergies et selon la cinématique, nous devrions retrouver la contribution de la réaction $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{16}\text{O})^{20}\text{Ne}$ pour des angles entre 37° et 48° , alors que la réaction $^{16}\text{O}(^{24}\text{Mg}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}$ devrait se manifester aux angles limites entre 47° et 49° . En réalité tout le spectre est dû à la réaction $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{16}\text{O})^{20}\text{Ne}$ car la vitesse β des événements observés est trop faible pour provenir de la diffusion élastique sur ^{16}O .

Sur le spectre (cf Fig. 3.16), on a une 'tache' d'événements pour des θ élevés, qui correspond à un β de 5,3%, donc à une énergie de 21,3 MeV. D'après la cinématique, ceci correspond à une énergie d'excitation de ~ 1 MeV pour la réaction $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{16}\text{O})^{20}\text{Ne}$, soit à un ^{16}O dans son état fondamental et un ^{20}Ne dans son premier état excité 2^+ .

Pour les angles plus petits, nous avons deux 'taches' : une située à grand β et l'autre à plus

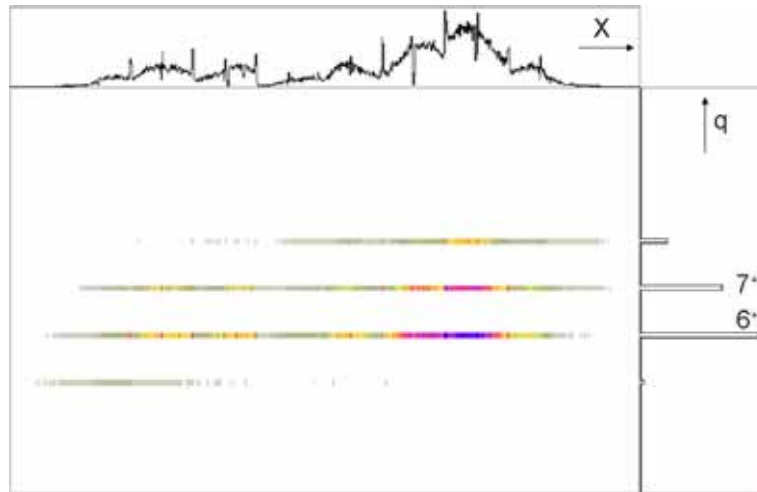


FIG. 3.15: La position dans le plan focal en fonction de l'état de charge pour ^{16}O .

petit β . Pour celle située à grand β , l'énergie correspondante est de 28 MeV, donc une énergie d'excitation dans les fragments de 6 MeV. On a soit un ^{16}O dans son premier état excité à 6 MeV et un ^{20}Ne dans son état fondamental, soit un ^{16}O dans son état fondamental et un ^{20}Ne dans des états excités aux alentours de 6 MeV. Concernant les événements de plus petit β , ils sont dus à une énergie d'excitation de ~ 8 MeV, donc à un ^{16}O dans son premier état excité et un ^{20}Ne également dans ses premiers états excités (2^+ ou 4^+).

Enfin la 'tache' concernant les angles intermédiaires correspond à une énergie d'excitation de 6 MeV, donc à un ^{16}O dans son premier état excité et un ^{20}Ne dans son état fondamental ou vice versa. Ce cas rejoint celui à petit angle et à grand β . On alimente donc des régions d'excitation différentes quand on fait varier l'angle.

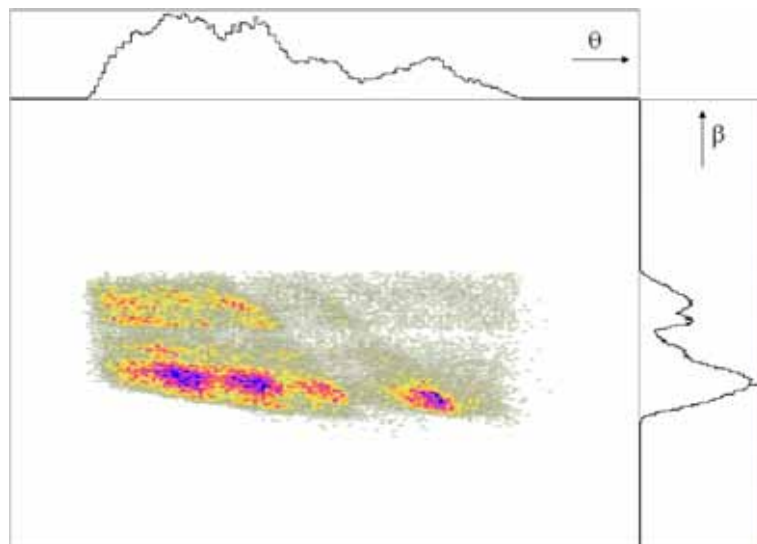


FIG. 3.16: L'angle θ en fonction de β pour ^{16}O dans l'état de charge $q=6^+$.

Dans le spectre γ en fonction de β (cf Fig. 3.17), on retrouve les deux principales raies γ de ^{16}O issues des états 3^- à 6129 keV et 2^+ à 6915 KeV. Ces transitions de grande énergie donnent lieu à l'émission de paires, c'est la raison pour laquelle nous avons un pic intense à 511 keV. Enfin

nous sommes en présence de deux pics mal corrigés à 1634 keV et à 2614 keV correspondants respectivement aux transitions issues des états 2^+ et 4^+ du ^{20}Ne . Les deux pics de β mettent en jeu le 2^+ et le 4^+ du ^{20}Ne , par contre le pic de faible intensité n'implique quasiment pas de 6,13 MeV et de 6,92 MeV dans ^{16}O . Par conséquent, la 'tache' située à grand β et bas θ fait intervenir plutôt l'état fondamental de ^{16}O et les niveaux excités de ^{20}Ne . Les événements observés dans les spectres E_γ versus β sont donc en accord avec les conclusions citées précédemment, toutefois le réglage du champ du spectromètre n'est pas du tout adapté à cette réaction d'autant plus que la voie d'entrée est fortement asymétrique contrairement à $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$.

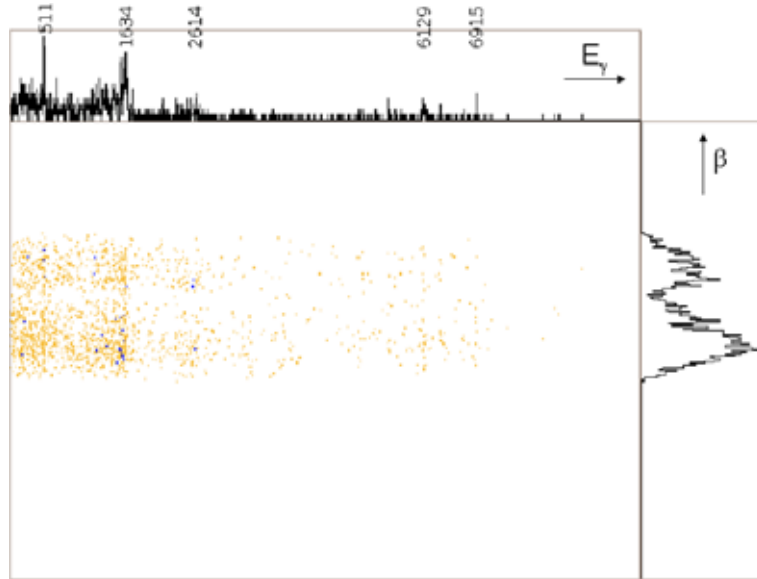


FIG. 3.17: Spectre γ en fonction de β pour ^{16}O dans l'état de charge $q=6^+$.

3.3.4 La voie Néon

La réaction $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{20}\text{Ne})^{16}\text{O}$ (cf Tab. 3.4) a un angle limite de $37,6^\circ$. Par conséquent le ^{20}Ne enregistré dans le spectromètre ne provient pas de cette réaction, mais plutôt des réactions $^{16}\text{O}(^{24}\text{Mg}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ et $^{24}\text{Mg}(^{24}\text{Mg}, ^{20}\text{Ne})^{28}\text{Si}$.

Deux états de charge se partagent la plupart du flux (cf Fig. 3.18), l'état 8^+ avec 46,5% et le 9^+ avec 42,3%. Il reste 6,9% pour l'état de charge 7^+ et 4,3% pour le 10^+ . On retrouve essentiellement la contribution des états de charge 8^+ et 9^+ dans la deuxième moitié du spectre (cf Fig. 3.18). La première partie du spectre provient principalement du 8^+ .

Le spectre θ en fonction de β (cf Fig. 3.19) pour cette voie couvre de façon pratiquement uniforme toute la plage d'angles du spectromètre. Les événements situés à θ petit et β grand correspondent à une énergie de 49 MeV. D'après la cinématique, ces événements proviennent de la réaction $^{24}\text{Mg}(^{24}\text{Mg}, ^{20}\text{Ne})^{28}\text{Si}$, avec une énergie d'excitation de l'ordre de 10 MeV dans les fragments. Les événements situés dans la bande en dessous présentent un maximum d'intensité vers 42° , un angle qui correspond au centre du spectromètre. Ces événements ont donc une énergie de ~ 39 MeV. Ces angles et ces énergies ne peuvent pas être expliqués par la cinématique d'une voie binaire et proviennent donc d'autres mécanismes.

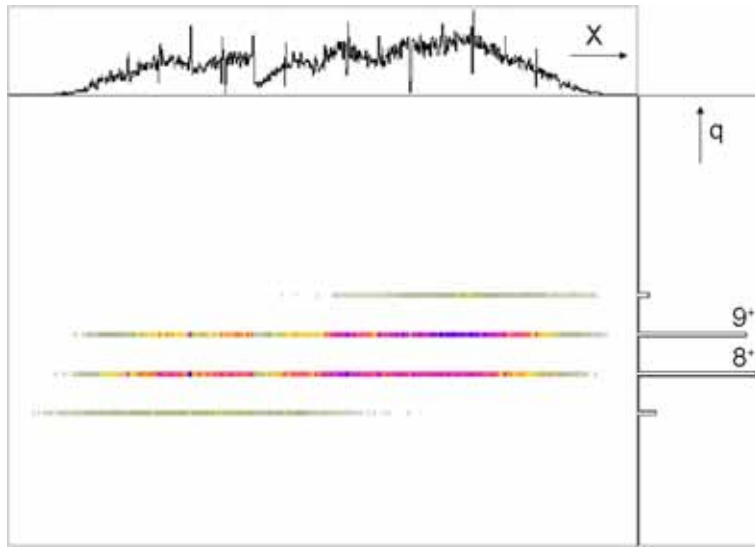


FIG. 3.18: La position dans le plan focal en fonction de l'état de charge pour la voie ^{20}Ne .

L'explication que nous proposons est que des fragments de ^{24}Mg fortement excités sont produits dans les trois réactions : $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ et $^{24}\text{Mg} + ^{16}\text{O}$. Le seuil de désexcitation du ^{24}Mg en $^{20}\text{Ne} + \alpha$ est de 9,3 MeV. A des énergies d'excitation supérieures, des fragments ^{20}Ne sont produits (à basse énergie d'excitation), ces fragments entrent dans le spectromètre et sont détectés au plan focal. Nous ne sommes plus dans le cas d'une cinématique à deux corps et ceci explique pourquoi les événements ^{20}Ne ont des θ , β qui ne rentrent pas dans le cadre d'une description cinématique par voie binaire.

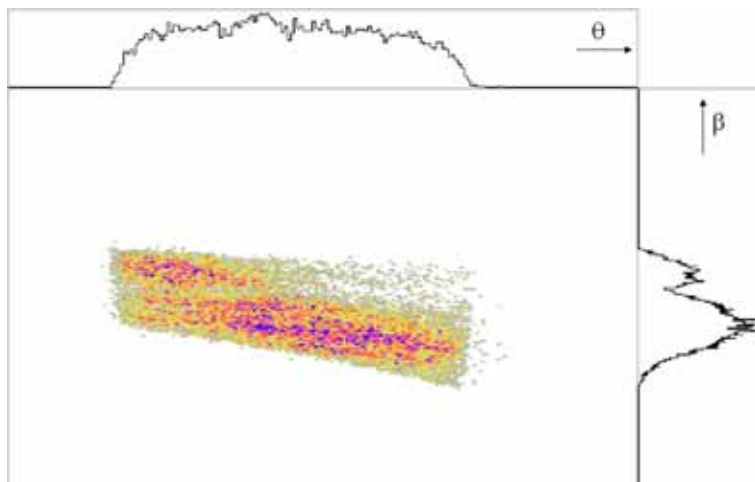


FIG. 3.19: L'angle θ en fonction de β pour ^{20}Ne dans l'état de charge $q=9^+$.

Essayons de voir si le spectre γ en fonction de β (cf Fig. 3.20) pour la voie ^{20}Ne est en accord avec nos suppositions précédentes. Nous observons deux raies principales à 1644 keV et 2616 keV, qui sont respectivement les transitions issues des états 2^+ et 4^+ du ^{20}Ne . Le 2^+ est très fortement alimenté comparé au 4^+ . Mais aucun des deux pics ne présente une forme de raie avec 'socle', qui est la signature d'une correction Doppler erronée. Par conséquent, le ^{20}Ne ne peut pas être produit par la réaction $^{16}\text{O}(^{24}\text{Mg}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$, car un des deux ^{20}Ne étant mal corrigé,

il aurait apporté un 'socle' à la forme des raies. La réaction $^{24}\text{Mg}(^{24}\text{Mg},^{20}\text{Ne})^{28}\text{Si}$ produit à la fois du ^{20}Ne mais aussi du ^{28}Si mal corrigé qu'on retrouve à des énergies γ supérieures à celle de la transition $^{20}\text{Ne } 2^+ \rightarrow 0^+$. Enfin on trouve également dans le spectre des γ mal corrigés du ^{24}Mg confirmant nos suppositions de création de ^{20}Ne à partir de la cassure en α de ^{24}Mg .

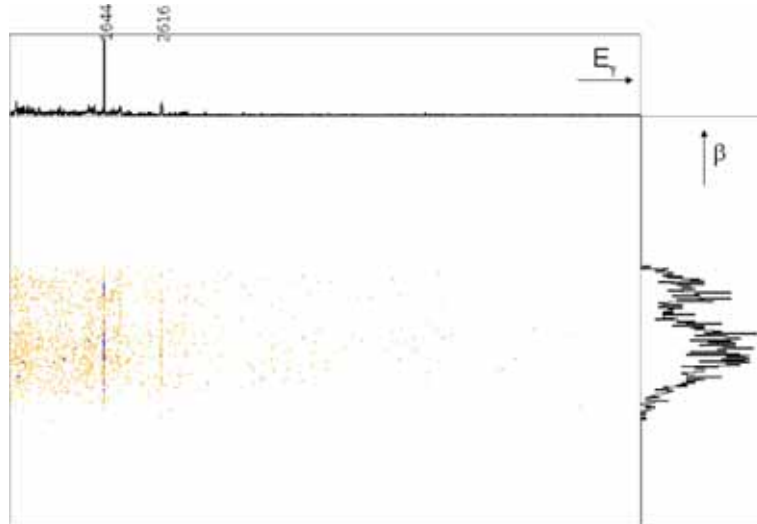


FIG. 3.20: Spectre γ en fonction de β pour ^{20}Ne dans l'état de charge $q=9^+$.

Pour toutes les voies qui viennent d'être discutées, nous avons vérifié, avec succès, état de charge par état de charge que les spectres pouvaient être expliqués par la cinématique binaire, bien que le réglage du spectromètre n'était pas adapté à ces voies. Dans le cas du ^{20}Ne , un mécanisme de formation par cassure du projectile de ^{24}Mg a été mis en évidence.

L'analyse de ces différentes voies nous a permis d'acquérir une certaine maîtrise dans le traitement des observables de l'ensemble de détection PRISMA - CLARA et d'aborder dans de bonnes conditions l'analyse de la voie $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, qui était le but de notre travail. Il nous a semblé que toutes ces études 'préliminaires' étaient nécessaires pour aborder l'étude d'une voie binaire de réaction avec un spectromètre où seul un des fragments est détecté.

3.3.5 Normalisation des mesures ON et OFF résonance

Afin de comparer les intensités des voies inélastiques obtenues par des mesures ON et OFF résonance, une normalisation relative de ces mesures doit être réalisée.

Le dispositif expérimental et la configuration de la chambre à réaction de PRISMA ne permettaient pas d'effectuer cette normalisation à l'aide d'une cage de Faraday qui aurait permis d'intégrer la charge du faisceau déposé sur la cible.

Le temps de mesure étant différent pour les runs ON et OFF résonance, nous avons utilisé une jonction Si à localisation comme moniteur. Ce moniteur était placé dans la chambre à réaction à un angle de 48° . Le rapport de comptage OFF résonance par rapport à ON résonance est alors de 0,75.

Cette normalisation étant très importante pour les résultats à venir, nous avons évalué ce rapport grâce à d'autres méthodes. Il a été obtenu en intégrant les événements ^{12}C dans le spectre θ versus β pour $q=5^+$. Nous obtenons un rapport de 0,75.

Puis, nous avons intégré les événements ^{28}Si dans θ versus β ($q=10^+$ et $q=11^+$). Le rapport obtenu est de 0,71. Cette voie ^{28}Si est intéressante pour la normalisation car le ^{28}Si ne provient

que de la cible de ^{24}Mg et permet de détecter une éventuelle détérioration de la cible : aucune détérioration observée. Enfin, le rapport du nombre total d'événements enregistrés ON et OFF a été déterminé et vaut 0,73.

Toutes ces mesures sont en excellent accord et nous avons adopté un rapport moyen de normalisation de 0,73 pour les spectres ON et OFF résonance.

3.4 La voie binaire $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$

Comme dit précédemment, les réglages du spectromètre ont été optimisés pour la voie $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Dans un premier temps, notre but était de déterminer si les caractéristiques (θ , β et X) des fragments ^{24}Mg détectés au plan focal sont en accord avec les prédictions de la cinématique à deux corps. Une fois ceci vérifié, nous pourrions passer à l'étude des voies inélastiques et des spectres fragment- γ en coïncidence.

3.4.1 La détection des fragments ^{24}Mg

Les fragments ^{24}Mg peuvent être produits à partir des trois réactions $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ et $^{24}\text{Mg} + ^{16}\text{O}$ (cf Tab. 3.4), toutefois les deux dernières réactions présentent un angle limite. En effet, la production de ^{24}Mg à partir de la réaction du faisceau ^{24}Mg sur le support ^{12}C de la cible possède un angle limite de 30° (cf Tab. 3.4) et le fragment n'est donc pas détectable dans PRISMA. Pour la réaction ^{24}Mg sur ^{16}O due à l'oxydation éventuelle de la cible, elle est possible jusqu'à un angle de $41,8^\circ$ (cf Tab. 3.4), mais au vu des conditions cinématiques de cette réaction, on peut exclure cette contribution dans les spectres. La seule réaction qui va donc entrer en ligne de compte dans la détection du ^{24}Mg au plan focal est la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$.

Pour les fragments ^{24}Mg détectés dans PRISMA, la représentation de la position des événements dans le plan focal en fonction de l'état de charge (cf Fig. 3.21) montre deux états de charge dominants $q=10^+$ et $q=9^+$ avec respectivement 54,9% et 36,4% du total. L'état de charge moyen vaut 9,6, ce qui correspond à une énergie moyenne des fragments de ^{24}Mg de 40 MeV. Si on prend cet état de charge moyen et les tables d'états de charge d'équilibre après stripping de Shima et al. [31], on trouve une énergie moyenne de 38 MeV. Nos résultats sont donc en bon accord avec les valeurs tabulées. Pour l'état de charge 10^+ , la plupart des événements se situent à des X élevés, donc à un $B\rho$ plus faible que le $B\rho$ moyen. Pour $q=9^+$, les événements se situent plus vers le milieu du détecteur. Les événements correspondants aux deux états de charge couvrent l'ensemble du plan focal du détecteur, ce qui était attendu vu que le champ du spectromètre a été réglé en conséquence.

Pour faciliter l'identification des voies de sortie, nous allons regarder état de charge par état de charge et voir si la cinématique est en adéquation avec l'expérience. Les résultats ne seront présentés que pour les deux états de charge $q=9^+$ et $q=10^+$.

L'angle θ en fonction de β pour l'état de charge $q=9^+$ est représenté sur la figure 3.22. La distribution couvre l'ensemble du détecteur. Tous ces événements proviennent de la réaction $^{24}\text{Mg}(^{24}\text{Mg},^{24}\text{Mg})^{24}\text{Mg}$. Dans un premier temps, nous avons comparé les événements détectés et la cinématique. Ceci nous a permis de définir des régions dans le spectre θ - β . La région fortement peuplée correspond à des événements dont l'énergie d'excitation est au-delà de 6 MeV. Alors que la région située au dessus concorde avec la région d'excitation que nous avons

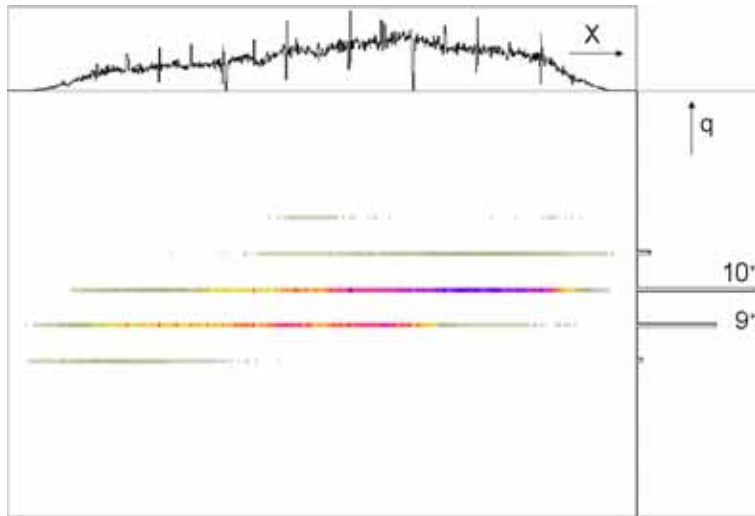


FIG. 3.21: La position dans le plan focal en fonction de l'état de charge pour ^{24}Mg .

choisie, c'est-à-dire une énergie d'excitation entre 4 et 6 MeV pour les fragments. Pour bien s'assurer de la provenance de ces événements, nous avons étudié les raies γ en coïncidence avec ces différentes régions. Les γ observés appartiennent au noyau ^{24}Mg et sont en adéquation avec les énergies d'excitation des contours définis.

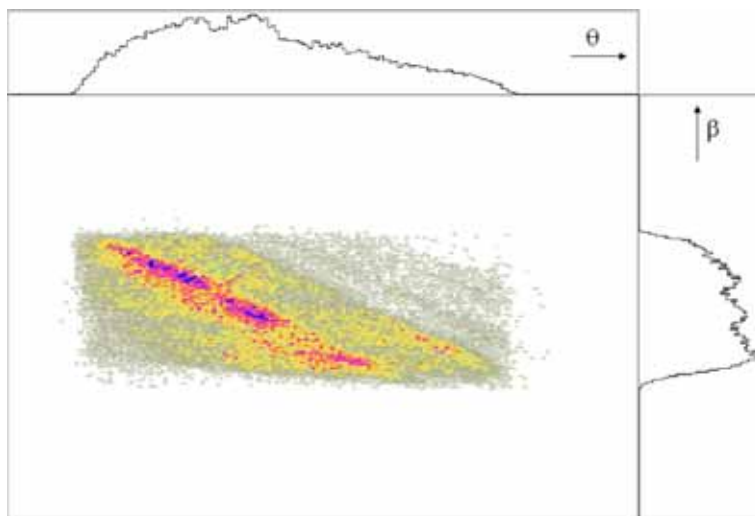


FIG. 3.22: L'angle θ en fonction de β pour le fragment ^{24}Mg dans l'état de charge $q=9^+$.

Les différentes régions d'excitation sont plus nettement visibles sur la figure 3.23, qui représente θ en fonction de β pour l'état de charge $q=10^+$, qui est l'état de charge adopté pour le réglage du spectromètre. Après avoir comparé les événements et la cinématique, trois régions ont été définies : une avec les deux bandes 'jaunes' du haut, une avec la bande très colorée du milieu et la dernière avec la bande colorée du bas. Celle du haut correspond aux événements dont l'énergie d'excitation des fragments est inférieure à 4 MeV, celle du milieu correspond à la région d'excitation entre 4 et 6 MeV et celle du bas correspond à une énergie d'excitation des fragments supérieure à 6 MeV. Les γ observés en coïncidence avec les fragments de ces noyaux concordent avec ces définitions. Les deux γ principaux sont ceux à 1,37 MeV ($^{24}\text{Mg } 2^+ \rightarrow 0^+$)

et à 2,75 MeV ($^{24}\text{Mg } 4^+ \rightarrow 2^+$) comme cela va être montré ultérieurement.

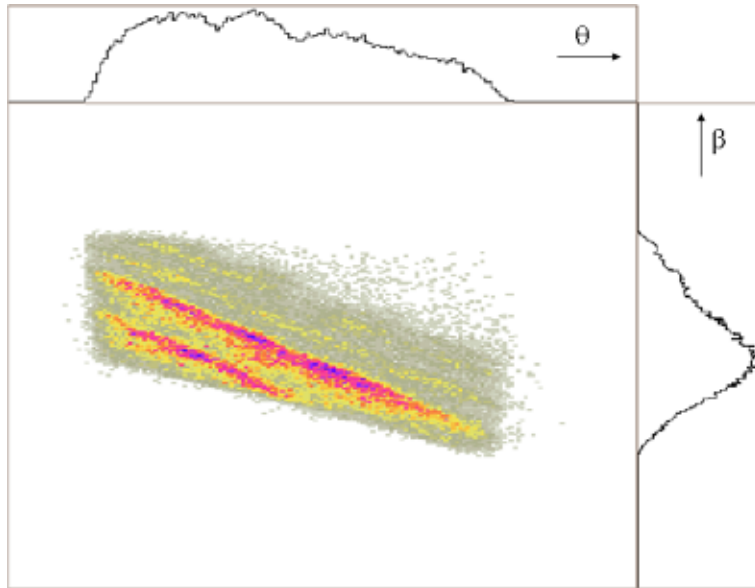


FIG. 3.23: L'angle θ en fonction de β pour le noyau ^{24}Mg dans l'état de charge $q=10^+$.

D'après la formule 3.6, dans le cas de la réaction $^{24}\text{Mg}(^{24}\text{Mg}, ^{24}\text{Mg})^{24}\text{Mg}$, Q s'écrit :

$$Q = 2(E_3 - \sqrt{E_1 E_3} \cos \theta_3). \quad (3.8)$$

où E_1 est l'énergie incidente, E_3 et θ_3 l'énergie et l'angle du fragment de ^{24}Mg .

Connaissant les énergies et l'angle θ , on peut alors passer à une représentation en Q , ce que montre la figure 3.24, qui représente l'angle θ en fonction du Q de réaction qui est indépendant de l'angle. Dans le spectre projeté Q , on distingue quatre pics qui correspondent à différentes énergies d'excitation du noyau ^{24}Mg comme nous allons voir dans ce qui suit.

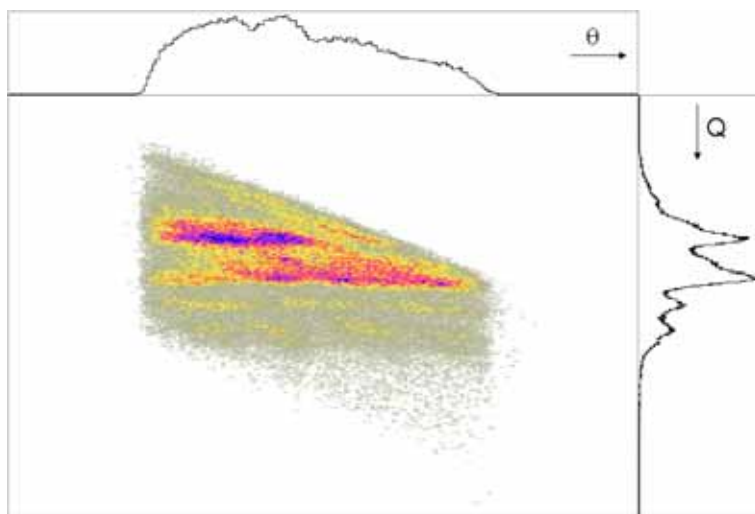


FIG. 3.24: L'angle θ en fonction de Q pour la voie binaire $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$.

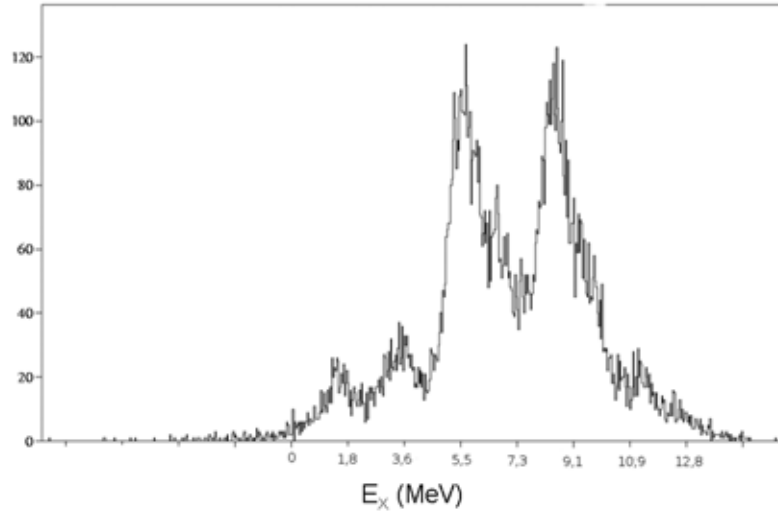


FIG. 3.25: Spectre d'énergie d'excitation pour la voie binaire $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ avec détection du fragment ^{24}Mg dans PRISMA.

Le spectre d'énergie d'excitation E_X avec $E_X = -Q$ de la voie binaire $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ est représenté sur la figure 3.25. Dans ce spectre, où les fragments sont en coïncidence avec les rayonnements gamma, on distingue essentiellement 4 pics qui correspondent approximativement à des énergies d'excitation de 1,26 MeV, 3,24 MeV, 5,29 MeV et 8,13 MeV, qui comme on le verra plus loin peuvent être associés aux excitations $2^+ - 0^+$, $2^+ - 2^+$, $4^+ - 2^+$ et $4^+ - 4^+$ de ^{24}Mg .

3.4.2 La courbe d'efficacité de CLARA

Il sera montré plus loin que l'alimentation des différents états de ^{24}Mg dans la voie inélastique sera obtenue à partir de l'intensité des raies γ émises. Il nous faut donc connaître l'efficacité relative du détecteur CLARA. Pour cela, nous avons utilisé dans notre expérience les sources radioactives ^{152}Eu et ^{56}Co pour lesquelles les probabilités d'émission des raies γ sont bien connues, leurs énergies étant comprises entre ~ 100 et 3600 keV. Nous avons d'abord passé en revue les spectres γ des deux sources pour tous les segments des clovers afin d'éliminer les segments défectueux. Puis nous avons déterminé l'efficacité relative du détecteur qui pour un γ donné est égale à la somme des intensités des pics de tous les segments divisée par la probabilité d'émission.

Pour les différents γ , les points obtenus ont ensuite été fittés afin d'obtenir la courbe d'efficacité relative extrapolée jusqu'à 8000 keV. Le fit est représenté sur la figure 3.26 et en bonne approximation, on peut admettre que l'efficacité relative du détecteur est proportionnelle à $\frac{1}{E_\gamma}$.

3.4.3 Le spectre γ de ^{24}Mg

Dans notre expérience, les raies γ émises par les fragments sont détectées en coïncidence grâce à CLARA. Le spectre γ en coïncidence avec les fragments de ^{24}Mg est représenté sur la figure 3.27. Les deux γ prédominants correspondent aux transitions de ^{24}Mg $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ à $E_\gamma = 1369$ keV et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ à $E_\gamma = 2753$ keV, où le 0_1^+ , 2_1^+ et 4_1^+ sont les trois premiers membres de la bande du fondamental de ^{24}Mg $K^\pi = 0^+$ (cf Fig. 3.28).

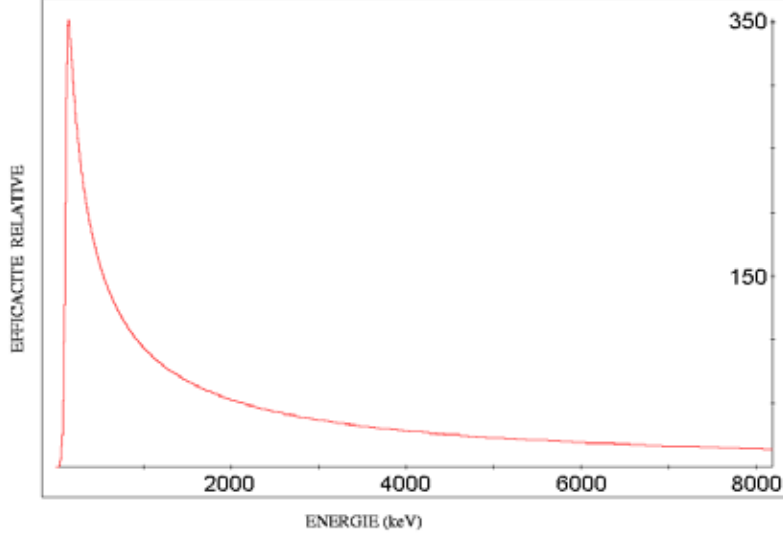


FIG. 3.26: L'efficacité relative de CLARA en fonction de l'énergie E_γ .

A plus haute énergie, on peut observer des raies plus faibles (cf insert de la fig. 3.27) qui correspondent aux transitions $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ à $E_\gamma=3991$ keV, $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$ à $E_\gamma=3867$ keV, $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ à $E_\gamma=4238$ keV et $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ de ^{24}Mg à $E_\gamma=4642$ keV. Le niveau 6_1^+ appartient à la bande du fondamental alors que les états 2_2^+ , 3_1^+ et 4_2^+ appartiennent à la bande $K^\pi = 2^+$ (cf Fig. 3.28). Ces six raies correspondent aux seuls γ visibles entre 0 et 8 MeV, soit l'énergie d'excitation de l'état 6^+ . Les autres états de ^{24}Mg d'énergie d'excitation inférieure ne sont pas observés et sont donc très faiblement alimentés.

Si on observe attentivement les formes des deux principales raies γ (cf Fig. 3.27), on peut apercevoir des 'socles' juste à côté et sous les raies. Ils correspondent aux γ mal corrigés pour l'effet Doppler. En effet, dans la réaction binaire $^{24}\text{Mg}(^{24}\text{Mg}, ^{24}\text{Mg})^{24}\text{Mg}$, un seul des deux fragments est détecté dans PRISMA, donc un seul va être corrigé pour l'effet Doppler. Par conséquent, le γ émis par le ^{24}Mg non détecté par PRISMA va être mal corrigé de l'effet Doppler et va donner les 'socles' sous les raies γ .

Pour un fragment de vitesse v émettant une raie γ à un angle θ , l'énergie E_γ s'écrit :

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta\right) \quad (3.9)$$

où $E_{\gamma 0}$ est l'énergie du γ émis au repos.

Le vecteur vitesse du fragment émis et détecté dans PRISMA peut être obtenu comme montré précédemment, par les détecteurs MCP, MWPPAC et IC du spectromètre. On connaît, d'autre part, l'énergie et l'angle du γ détecté dans un segment de CLARA. Avec ces deux informations, la correction Doppler peut donc être faite.

Dans notre expérience, la résolution de CLARA pour le pic à $E_\gamma=1369$ keV était de 8 keV, soit 0,58%. La résolution intrinsèque de CLARA à cette énergie est de ~ 3 keV, soit 0,24%. La vitesse moyenne β des fragments ^{24}Mg dans notre expérience était de 6%. En conséquence, si le spectre γ n'était pas corrigé pour l'effet Doppler, la largeur de la raie passerait de 8 keV à plusieurs dizaines de keV avec un maximum de 80 keV pour un angle θ variant entre 0° et

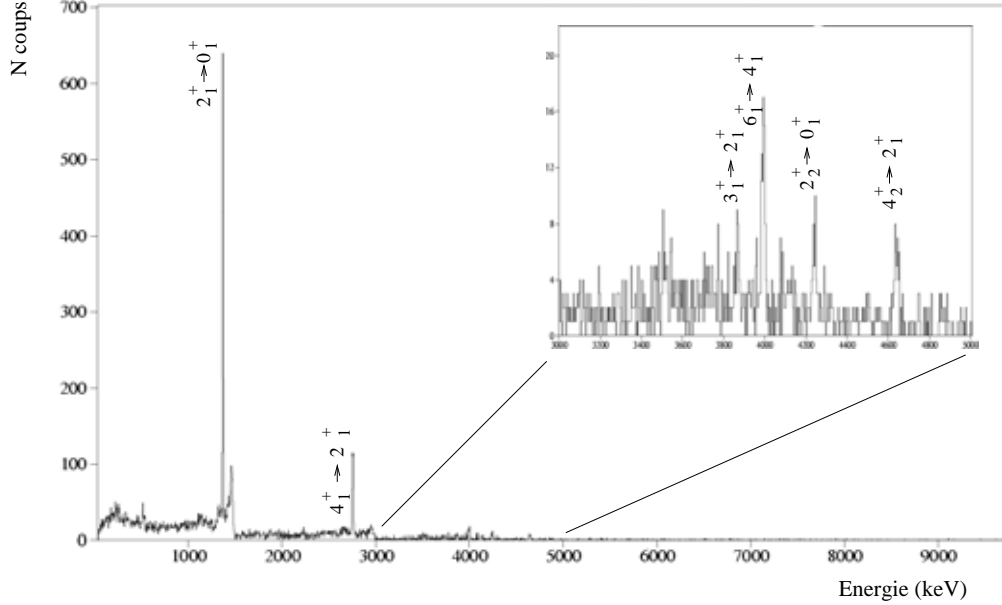


FIG. 3.27: Spectre γ en coïncidence avec les fragments ^{24}Mg .

90° . Pour les γ de plus haute énergie, l'effet serait encore plus important et il deviendrait alors impossible de distinguer les pics comme nous l'avons par exemple fait pour la région $E_\gamma=3$ à 5 MeV (cf Fig. 3.27).

D'après le spectre γ représenté sur la figure 3.27, il est déjà évident que la voie inélastique de ^{24}Mg est dominée par l'alimentation sélective des états 2_1^+ et 4_1^+ .

3.5 Les résultats obtenus pour la voie $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$

3.5.1 Quelques rappels sur les résonances dans $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$

Des résonances ont été observées par Zurmühle et al. [5] il y a plus de 20 ans dans les voies élastiques et inélastiques de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Dans ce travail de pionnier, les résonances ont été mises en évidence dans les fonctions d'excitation de ces voies identifiées par la méthode des coïncidences cinématiques avec détection des fragments dans deux détecteurs Si. Dans cette expérience, la résolution était de ~ 500 keV, ce qui a permis de démontrer de façon non ambiguë que le flux résonant alimentait les voies $0_1^+ - 0_1^+$ (élastique), $2_1^+ - 0_1^+$ et $2_1^+ - 2_1^+$. Pour les excitations supérieures, aucune conclusion définitive n'a pu être tirée.

Dans l'expérience que nous avons réalisée avec PRISMA + CLARA, nous avons voulu réexaminer la possibilité d'alimentation résonante à des énergies d'excitation supérieures à 4 MeV en utilisant la sonde γ de haute résolution pour mieux résoudre les contributions des différentes voies

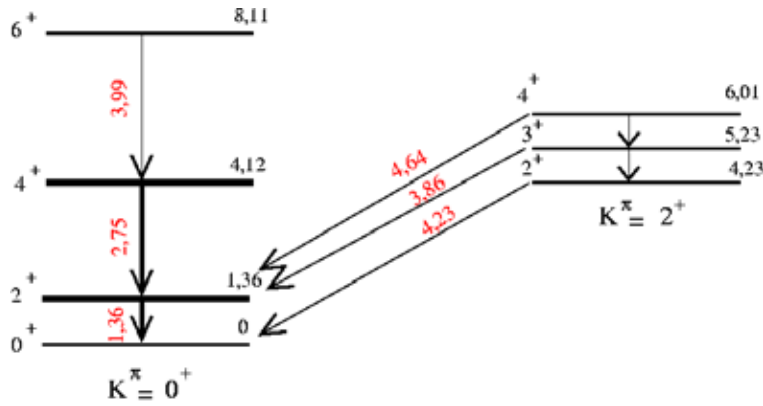


FIG. 3.28: Transitions γ observées dans ^{24}Mg .

inélastiques. Notre expérience a donc été réalisée dans le but d'obtenir des informations sur des états au-delà du 2^+ dans la bande du fondamental (états 4_1^+ et 6_1^+), ainsi que sur les premiers états de la bande $K^\pi=2^+$ (cf Fig. 3.28). Pour cette bande, il a été montré récemment qu'elle était alimentée de façon sélective par la capture radiative résonante $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$ [9] et qu'elle pouvait donc jouer un rôle dans les phénomènes résonants.

Dans notre étude, nous nous sommes focalisés sur la résonance à $E_{CM} = 45,7$ MeV dont les caractéristiques sont bien établies : $J^\pi = 36^+$ et $\Gamma = 170$ keV [6, 7]. Cette résonance correspond à une énergie d'excitation dans le noyau composite ^{48}Cr de 60 MeV. A cette énergie d'excitation, la désexcitation par émission γ est un phénomène rare (nous reviendrons sur ce point dans la discussion) et cette désexcitation se fait plutôt par fragments. Notre étude concerne les voies inélastiques de désexcitation, les fragments ^{24}Mg sont produits par la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, ils sont détectés dans PRISMA en coïncidence avec les γ émis qui sont enregistrés dans CLARA. Pour déterminer quels sont les états qui récupèrent le flux résonant, des mesures ont été faites à des énergies ON et OFF de la résonance $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{CM} = 45,7$ MeV.

Afin de couvrir et d'étudier l'alimentation du 4_1^+ ainsi que des premiers membres de la bande $K^\pi=2^+$, le spectromètre PRISMA a été 'calé' (milieu du plan focal) sur une énergie d'excitation de 5 MeV. La latitude en énergie de PRISMA étant de $\pm 20\%$, la plage d'énergie d'excitation qu'on pourra étudier sur tout le domaine angulaire est comprise entre 4 et 6 MeV. Nous avons montré précédemment (cf Fig. 3.25) que le spectre en énergie des fragments présentait des pics à des énergies inférieures à 4 MeV et supérieures à 6 MeV, dans ces conditions, les fragments ^{24}Mg correspondants ne sont détectés que sur une partie du plan focal de PRISMA.

Avant de mettre en évidence d'éventuels effets résonants, il nous faut d'abord étudier de près le spectre en Q pour bien définir les régions d'excitation avant d'analyser les spectres γ en coïncidence.

3.5.2 Les sélections sur le spectre en Q

Le spectre 3.29 représente le spectre γ en fonction du Q de réaction. Le spectre Q comporte 4 pics, en allant du bas vers le haut, le premier correspond à une excitation $2_1^+ - 0_1^+$, le deuxième principalement à une excitation $2_1^+ - 2_1^+$, les troisième et quatrième essentiellement à des excitations $4_1^+ - 2_1^+$ et $4_1^+ - 4_1^+$, respectivement. Ces résultats concordent avec les commentaires

du paragraphe précédent. Néanmoins, des excitations dues aux états de la bande $K^\pi=2^+$ sont également présentes mais bien moins importantes. Il faut aussi garder en mémoire que les réglages du spectromètre sont optimisés pour la région d'excitation entre 4 et 6 MeV, où l'influence de l'état 4_1^+ est prédominante. Ceci explique par exemple pourquoi les pics impliquant le 4_1^+ sortent plus fortement que ceux mettant en jeu le 2_1^+ . Sur le spectre γ de la figure 3.29, les transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ prédominent. La transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ est présente sur toute la plage du spectre en Q, alors que la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ est essentiellement présente pour les deux grands pics du spectre en Q.

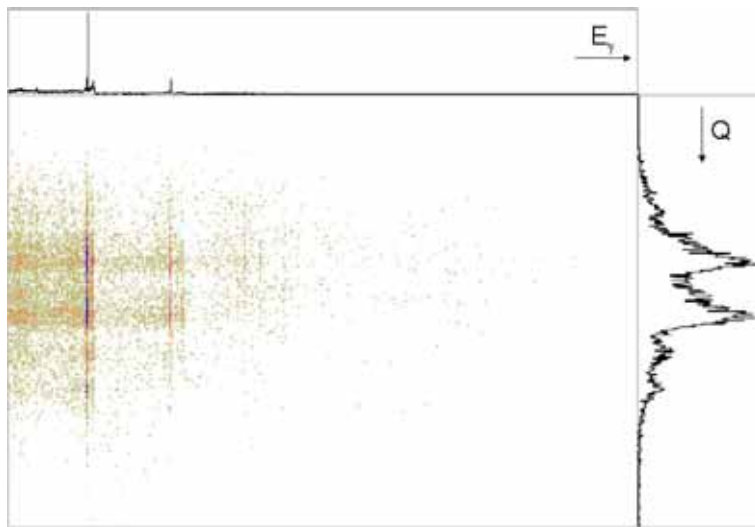


FIG. 3.29: Spectre γ en fonction de Q pour la voie ^{24}Mg .

Pour s'assurer que les pics du spectre en Q correspondent bien à ce que nous venons d'énoncer, nous avons placé des fenêtres sur les pics γ et projeté les spectres en Q correspondants. Les résultats sont montrés sur la figure 3.30.

Le spectre A correspond au spectre total sans condition sur les γ , il sert de spectre de référence.

Le spectre B a été obtenu après avoir placé une fenêtre sur le γ dû à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. Les pics dans Q à $E_x = 1,3$ et $3,3$ MeV sont en coïncidence avec cette raie puisqu'il s'agit des excitations $2_1^+ - 0_1^+$ et $2_1^+ - 2_1^+$, comme mentionné précédemment. Les deux autres pics dans Q à $E_x = 5,3$ et $8,1$ MeV correspondent à des excitations $4_1^+ - 2_1^+$ et $4_1^+ - 4_1^+$. Ils sont en coïncidence avec la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ puisque le 4_1^+ décroît à 100% vers le 2_1^+ .

Le spectre C a été obtenu en plaçant une fenêtre sur le deuxième γ prédominant, celui correspondant à la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$. Dans le pic à $3,3$ MeV, la contribution de l'excitation $4_1^+ - 0_1^+$ est faible, le 'système' préfère mettre de l'énergie dans les deux fragments favorisant ainsi pour le pic à $3,3$ MeV une excitation $2_1^+ - 2_1^+$ plutôt que $4_1^+ - 0_1^+$. Dans C, les deux pics à $5,3$ et $8,1$ MeV présentent une contribution dominante des fragments en coïncidence avec la raie γ $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ issue des excitations $4_1^+ - 2_1^+$ et $4_1^+ - 4_1^+$.

Enfin le spectre D montre la contribution au spectre en Q des γ en coïncidence d'énergie supérieure à 3 MeV, tels que ceux issus de l'état 6_1^+ et des états de la bande $K^\pi=2^+$. Comme

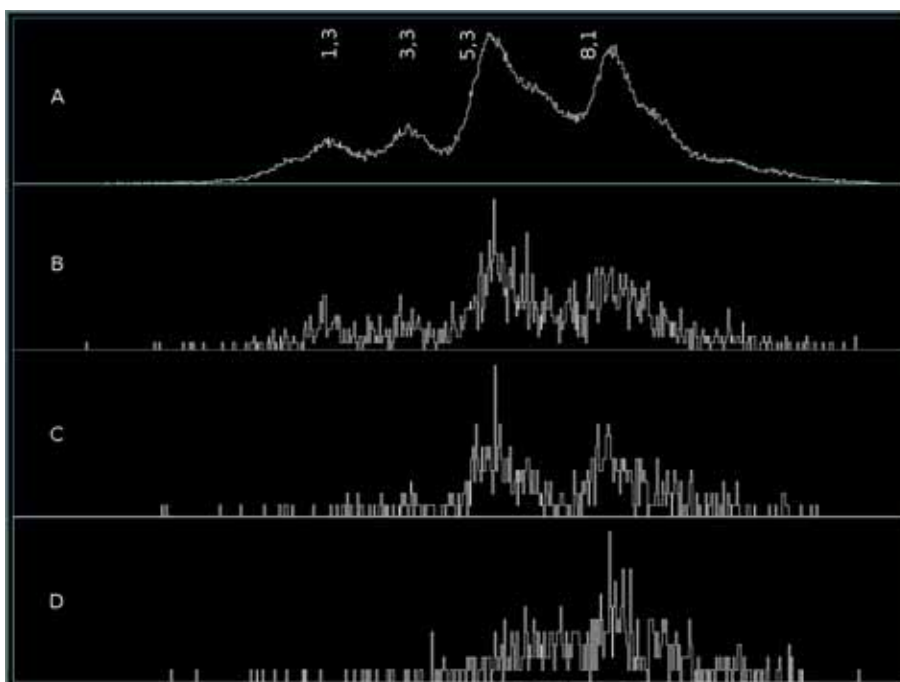


FIG. 3.30: Différents spectres en Q, A : Spectre total sans condition sur les γ , B : Spectre avec une fenêtre sur la transition 2_1^+ vers 0_1^+ , C : Spectre avec une fenêtre sur la transition 4_1^+ vers 2_1^+ , D : Spectre avec une fenêtre sur les γ d'énergie supérieure à 3 MeV.

sus mentionné, dans les deux pics principaux du spectre en Q à 5,3 et 8,1 MeV, il y a une faible contribution de ces états qui pour le pic à 8,1 MeV est due à une excitation $6_1^+ - 0_1^+$.

Cette analyse nous a donc permis de vérifier que les excitations à l'origine des pics dans le spectre en Q sont bien celles que nous avons proposées. Nous pouvons à présent placer des fenêtres sur le spectre en Q (cf Fig. 3.31).

La première fenêtre englobe les excitations $2_1^+ - 0_1^+$, $2_1^+ - 2_1^+$ et $4_1^+ - 0_1^+$ et correspond à une énergie d'excitation de 0,3 à 4,1 MeV.

La deuxième fenêtre, où l'excitation $4_1^+ - 2_1^+$ est dominante, correspond à la région d'excitation de 4,1 à 6,9 MeV, région pour laquelle le spectromètre a été réglé.

La troisième fenêtre, où l'excitation $4_1^+ - 4_1^+$ est prépondérante, correspond à la région d'excitation de 6,9 à 10 MeV.

Une quatrième fenêtre sera aussi prise en compte, elle englobe les trois fenêtres précédentes et correspond donc à une énergie d'excitation comprise entre 0,3 et 10 MeV.

A partir du spectre en Q représenté sur la figure 3.31, nous avons estimé que la résolution en énergie de ce spectre obtenu à partir des fragments enregistrés dans PRISMA était de 1,2 MeV. Toutes les précautions ayant été prises afin de définir les différentes fenêtres sur le spectre en Q, il s'agit maintenant d'extraire les rapports ON/OFF des intensités des raies γ pour les différentes fenêtres en Q afin de mettre en évidence les éventuelles transitions résonantes.

3.5.3 Les résultats

Afin de déterminer quels états dans la voie inélastique emporte le flux résonant, l'intensité des transitions γ correspondantes a été mesurée ON et OFF résonance. Les pics γ issus des

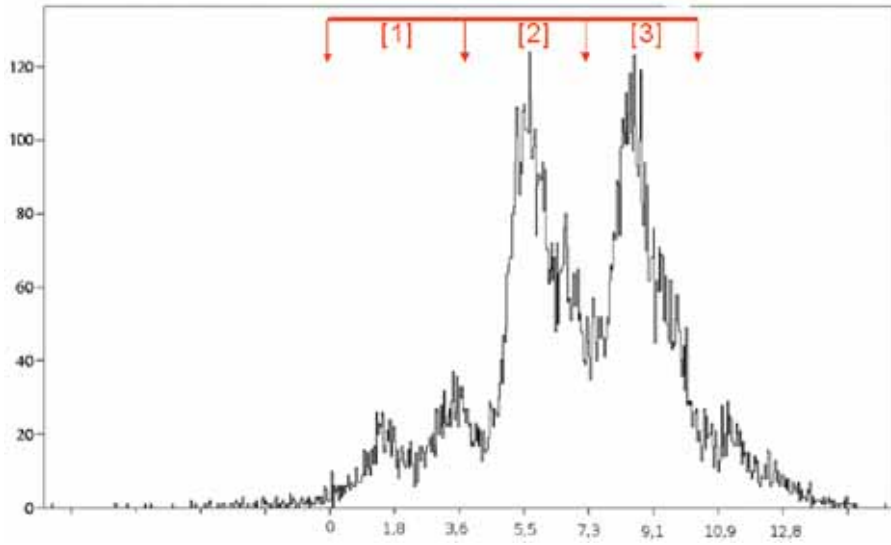


FIG. 3.31: Spectre Q avec la définition de ses fenêtres.

transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ et des transitions situées à plus haute énergie telles que $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$, $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$, $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ont été intégrés à des énergies incidentes ON et OFF résonance. Cette intégration tient compte du bruit de fond. Afin d'obtenir le rapport ON/OFF résonance, la moyenne du rapport obtenu pour le pic mince et pour le pic muni de son 'socle' a été adoptée (cf Fig. 3.27), en ce qui concerne les transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$. Pour les transitions de plus haute énergie, l'intégration a été réalisée sur l'ensemble de ces transitions.

Le rapport ON/OFF est déterminé pour les quatre régions définies au paragraphe précédent (cf Fig. 3.31). Le rapport R pour les différentes transitions et pour les différentes régions du spectre en Q est représenté sur la figure 3.32.

Il est évident que si le rapport R est égal à 1, il n'y a aucun effet de la résonance.

Considérons la première région du spectre. Celle-ci correspond à une énergie d'excitation comprise entre 0,3 et 4,1 MeV. Cette énergie est principalement obtenue pour une excitation $2_1^+ - 0_1^+$ et $2_1^+ - 2_1^+$, mais peut également être obtenue par une excitation $4_1^+ - 0_1^+$. Pour la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, le rapport vaut 2,14, alors que pour la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ il est de 1,83 (cf Fig. 3.32). Le rapport 2,14 est une preuve du fort caractère résonant de la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. Les états 2_1^+ et 4_1^+ sont des états résonants, en d'autres mots des états de ^{24}Mg qui sont alimentés par la résonance. La plus importante contribution dans cette région provient de l'excitation $2_1^+ - 2_1^+$.

La deuxième région se rapporte à une énergie d'excitation entre 4,1 et 6,9 MeV. Ceci correspond principalement à une excitation $4_1^+ - 2_1^+$, mais des excitations dues à la bande $K^\pi=2^+$ sont également possibles telles que $3_1^+ - 2_1^+$ et $2_2^+ - 2_1^+$. Un effet résonant est observé dans les transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, puisque le rapport vaut respectivement 1,72 et 1,88 (cf Fig. 3.32). Le rapport R pour la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ est plus petit que celui de la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, car l'état 2_1^+ est alimenté par les états de la bande $K^\pi=2^+$, qui, comme cela va être montré ultérieurement, sont non résonants. L'état 4_1^+ présente un important effet résonant.

L'énergie d'excitation de la troisième région s'étend de 6,9 à 10 MeV. Comme précédemment, un effet résonant est observé pour les transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, avec un rapport de 1,69 et 1,95 (cf Fig. 3.32). Dans cette région, la plus grande contribution provient de l'excitation $4_1^+ -$

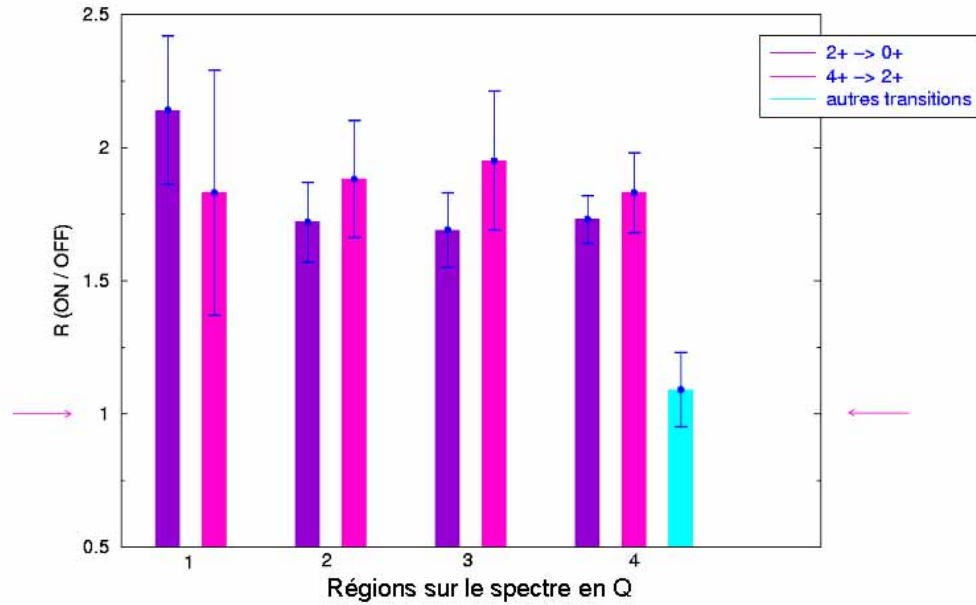


FIG. 3.32: Rapport ON/OFF de l'intensité des transitions de ^{24}Mg pour les différentes régions du spectre en Q.

4_1^+ . Les combinaisons d'excitation avec les états de la bande $K^\pi=2^+$ font baisser le rapport R pour la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$.

La dernière région correspond à l'addition des régions précédentes, l'énergie d'excitation s'étend de 0,3 à 10 MeV. Les deux transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ présentent des effets résonants comme il a été vu dans les différentes régions, avec un rapport de 1,73 et de 1,83 respectivement. Le rapport correspondant aux transitions de plus haute énergie est de 1,09 (cf Fig. 3.32). Par conséquent, ces états ne sont pas des états résonants.

Le rapport ON/OFF de l'intensité des transitions nous a permis de définir les états résonants de la voie inélastique. En effet, si on s'intéresse aux états jusqu'à ~ 10 MeV d'énergie d'excitation, nous pouvons conclure que concernant la bande du fondamental le 2_1^+ et le 4_1^+ sont des états résonants. L'état 6_1^+ , quant à lui, n'est pas un état résonant, tout comme les membres de la bande $K^\pi=2^+$: 2_2^+ , 3_1^+ et 4_2^+ .

Enfin, l'alimentation directe des états de ^{24}Mg à l'énergie incidente ON résonance a été extraite et est représentée sur la figure 3.33. La contribution de l'état 6_1^+ (transition $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$) a été retirée pour déterminer l'alimentation du 4_1^+ , qui a été fixée à 100%. Les contributions du 4_1^+ , du 4_2^+ , du 3_1^+ et du 2_2^+ ont été enlevées pour obtenir l'alimentation directe du 2_1^+ . Le 2_1^+ est alimenté à hauteur de 34,4% du 4_1^+ , le 2_2^+ , le 3_1^+ , le 4_2^+ et le 6_1^+ à hauteur de 13,2%, 3,7%, 11,5% et 17,5% respectivement.

En résumé, les résultats de notre expérience, combinés à ceux de travaux antérieurs [5, 6, 7, 8], montrent que la résonance $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{CM} = 45,7$ MeV avec $J^\pi=36^+$ décroît de façon préférentielle vers les états 0^+ , 2^+ et 4^+ de la bande $K^\pi=0^+$ du noyau ^{24}Mg . Pour des énergies d'excitation comprises entre 0 et ~ 8 MeV, le flux résonant alimente principalement la voie

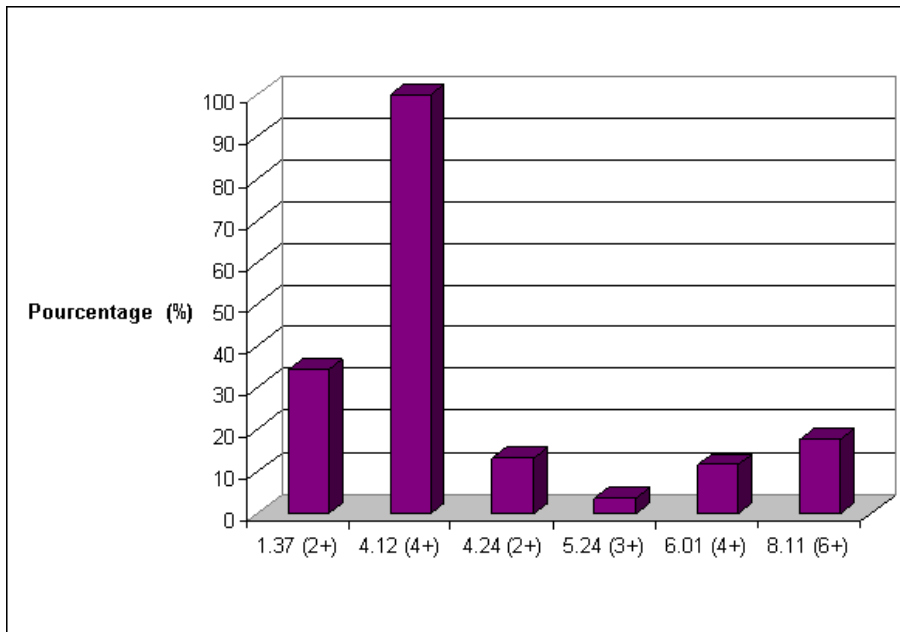


FIG. 3.33: L'alimentation directe des états de ^{24}Mg ON résonance.

élastique $0^+ - 0^+$ ainsi que les voies inélastiques à excitations simples $2^+ - 0^+$ et $4^+ - 0^+$ et à excitations mutuelles $2^+ - 2^+$, $4^+ - 2^+$ et $4^+ - 4^+$.

Des résultats préliminaires de l'expérience auprès de PRISMA et CLARA ont été présentés récemment aux conférences ENS05 (International Symposium on Exotic Nuclear Systems, Debrecen 2005) et FUSION06 (Reactions Mechanisms and Nuclear Structure at the Coulomb barrier, San Servolo 2006) [32, 33].

Chapitre 4

Désexcitation (éventuelle) de la résonance vers les voies de fusion/évaporation : l'expérience auprès de GASP et EUCLIDES

Il est bien connu que pour la résonance $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{CM} = 45,7$ MeV, le flux résonant alimentant les voies directes de réaction et, en particulier, les voies inélastiques ne représente que $\sim 30\%$ du flux résonant total [7, 8, 10]. Où va le flux manquant ?

Dans une réaction comme $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à 4 MeV/A, la section efficace de fusion/évaporation représente $\sim 80\%$ de la section efficace de réaction. Nous avons donc pensé qu'il était justifié de réaliser une expérience où le flux résonant manquant sera recherché dans les voies de fusion/évaporation. Plus précisément, la question est de savoir s'il y a des noyaux de fusion/évaporation alimentés sélectivement par la résonance $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{CM} = 45,7$ MeV et si oui, si certains de leurs états sont alimentés de façon préférentielle.

La méthode expérimentale a été adaptée à nos objectifs, par conséquent, nous avons décidé de réaliser des coïncidences entre les particules légères et les gamma pour 'signer' les voies de fusion. C'est la raison pour laquelle nous avons utilisé EUCLIDES [26], pour la détection des particules chargées, couplé à un détecteur gamma de bonne efficacité : GASP [24, 25].

4.1 Les détecteurs GASP et EUCLIDES

GASP (GAMMA ray SPectrometer) est un détecteur 4π qui a été construit afin d'étudier la spectroscopie γ des hauts spins, mais qui est suffisamment flexible pour être utilisé comme un détecteur de grande efficacité. Il est situé au laboratoire de Legnaro (LNL) auprès du Tandem comme les détecteurs PRISMA et CLARA.

GASP est composé de 40 détecteurs germanium hyper purs (HpGe) (cf Fig. 4.1). Il peut être utilisé dans deux configurations : avec ou sans une boule interne composée de 80 BGO.

Notre expérience a été réalisée dans sa configuration II (sans la boule interne de BGO), ce qui permet de rapprocher le détecteur de la cible et par là d'augmenter l'efficacité photopique d'un facteur 2. L'efficacité totale photopique pour le gamma du ^{60}Co à 1,33 MeV est alors de 5,8%. Cette configuration est utilisée afin d'améliorer l'efficacité de GASP au détriment, bien sûr, de

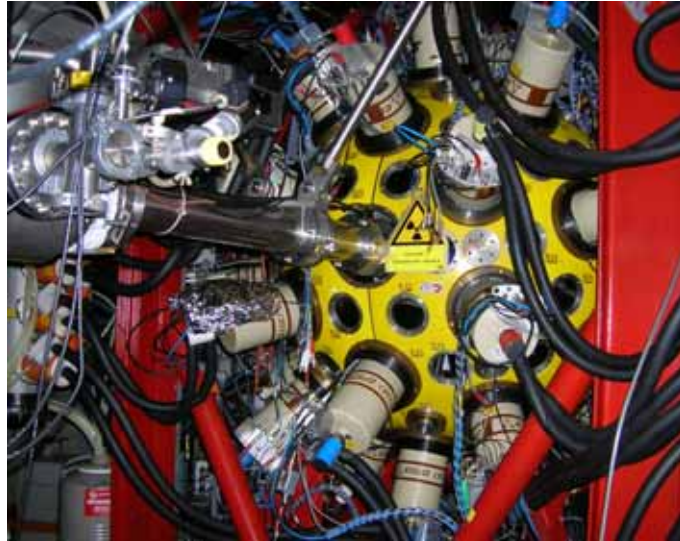


FIG. 4.1: Vue du multidétecteur gamma GASP.

la résolution, dans le cas où les raies γ sont affectées par l'effet Doppler.

Dans sa configuration II, la géométrie de GASP est composée de 28 détecteurs en position hexagonale, placés à environ 20 cm de la cible, et de 12 détecteurs en position pentagonale, situés à 24 cm de la cible.

GASP permet d'observer, avec une grande efficacité, les raies γ des noyaux résiduels issus de l'évaporation de quelques particules du noyau composé telles que des protons, des α ou des neutrons. Toutefois, la sélectivité de GASP n'est pas toujours suffisante pour sélectionner des voies faiblement peuplées. Dans ce cas, une amélioration est obtenue en combinant le détecteur avec des détecteurs auxiliaires permettant de séparer les particules émises par le noyau composé comme le détecteur EUCLIDES.

EUCLIDES (EUropean Charged Light Ions DEtector Sphere) permet de détecter les particules légères chargées issues de la fusion/évaporation du noyau composé.

EUCLIDES est un détecteur 4π de forme sphérique et est composé de 40 télescopes en Silicium ΔE -E (cf Fig. 4.2), chacun séparé de 0,2 mm. Chaque télescope est composé de deux détecteurs : la partie ΔE est un Si de 130 μm et la partie E un Si de 1 mm. Du kapton d'une épaisseur de 100 μm sépare ces deux parties.

Les 40 faces sont des polyèdres composés d'hexagones et de pentagones, 5 hexagones situés vers l'avant du détecteur sont divisés en 4 segments afin de pouvoir augmenter le taux de comptage. Celui-ci peut atteindre une valeur de 80 kHz pour l'ensemble des Si, mais celle-ci n'est jamais atteinte à cause de la limitation due au taux de comptage dans les détecteurs Germanium et dans l'acquisition.

Dans la configuration II de GASP, EUCLIDES est logé dans une chambre à réaction très petite dont le rayon est de 10 cm (cf Fig. 4.3).

La couverture en angle solide des télescopes est de 81% de 4π . L'efficacité de détection pour les protons est de 60% et celle pour les α de 35%. Ces efficacités dépendent des absorbants et de la cible utilisés. En effet, des feuilles d'Uplex sont placées devant chaque détecteur et



FIG. 4.2: Vue du détecteur de particules chargées EUCLIDES.

un cylindre est placé autour du faisceau afin d'éviter les dommages dans les Si dus au flux élastique important des faisceaux d'ions lourds. Le matériau du cylindre est défini en fonction de la réaction étudiée.

Enfin EUCLIDES, vu sa transparence, laisse très bien passer les gamma afin qu'ils soient détectés par GASP. La combinaison de GASP et EUCLIDES permet de réaliser des coïncidences entre les particules légères chargées et les gamma.

Les particules légères (protons, alpha, deutons) produites par les réactions sont détectées par EUCLIDES et peuvent ainsi être sélectionnées lors de l'analyse. La figure 4.4 est la matrice $\Delta E-E$ obtenue pour notre réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ pour un run de l'expérience. Elle correspond à un détecteur segmenté situé à l'avant d'EUCLIDES. A l'aide de cette matrice, il est facile de sélectionner les différentes particules et les différentes voies : p, d, α , 2 p, αp et 2α , et par là permettre une identification plus aisée des raies γ observées en coïncidence.

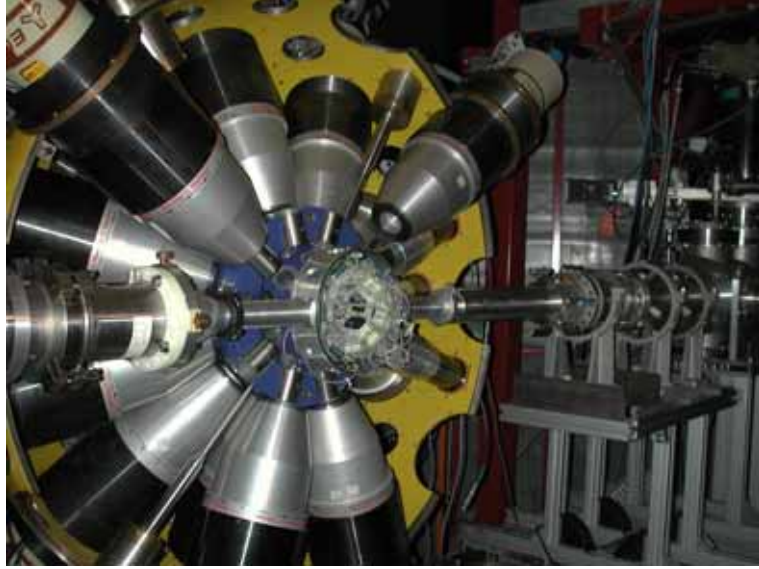


FIG. 4.3: Vue de l'ensemble GASP + EUCLIDES.

4.2 Analyse des spectres gamma

Dans notre travail, la réaction étudiée est $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à une énergie de bombardement de ~ 92 MeV. Afin de chercher quelles sont les voies de fusion/évaporation alimentées, nous utilisons le détecteur gamma GASP associé à la boule de silicium EUCLIDES. GASP, en plus de sa très bonne efficacité, a l'avantage d'être conçu en couronnes. En effet, les 40 détecteurs sont répartis en 7 différentes couronnes, qui correspondent chacune à des angles différents. Les détecteurs sont assemblés dans chaque couronne par groupe allant de 4 à 8. Les angles pour les différentes couronnes sont les suivants : 35° , 60° , 72° , 90° , 108° , 120° et 145° .

Dans l'analyse qui va suivre, la couronne principalement utilisée est la couronne 4, celle qui correspond à un angle de 90° , angle pour lequel les pics gamma se trouvent à la bonne énergie. En effet, à 90° , l'effet Doppler n'agit pas sur le déplacement des pics gamma, par contre ils sont un peu élargis, c'est ce qu'on appelle l'élargissement Doppler. Ceci simplifie notre travail, car aucune correction Doppler n'a besoin d'être apportée aux différents pics, contrairement aux pics des autres couronnes. Cette couronne regroupe sept détecteurs de GASP.

Essayons de quantifier l'effet Doppler et l'élargissement Doppler.

Le faisceau de ^{24}Mg bombarde la cible de ^{24}Mg , mais aussi le support de ^{12}C ; deux réactions sont par conséquent réalisées, la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ qui aboutit au noyau composé de ^{48}Cr et la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ qui aboutit au noyau composé de ^{36}Ar . En utilisant la conservation du moment et une énergie de bombardement de 91,72 MeV, on trouve que la vitesse β du noyau composé est de 4,5% pour ^{48}Cr et de 6% pour ^{36}Ar .

Si le noyau de recul est émis suivant l'axe, aucun élargissement Doppler n'est observé sur les pics gamma à $\theta = 90^\circ$. Cependant, notre expérience vise à observer les voies de fusion/évaporation, par conséquent, le noyau composé émet des particules (environ 3 ou 4 comme nous allons le voir ultérieurement), ceci entraîne que le noyau de recul est émis dans un cône de recul avec une ouverture estimée de $\sim 20^\circ$. Ceci implique un élargissement des pics gamma de l'ordre de

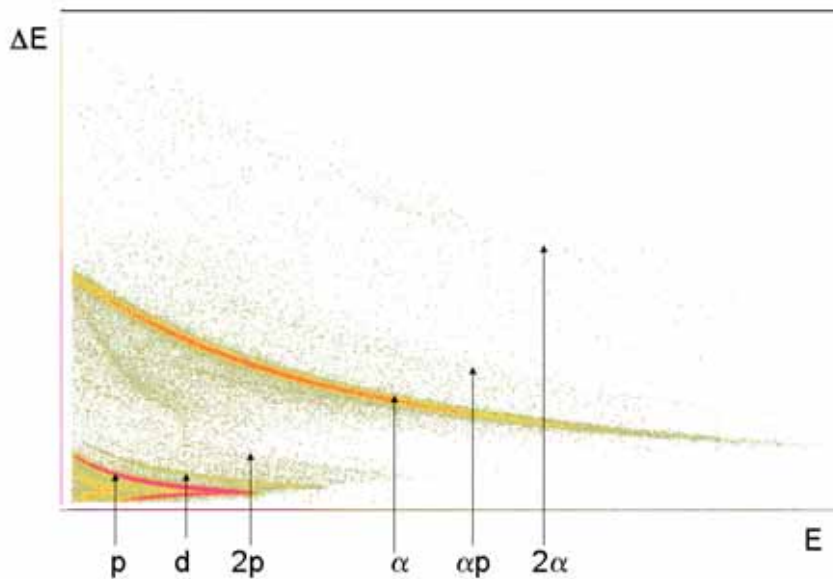


FIG. 4.4: Un exemple de matrice ΔE - E pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ dans EUCLIDES.

15 keV pour les résidus du noyau composé ^{48}Cr et de 20 keV pour ceux du noyau composé ^{36}Ar . Cette valeur doit être convoluée avec la résolution intrinsèque du détecteur gamma qui est de 3 keV pour un gamma de 1,3 MeV. Expérimentalement, nous retrouvons une résolution de l'ordre de 17 keV pour un gamma de 1 MeV.

Pour des énergies ≤ 500 keV, les raies γ provenant de la réaction sont plus larges que le pic d'annihilation à 511 keV. L'élargissement est proportionnel à l'énergie du gamma, donc plus l'énergie augmente plus l'élargissement Doppler est important. Notre projet étant de comparer des intensités de pics ON et OFF résonance, la résolution obtenue même après élargissement Doppler était suffisante dans la plupart des cas.

Les 4 spectres γ représentés sur la figure 4.5 ont été obtenus dans des conditions différentes mais tous pour la couronne 4 à 90° . Le premier spectre A est un spectre gamma direct, le spectre B correspond à un spectre de coïncidences gamma-gamma, le spectre C est un spectre gamma-protons et le spectre D est un spectre gamma-alpha. Ils ont été obtenus en utilisant les deux détecteurs GASP et EUCLIDES.

Analysons en détails le spectre A. Ce spectre est très propre, bien que se soit un spectre γ direct. Ceci provient de la bonne résolution du détecteur GASP, mais aussi de l'utilisation d'une cible de ^{24}Mg mince. En dessous de 500 keV, trois principaux pics peuvent être observés (dont nous ne voyons pas la hauteur car nous nous sommes 'calés' sur le pic à 511 keV). Ils proviennent de l'excitation coulombienne du ^{181}Ta . Les énergies sont de 136 keV, 165 keV et 302 keV, et correspondent à des transitions γ entre les trois premiers états de la bande rotationnelle du ^{181}Ta [27], le fondamental $7/2^+$, le premier état excité $9/2^+$ et le deuxième état excité $11/2^+$.

D'où viennent ces raies ? Après accélération, le faisceau est amené sur les aires expérimentales et afin de le focaliser sur la cible, des éléments optiques sont nécessaires le long de la ligne, mais aussi des collimateurs qui sont placés juste avant la cible. Ces collimateurs sont composés de

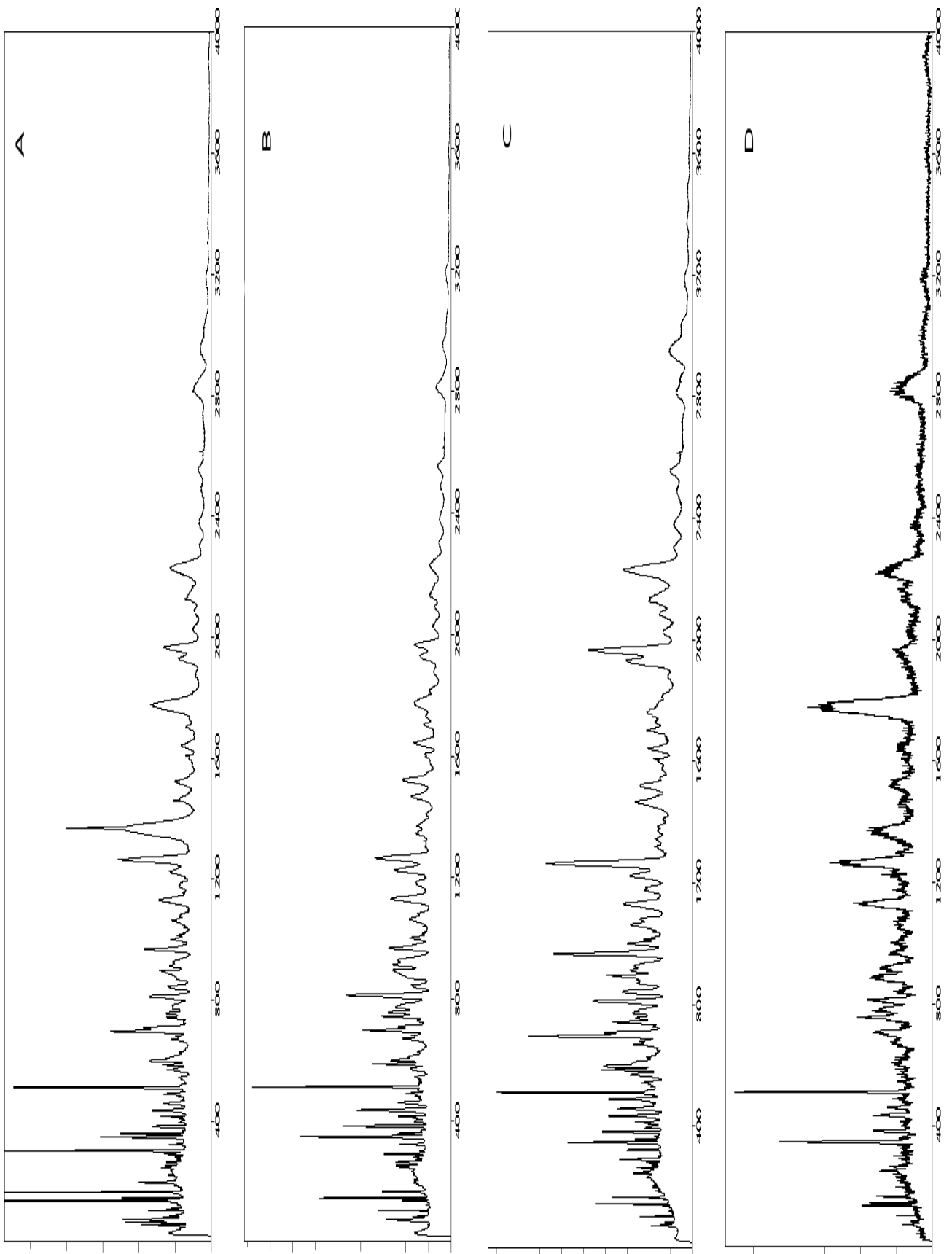


FIG. 4.5: Spectres γ enregistrés dans différentes conditions à 90° .

diaphragmes en tantale. De plus, la cage de Faraday en bout de ligne est également composée d'une plaque de tantale. Bien qu'une minimisation du faisceau soit effectuée sur les collimateurs, et une maximisation sur la cage de Faraday, il est inévitable d'observer des gamma issus de l'excitation coulombienne par le faisceau de ^{24}Mg du tantale des collimateurs et de la cage de Faraday. Ce phénomène est amplifié par un manque de profileur de faisceau sur la ligne. Le comptage dû aux raies du ^{181}Ta est plus important dans la partie avant et arrière du détecteur GASP. Ceci augmente le taux de comptage, que nous avons volontairement limité à 10 kHz afin de minimiser le temps mort du système d'acquisition. Ceci implique que moins d'événements dus à notre réaction ont pu être enregistrés. Nous avons également vérifié l'impact du faisceau sur la cible après l'expérience, la possibilité d'un halo de faisceau ayant 'tapé' sur le porte cible en tantale ne peut pas être exclue.

Un pic large avec une composante étroite qui se situe à 1,37 MeV se dégage du spectre A. Il correspond à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ de ^{24}Mg . La composante large du pic est due au rayonnement émis après diffusion inélastique de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ ou $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, alors que la composante étroite provient de l'excitation coulombienne du faisceau de ^{24}Mg par le tantale, excitation pour laquelle le ^{24}Mg émet au repos.

Avec la cible utilisée de ^{24}Mg déposé sur du ^{12}C , deux réactions aboutissent aux noyaux composés ^{48}Cr et ^{36}Ar , qui se dés excitent principalement par le mécanisme de fusion/évaporation. Les résidus obtenus après évaporation de particules ont des masses au voisinage de la masse 30 pour ^{36}Ar et au voisinage de la masse 40 pour ^{48}Cr . Le noyau composé ^{36}Ar aboutit à des noyaux plus légers pour lesquels les niveaux d'énergie sont plus espacés. Ceci entraîne l'émission de gamma de plus grande énergie, plus soumis à l'élargissement Doppler. Dans le cas du noyau ^{48}Cr , il se trouve que dans les noyaux résiduels produits qui sont proches de la fermeture de couches $Z = N = 20$, on observe souvent des états de configurations particulières (comme nous le verrons plus loin) qui émettent des γ d'énergie inférieure à 1 MeV, voir 500 keV. De plus, comme l'efficacité de GASP est proportionnelle à $\frac{1}{E_\gamma}$, la détection des γ de faible énergie sera favorisée surtout dans le cas de B qui est un spectre de coïncidences $\gamma - \gamma$.

Si nous observons les raies situées entre 100 et 500 keV sur le spectre B (en dehors des raies issues du ^{181}Ta comme sus mentionné), elles proviennent toutes des résidus issus de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Les noyaux résiduels sont : ^{38}Ar , ^{42}Ca , ^{41}Ca , ^{41}K , ^{39}K , ^{44}Sc , ^{45}Ti et ^{37}Ar . Deux pics se dégagent de cette région, les pics à 145 keV et à 347 keV provenant respectivement du ^{42}Ca et du ^{39}K . Les raies dues au ^{181}Ta et celles dues à l'excitation coulombienne du ^{24}Mg sont très réduites par la coïncidence $\gamma - \gamma$.

Le spectre C (gamma-proton), quant à lui, si on observe attentivement la région de 0 à 1000 keV, présente très peu de différences avec le spectre $\gamma - \gamma$. Ceci peut être expliqué par le fait que les γ enregistrés proviennent pour la plupart de voies qui possèdent plusieurs protons dans la voie de sortie. Par conséquent, une analyse plus détaillée des spectres $\gamma - p$ n'est pas nécessaire pour l'identification des pics par rapport aux spectres $\gamma - \gamma$, mais pourrait être nécessaire si on souhaitait faire des corrections Doppler à partir des spectres de particules chargées enregistrées dans EUCLIDES.

Le spectre gamma-alpha (D) a un taux de comptage très faible dû au système en lui même puisque l'efficacité de détection n'est que de 35% pour les α , mais aussi dû à un problème

d'optimisation de la fenêtre en temps dans le système de coïncidence qui n'a pas pu être réalisée lors de la prise de données.

Si on compare les spectres C et D, deux pics dans la région entre 0 et 1000 keV sont intenses pour le spectre $\gamma - p$, mais pas pour le spectre $\gamma - \alpha$. Il s'agit des pics à 697 keV et 980 keV, qui correspondent aux noyaux ^{44}Sc (voie 3pn) et ^{45}Ti , ^{33}S (voies 2pn). Ces voies n'incluent aucune émission α ce qui explique que ces pics ne sont pas visibles dans le spectre $\gamma - \alpha$.

Ceci est également la cas du double pic visible aux alentours de 1950 keV dans le spectre C, qui correspond aux noyaux ^{33}S (voie 2pn) et ^{34}Cl (voie pn).

Le spectre D présente deux pics importants à 1779 keV et 2839 keV, provenant de la voie 2α issue du noyau composé ^{36}Ar aboutissant au ^{28}Si . Ces deux pics correspondent aux transitions $^{28}\text{Si } 2^+ \rightarrow 0^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$.

Comme nous venons de le démontrer, nous pouvons expliquer les différents spectres γ obtenus grâce aux différentes sélections. Nous avons remarqué que le détecteur EUCLIDES apportait peu de sélectivité en comparaison des spectres $\gamma - \gamma$, même s'il peut être utile dans l'identification des voies afin de séparer les γ produits par la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ ou $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$. En effet, la détection des p et des α , vu leur peu d'efficacité, ne permet pas d'avoir la statistique obtenue par les spectres $\gamma - \gamma$. Nous allons par conséquent nous focaliser sur les spectres $\gamma - \gamma$ pour déterminer de quels noyaux sont issus les pics des spectres γ .

4.2.1 Identification des voies

Comme nous venons de le constater, les spectres $\gamma - \gamma$ fournissent plus de statistique et sont donc plus utiles pour l'identification des pics et des voies que les spectres $\gamma - p$ ou $\gamma - \alpha$. Sur la figure 4.6 est représenté le spectre $\gamma - \gamma$ de 0 à 1000 keV pour la couronne 4. En effet, tous les noyaux produits par notre réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ ont des γ en dessous de 1 MeV, par conséquent il est plus facile d'identifier les pics avec un élargissement Doppler moins important comme c'est le cas en dessous de 1 MeV. De plus, au dessus de cette valeur, un grand nombre de noyaux produits lors de notre réaction ou de la réaction parasite $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ ont des pics se situant à des énergies très voisines, il est donc plus difficile de les identifier.

Essayons de déterminer quelles sont les voies et les noyaux produits par la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Sur chaque pic du spectre (cf Fig. 4.6) a été placée une flèche en couleur qui correspond à un noyau différent. Ces couleurs sont reprises dans le tableau (cf Tab. 4.1), qui donne les différents noyaux et voies observés ainsi que les énergies des γ enregistrés lors de notre expérience pour chacun d'entre eux. Huit noyaux ont été produits par la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$: ^{45}Ti , ^{44}Sc , ^{42}Ca , ^{41}K , ^{41}Ca , ^{39}K , ^{38}Ar et ^{37}Ar .

Les pics en dessous de 100 keV correspondent à des rayons X du plomb. Le premier pic de notre réaction est donc le pic à 106 keV correspondant à la voie $2\alpha 2p$ aboutissant au noyau résiduel ^{38}Ar . Un deuxième γ à 670 keV appartient également à ^{38}Ar ; les trois autres γ observés dans ce noyau sont situés à 1643 keV, 1822 keV et 2167 keV (cf Tab. 4.1).

Le deuxième pic du spectre (cf Fig. 4.6) se situe à 145 keV et appartient au noyau ^{42}Ca , voie $\alpha 2p$. Un grand nombre de γ issus de ce noyau ont une énergie inférieure à 1000 keV, tels que les pics à : 253 keV, 264 keV, 382 keV, 437 keV, 665 keV, 728 keV, 772 keV, 810 keV, 815 keV, 874 keV, 910 keV, 918 keV et 929 keV. De plus, ce noyau possède 10 transitions dont l'énergie

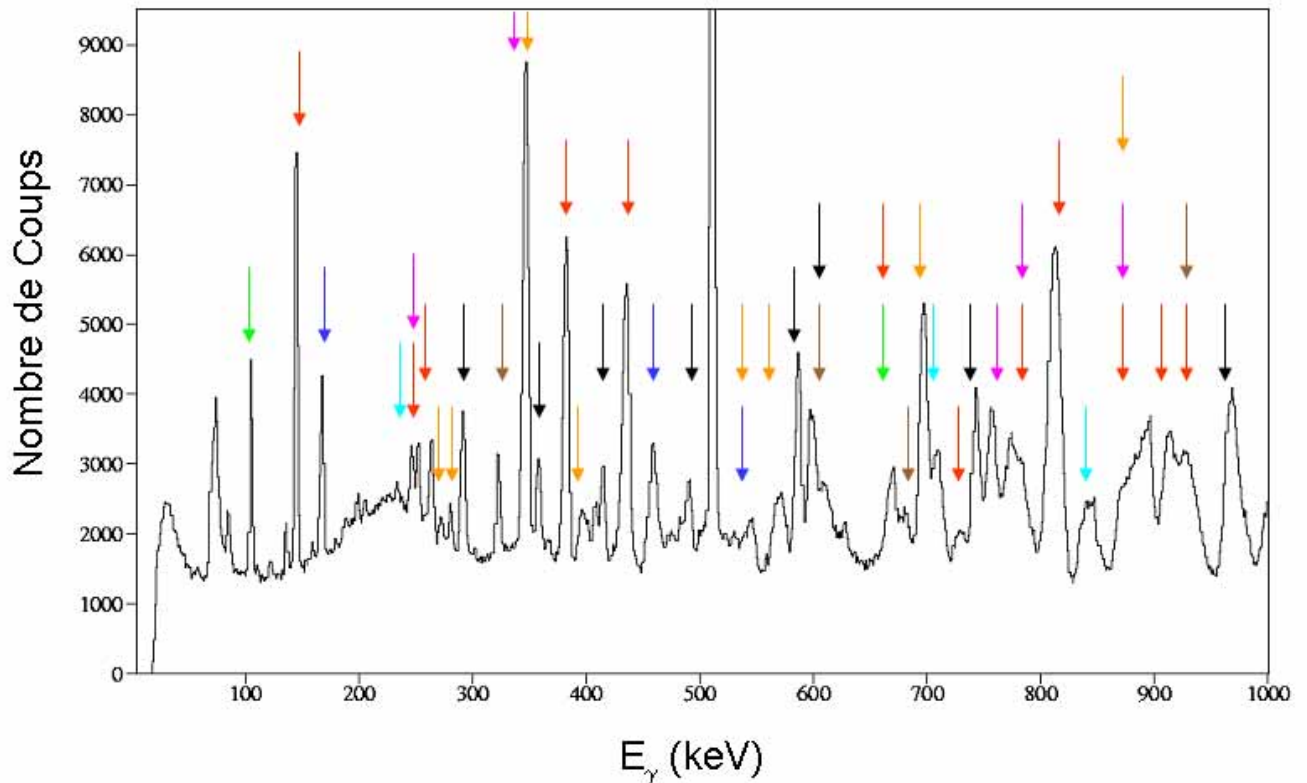


FIG. 4.6: Le spectre γ - γ et ses différents pics pour un angle de 90° et $E_\gamma < 1$ MeV.

est supérieure à 1000 keV et qui varient de 1228 keV à 3220 keV (cf Tab. 4.1). Ce noyau est très fortement alimenté lors de notre expérience au vu des nombreux pics observés mais aussi de l'intensité de chacun d'entre eux.

Le pic à 168 keV (cf Fig. 4.6) appartient au ^{41}Ca , qui est formé par évaporation de 2 protons, un neutron et un α à partir du noyau composé de ^{48}Cr . Deux autres pics sont observés à 460 keV et 545 keV. Un deuxième noyau de masse 41 est visible dans le spectre, il s'agit du ^{41}K , voie $\alpha 3p$, qui possède 3 γ en dessous de 1000 keV ayant pour énergie : 247 keV, 708 keV et 850 keV. Tous les deux noyaux $A=41$ présentent 4 γ d'énergie supérieure à 1 MeV (cf Tab. 4.1), et sont des voies peu alimentées.

Le pic suivant, situé à une énergie de 252 keV, correspond au noyau de ^{39}K , obtenu par évaporation de 2 α et d'un proton. Plusieurs pics appartiennent à ce noyau en dessous de 1 MeV : 347 keV, 757 keV, 783 keV et 887 keV, mais ils sont encore plus nombreux au-delà de 1 MeV puisque 10 transitions ont été enregistrées par GASP (cf Tab. 4.1). Ce noyau est fortement alimenté comme nous le verrons ultérieurement.

Plusieurs pics peu intenses appartiennent au noyau ^{44}Sc , voie $3pn$, tels que ceux situés à : 167 keV, 235 keV, 271 keV, 281 keV, 350 keV, 357 keV, 396 keV, 546 keV, 566 keV, 697 keV et 895 keV. Contrairement au ^{44}Sc , les transitions γ dans ^{45}Ti donnent lieu à des pics dont l'intensité est conséquente. Le noyau est obtenu par évaporation de 2 protons et un neutron. Les énergies

Noyaux	Voies	E_γ (keV)
^{45}Ti	2pn	293, 359, 415, 483, 586, 592, 655, 743, 897, 980, 1138, 1189, 1248, 1468, 1547, 1818
^{44}Sc	3pn	167, 235, 271, 281, 350, 357, 396, 546, 566, 697, 895, 1703
^{42}Ca	α 2p	145, 253, 264, 382, 437, 665, 728, 772, 810, 815, 874, 910, 918, 929, 1228, 1347, 1525, 1644, 1733, 1965, 2301, 2555, 2955, 3220
^{41}K	α 3p	247, 708, 850, 1123, 1500, 1513, 1677
^{41}Ca	α 2pn	168, 460, 545, 1389, 1607, 3201, 3370
^{39}K	2 α p	252, 347, 757, 783, 887, 1129, 1301, 1342, 1410, 1774, 1881, 2490, 2814, 3197, 3597
^{38}Ar	2 α 2p	106, 670, 1643, 1822, 2167
^{37}Ar	2 α 2pn	323, 598, 680, 937, 1264, 1506

TAB. 4.1: Noyaux issus de notre réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, accompagnés de la voie par laquelle ils sont formés et des γ observés.

de ces pics varient de 293 keV à 1818 keV (cf Tab. 4.1). Enfin, pour le noyau ^{37}Ar , voie 2 α 2pn, 4 pics sont vus en dessous de 1 MeV : 323 keV, 598 keV, 680 keV et 937 keV.

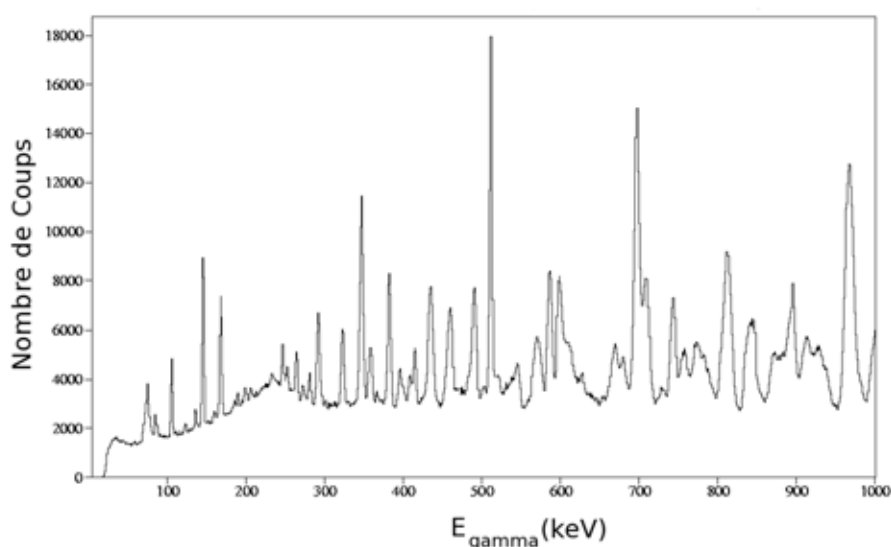


FIG. 4.7: Le spectre γ - p et ses différents pics pour un angle de 90° .

La détermination des différentes voies peut être vérifiée par l'observation des spectres γ - p (cf Fig. 4.7) et γ - α (cf Fig. 4.8). Les noyaux ^{45}Ti et ^{44}Sc sont produits uniquement par évaporation de nucléons. Les pics correspondants à ces noyaux doivent, par conséquent, être absents du spectre γ - α , mais ressortir dans le spectre γ - p. Ceci est visible pour les pics d'énergie égale à 697 keV du ^{44}Sc et 980 keV du ^{45}Ti . Les pics provenant du ^{42}Ca sont atténués dans le spectre γ - p par rapport au spectre γ - γ . Quant au spectre γ - α , vu le peu d'efficacité, peu de conclusions peuvent être tirées, toutefois le pic à 347 keV du ^{39}K ressort fortement dans ce spectre, puisqu'il provient d'une voie 2 α p.

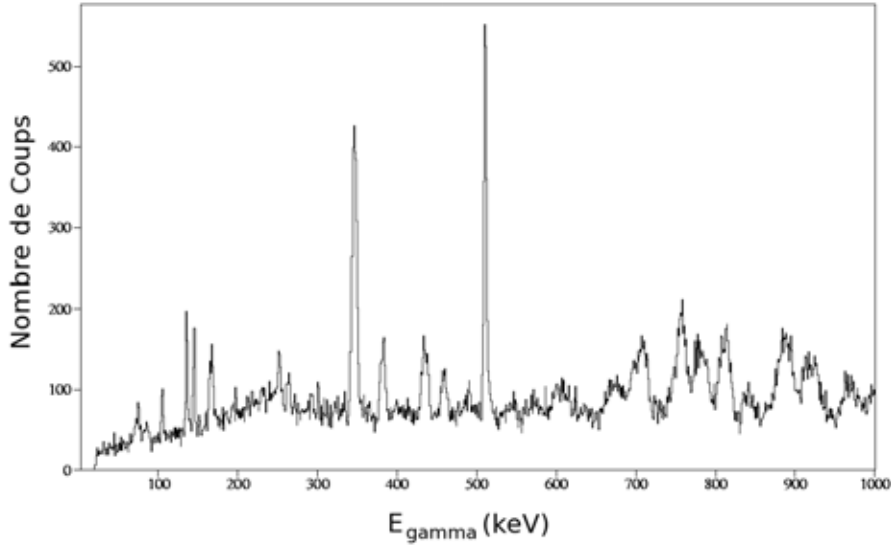


FIG. 4.8: Le spectre $\gamma - \alpha$ et ses différents pics pour un angle de 90° .

Nous pouvons expliquer tous les pics situés en dessous de 1 MeV par des transitions γ dans les noyaux issus de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Au dessus de 1 MeV, les pics proviennent à la fois de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, mais aussi de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, qui produit des noyaux dont les principaux sont : ^{34}Cl , ^{31}P , ^{33}S et ^{28}Si (noyaux dont nous ne discuterons pas, puisqu'ils ne sont pas produits par la réaction 'résonante' $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ étudiée).

Nous allons à présent examiner de façon plus approfondie les transitions γ dans les 8 différents noyaux produits dans la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ et que nous venons d'identifier. Différentes fenêtres vont être placées sur le spectre $\gamma - \gamma$ (cf Fig. 4.6) sur des transitions d'énergie inférieure à 1 MeV et caractéristiques des noyaux produits afin de voir si certains niveaux dans le spectre sont alimentés de façon sélective. Le but de notre travail n'est pas de faire une étude de structure nucléaire (bien que dans certains noyaux nous alimentons les états à plus haut spin reportés dans la littérature [27]) mais plutôt d'utiliser cette structure pour étudier un mécanisme de réaction en l'occurrence une éventuelle désexcitation de la résonance vers des noyaux ou vers certains de leurs états excités peuplés de façon sélective. Dans ce travail, toutes les informations de structure nucléaire concernant les noyaux produits ont été obtenues à partir de la base de données NUDAT du National Nuclear Data Center à Brookhaven (USA) [27].

4.2.2 La voie $^{45}\text{Ti} + 2\text{pn}$

Le noyau résiduel produit le plus proche du noyau composé ^{48}Cr est le ^{45}Ti obtenu par évaporation de 2 protons et un neutron. Afin de pouvoir observer plus en détails quels états sont alimentés, différentes fenêtres ont été placées sur le spectre $\gamma - \gamma$ sur des pics appartenant au ^{45}Ti . Les deux spectres (cf Fig. 4.9 et 4.10) ci-dessous proviennent de fenêtres placées sur le pic à 293 keV et 586 keV. Nous pouvons par conséquent observer les pics se trouvant en coïncidence avec ces deux transitions.

Sur la figure 4.9, peu de pics se distinguent en dehors des pics à 415 keV, 483 keV et 897 keV. Ces trois pics correspondent respectivement aux transitions $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$, $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ et $7/2^+ \rightarrow 3/2^+$ se situant juste au dessus de notre transition $3/2^+ \rightarrow 3/2^-$ de 293 keV (cf Fig. 4.11).

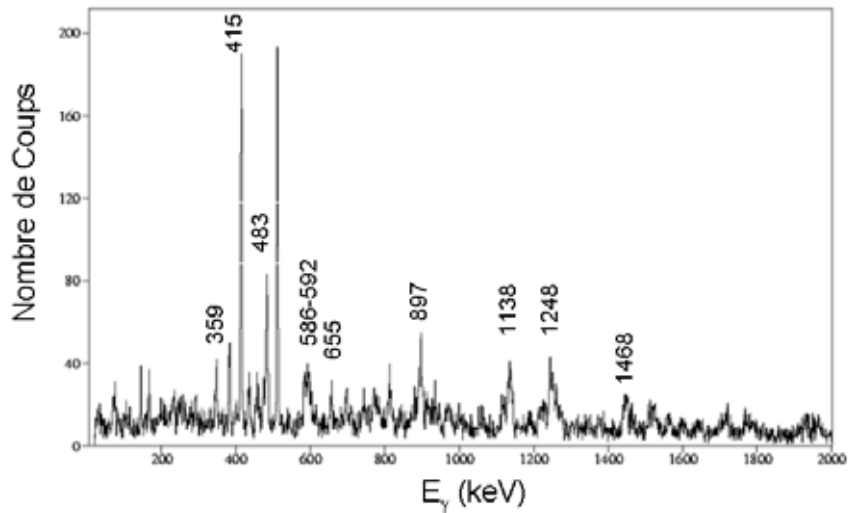


FIG. 4.9: Le spectre γ du ^{45}Ti avec une fenêtre sur le pic à 293 keV.

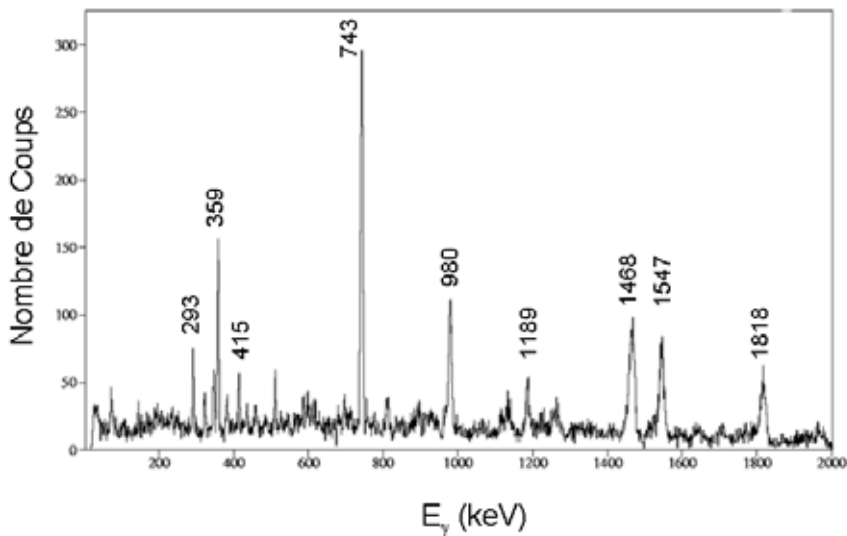


FIG. 4.10: Le spectre γ du ^{45}Ti avec une fenêtre sur le pic à 586 keV.

Cette position privilégiée dans le schéma de niveaux explique l'intensité de ces gamma dans ce spectre. La hauteur du pic à 897 keV est moins importante en comparaison des deux autres pics car l'efficacité du détecteur est moins grande à cette énergie.

La figure 4.10 obtenue à partir du spectre γ - γ en posant une fenêtre sur le pic à 586 keV présente de nombreux pics intenses. Le pic de 586 keV correspond à la transition $17/2^- \rightarrow 15/2^-$ (cf Fig. 4.11) et se situe dans le haut du schéma de niveaux. Les gamma de forte intensité sont 980 keV, 743 keV, 1818 keV, 1547 keV, 359 keV et 1468 keV. Ils correspondent aux transitions $27/2^- \rightarrow 23/2^-$, $23/2^- \rightarrow 21/2^-$, $21/2^- \rightarrow 17/2^-$, $15/2^- \rightarrow 11/2^-$, $15/2^- \rightarrow 13/2^-$ et $11/2^- \rightarrow 7/2^-$, aboutissant au niveau fondamental de ^{45}Ti . Les niveaux $27/2^-$, $23/2^-$, $21/2^-$, $17/2^-$, $15/2^-$, $13/2^-$ sont des niveaux yrast. On voit qu'ils sont préférentiellement alimentés et qu'ils prennent

la plupart du flux.

Une différence de flux peut être observée entre cette fenêtre et la précédente (cf Fig. 4.9), ceci provient du fait que les gamma produits sont issus de niveaux yrast contrairement à la plupart des gamma de la première fenêtre. De plus, cette fenêtre est placée sur un gamma issu d'un état de haut spin ($17/2^- \rightarrow 15/2^-$). Or la voie d'entrée $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ a un grand moment angulaire à évacuer par fusion/évaporation, par conséquent, il est plus facile d'alimenter les hauts spins dans le noyau résiduel. Ceci explique pourquoi le flux est plus important dans la deuxième fenêtre.

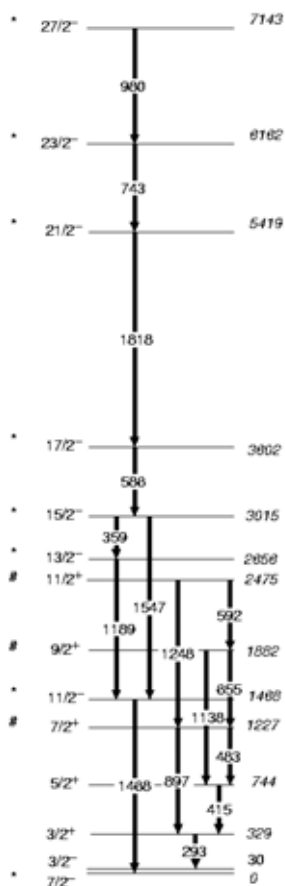


FIG. 4.11: Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{45}Ti . Les * correspondent aux niveaux yrast et les § correspondent aux niveaux yrare.

4.2.3 La voie $^{44}\text{Sc} + 3\text{pn}$

Le ^{44}Sc est produit après évaporation de 3 protons et d'un neutron du noyau composé ^{48}Cr . Le spectre présenté (cf Fig. 4.13) a été obtenu en posant une fenêtre sur le pic de 895 keV, issu de la transition $11^+ \rightarrow 9^+$ (cf Fig. 4.12). Trois γ provenant du ^{44}Sc sont enregistrés en coïncidence avec le 895 keV. Il s'agit du 546 keV, 1703 keV et 697 keV (cf Fig. 4.13), correspondant aux transitions $(10,11,12) \rightarrow 11^+$, $9^+ \rightarrow 7^+$ et $7^+ \rightarrow 6^+$ (cf Fig. 4.12). Tous ces niveaux sont des niveaux

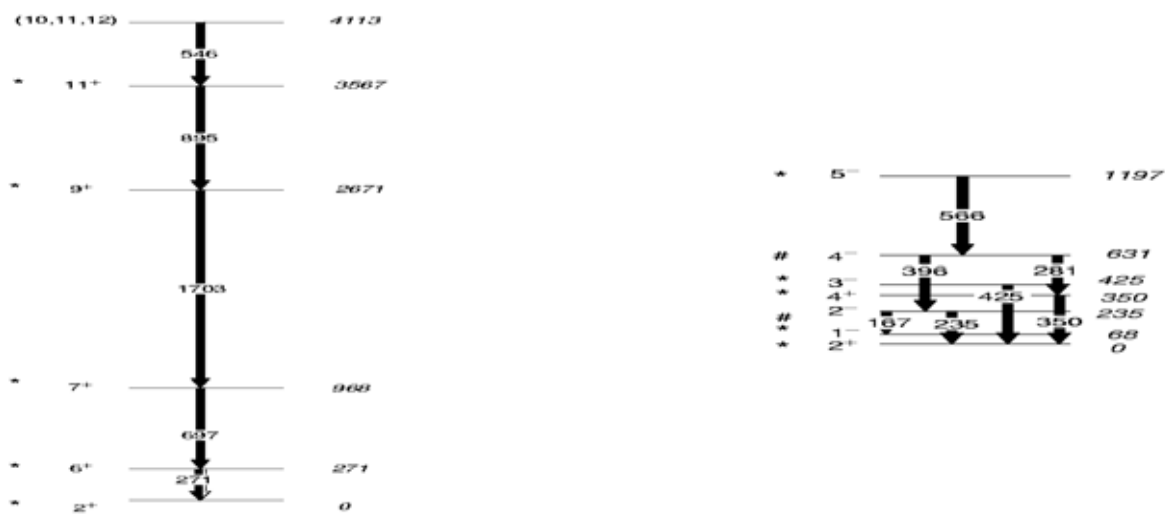


FIG. 4.12: Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{44}Sc . Les * correspondent aux niveaux yrast et les # correspondent aux niveaux yrare.

yrast. Comme précédemment, les niveaux yrast, mais aussi les autres niveaux de haut spin sont peuplés de façon préférentielle.

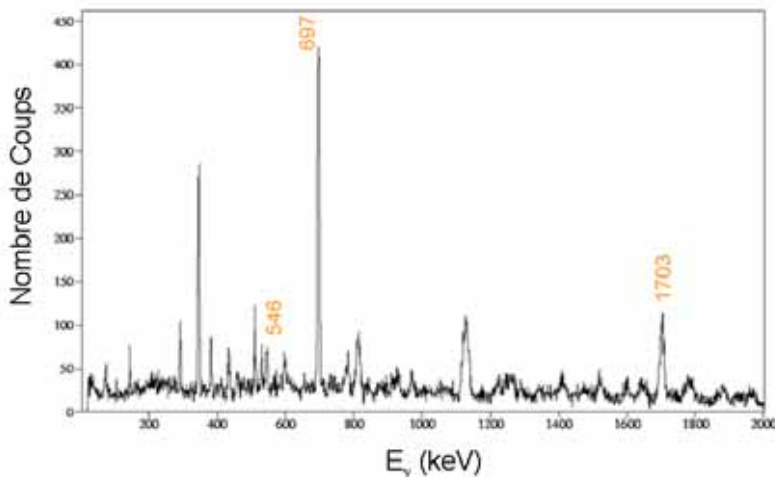


FIG. 4.13: Le spectre γ du ^{44}Sc avec une fenêtre sur le pic à 895 keV.

La transition $6^+ \rightarrow 2^+$ dans le bas du spectre n'est pas observée car le niveau à 271 keV est un isomère de durée de vie de 58,6 h. La deuxième partie du schéma de niveaux (cf Fig. 4.12) n'est pas alimentée dans cette fenêtre et très peu dans d'autres fenêtres, ceci provient du fait qu'aucun lien n'existe entre les niveaux yrast du premier schéma et les niveaux du deuxième schéma.

4.2.4 La voie $^{42}\text{Ca} + \alpha 2p$

Le noyau de ^{42}Ca est obtenu après évaporation d'une particule alpha et de deux protons. Ce noyau étant fortement alimenté, trois fenêtres ont été placées sur des gamma appartenant à des

régions bien distinctes du schéma de niveaux. La première fenêtre a été mise sur le gamma de 437 keV, situé en bas du schéma de niveaux entre les états 6^+ et 4^+ (cf Fig. 4.17). De nombreux γ en coïncidence sont observés, la plupart des γ enregistrés sont issus de niveaux yrast, les plus intenses sont les γ de 382 keV, 145 keV, 810 keV, 815 keV, 2555 keV, 1228 keV et 1525 keV (cf Fig. 4.14). Le pic 'multiple' dû aux γ de 910 keV, 918 keV et 929 keV présente moins de coups car ces γ proviennent de niveaux yrare et non yrast.

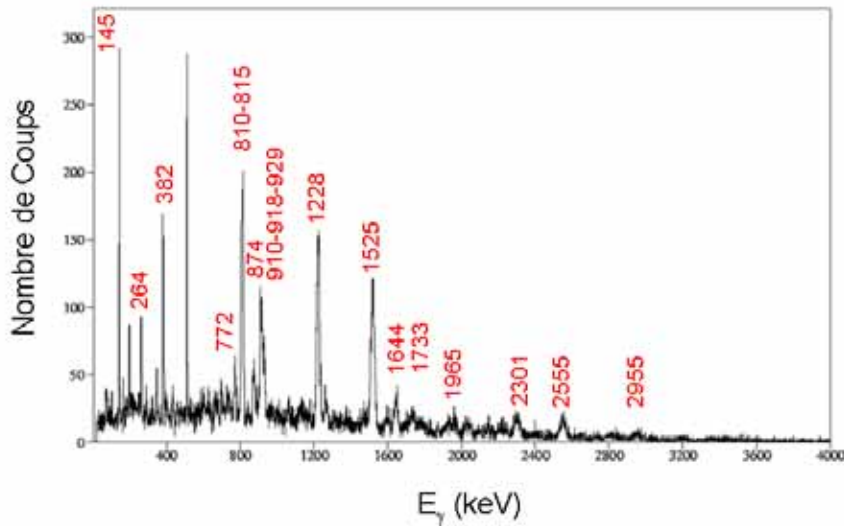


FIG. 4.14: Le spectre γ du ^{42}Ca avec une fenêtre sur le pic à 437 keV.

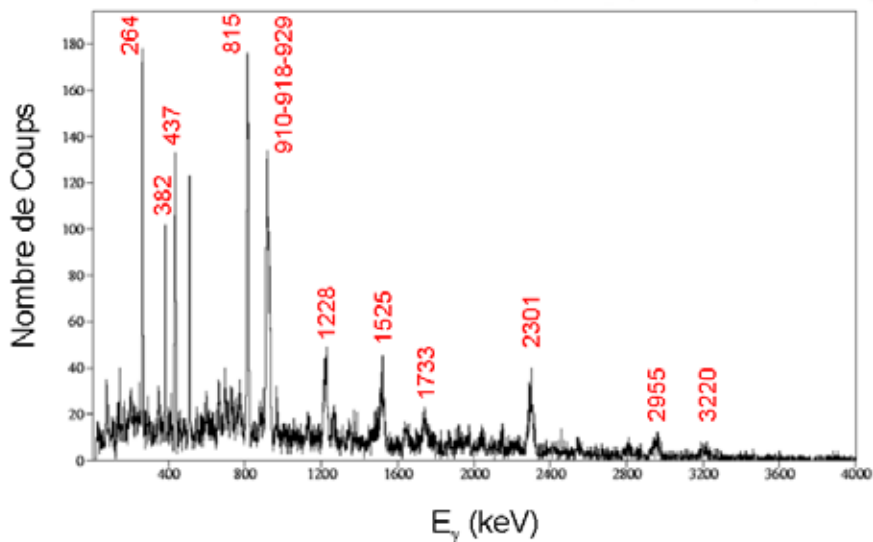


FIG. 4.15: Le spectre γ du ^{42}Ca avec une fenêtre sur le pic à 145 keV.

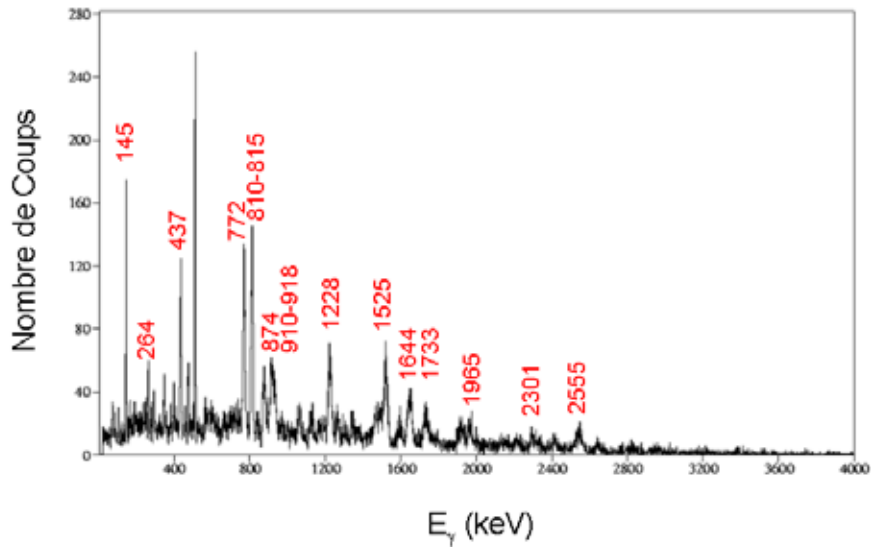


FIG. 4.16: Le spectre γ du ^{42}Ca avec une fenêtre sur le pic à 382 keV.

La deuxième fenêtre a été posée sur le γ de 145 keV, issu de la transition $9^- \rightarrow 8^-$. On retrouve les même γ que précédemment, comme les γ de 382 keV, 815 keV, 1228 keV et 1525 keV (cf Fig. 4.15). Se rajoute à cette liste le γ de 437 keV. Contrairement à la première fenêtre, plus de niveaux yrare sont alimentés. Les γ résultants sont : 929 keV, 264 keV, 918 keV, 2955 keV, 2301 keV et 910 keV (cf Fig. 4.15). Ceci s'explique par l'emplacement du 145 keV dans le schéma de niveaux. En effet, afin d'atteindre le niveau fondamental, les γ n'ont pas d'autre choix que de cascader par des niveaux yrare.

Enfin, une fenêtre a été placée sur le pic à 382 keV, obtenu par la transition $(11)^- \rightarrow 10^-$ située à haut spin et haute énergie (cf Fig. 4.17). Comme pour les énergies précédentes, on retrouve les γ de 145 keV, 810 keV, 815 keV, 2555 keV, 437 keV, 1228 keV et 1525 keV situés entre des niveaux yrast (cf Fig. 4.16). Dans ce spectre en coïncidence, on observe un gamma à 772 keV. Le spin de l'état initial n'est pas connu, toutefois il s'agit sûrement d'un niveau yrast vu l'intensité du pic.

Les parités des niveaux au dessus du 6^+ de configuration $(f7/2)^2$ sont obtenues par des excitations particules/trous, telles que, par exemple, $3p$ et $1t$ pour les parités négatives et $4p$ et $2t$ pour les parités positives.

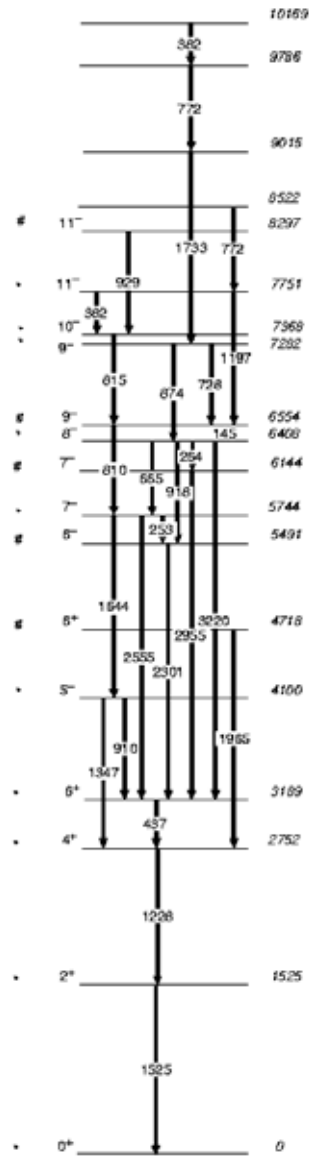


FIG. 4.17: Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{42}Ca . Les * correspondent aux niveaux yrast et les ‡ correspondent aux niveaux yrare.

4.2.5 La voie $^{41}\text{Ca} + \alpha 2\text{pn}$

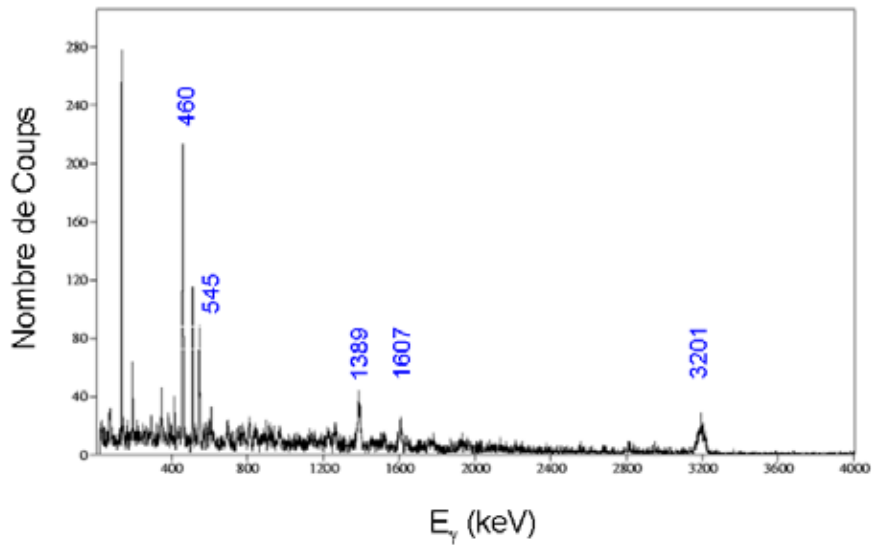


FIG. 4.18: Le spectre γ du ^{41}Ca avec une fenêtre sur le pic à 168 keV.

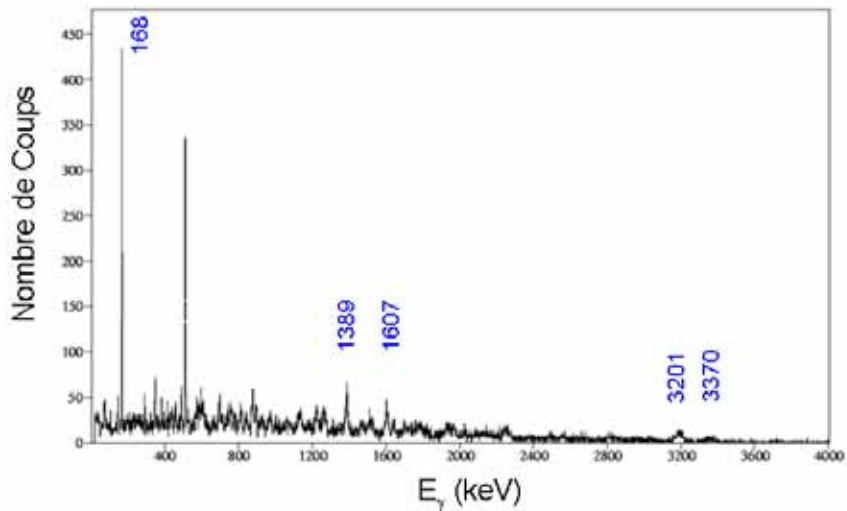


FIG. 4.19: Le spectre γ du ^{41}Ca avec une fenêtre sur le pic à 460 keV.

Le noyau résiduel ^{41}Ca est formé par évaporation de 4 particules : un alpha, 2 protons et un neutron. Très peu de γ se situent en dessous de 1 MeV, par conséquent deux fenêtres ont été posées sur les deux γ consécutifs de 460 keV et 168 keV, situés entre les niveaux $15/2^+$, $11/2^+$ et $9/2^+$ (cf Fig. 4.20). Ces trois niveaux sont des niveaux yrast. Trois γ peuvent être observés sur les spectres issus des deux fenêtres dont les énergies sont 1607 keV, 1389 keV et 3201 keV, tous issus de niveaux yrast. Plus de flux est visible dans ces pics pour la fenêtre placée sur le 460 keV, car celui-ci possède un spin plus élevé. De plus, on enregistre le γ de 460 keV sur la fenêtre du 168 keV et inversement. Une différence se situe pour $E_\gamma = 545$ keV, où un pic est visible sur le spectre 4.18 et non sur le spectre 4.19, car le γ de 545 keV n'est pas en coïncidence

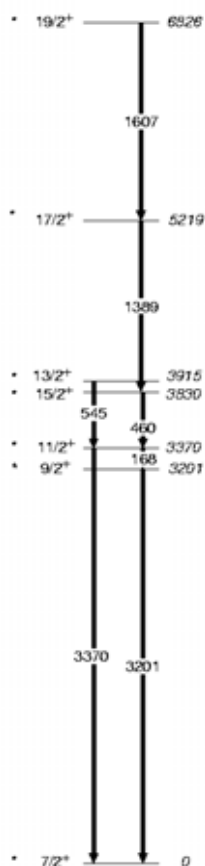


FIG. 4.20: Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{41}Ca . Les * correspondent aux niveaux yrast.

avec celui de 460 keV. L'intensité de ce γ est relativement faible dans le spectre 4.18, car il est issu d'un niveau yrare.

4.2.6 La voie $^{41}\text{K} + \alpha 3\text{p}$

Un deuxième résidu possède le même nombre de masse que le ^{41}Ca , mais un nombre de neutrons et de protons différent, c'est le ^{41}K qui est créé par évaporation d'un alpha et de trois protons à partir du noyau composé ^{48}Cr . Le spectre présenté a été obtenu en posant une fenêtre sur le γ d'énergie égale à 247 keV, γ se situant entre le niveau $13/2^+$ et $11/2^+$ (cf Fig. 4.21). Cinq γ provenant du noyau ^{41}K sont observés sur le spectre en coïncidence (cf Fig. 4.22). Ils sont situés à des énergies de 708 keV, 1500 keV, 1123 keV, 850 keV et 1677 keV. Trois d'entre eux sont issus de niveaux initiaux et finaux yrast (1123 keV, 850 keV et 1677 keV), tandis que les deux autres γ de 708 keV et 1500 keV ont soit le niveau initial soit le niveau final yrare. Ceci implique que ces deux γ ont des intensités de pics moins importantes.

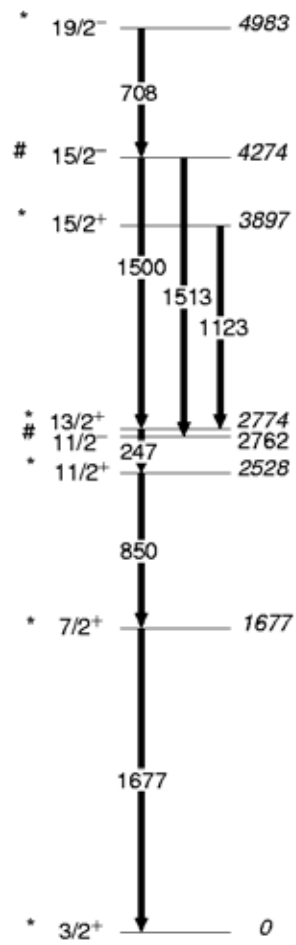


FIG. 4.21: Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{41}K . Les * correspondent aux niveaux yrast et les # correspondent aux niveaux yrare.

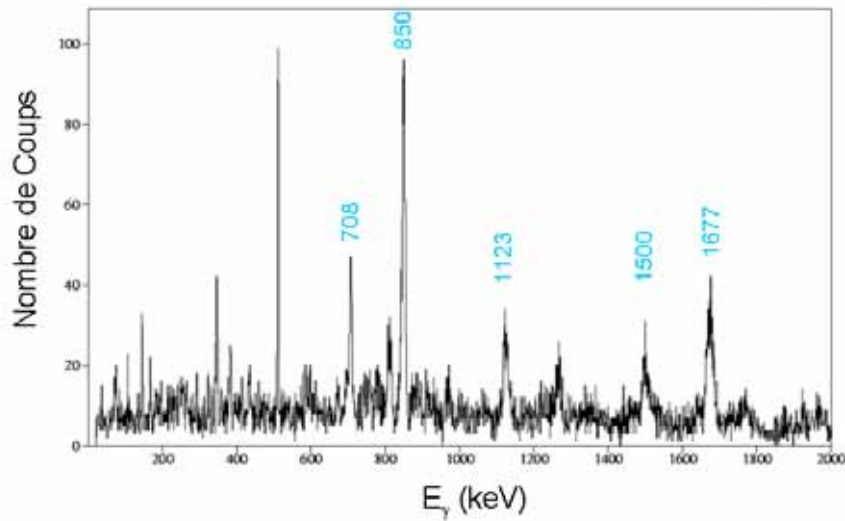


FIG. 4.22: Le spectre γ du ^{41}K avec une fenêtre sur le pic à 247 keV.

4.2.7 La voie $^{39}\text{K} + 2\alpha p$

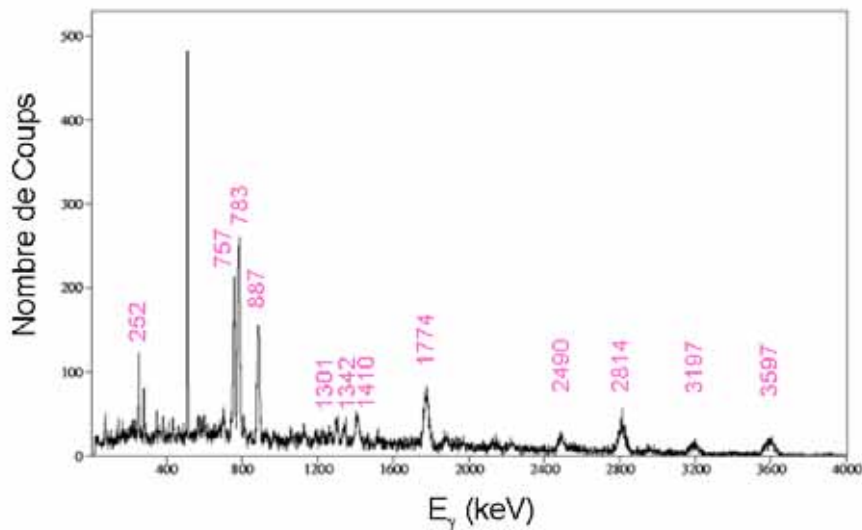


FIG. 4.23: Le spectre γ du ^{39}K avec une fenêtre sur le pic à 347 keV.

Après évaporation de deux particules alpha et d'un proton du noyau composé ^{48}Cr , nous obtenons le résidu de ^{39}K . Pour ce noyau, de nombreuses raies ont été enregistrées par nos détecteurs, comme nous avons pu le constater sur le spectre γ - γ , par conséquent deux fenêtres ont été placées, l'une sur le γ de 347 keV situé dans la partie basse du schéma de niveaux entre les niveaux $11/2^-$ et $9/2^-$ et l'autre sur la partie haute du schéma entre les niveaux $19/2^-$ et $15/2^-$ permettant d'avoir un γ de 887 keV (cf Fig. 4.25). Concernant la première fenêtre, si on considère les γ prédominants, six γ proviennent de niveaux yrast dont les énergies sont : 252 keV, 757 keV, 1774 keV, 783 keV, 3597 keV et 2814 keV (cf Fig. 4.23). Les trois autres γ importants mettent en jeu des niveaux yrare et yrast et par là ont une intensité plus faible :

887 keV, 3197 keV et 2490 keV.

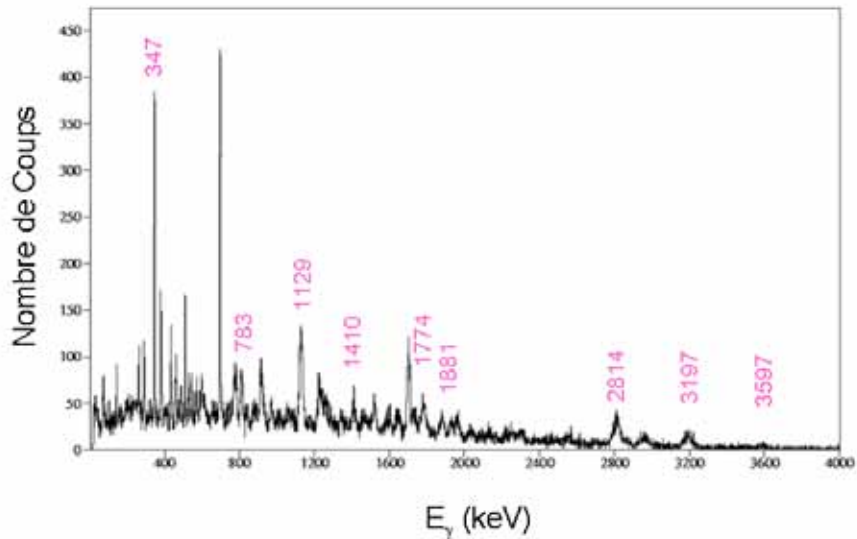


FIG. 4.24: Le spectre γ du ^{39}K avec une fenêtre sur le pic à 887 keV.

Dans le spectre issu de la deuxième fenêtre, on retrouve les deux γ de 3597 keV et 2814 keV obtenus par des transitions entre niveaux yrast, et le 3197 keV provenant de mélange yrast/yrare (cf Fig. 4.24). Les deux γ à 783 keV et 1774 keV ont des intensités très réduites par rapport au spectre précédent, car la façon de décroître est très différente. En effet, le γ de 783 keV est 'court-circuité' par le γ de 1129 keV qui est un γ situé entre des niveaux yrast, donc privilégié, et le 1774 keV l'est par le 3197 keV. Le pic à 347 keV est observé dans cette fenêtre.

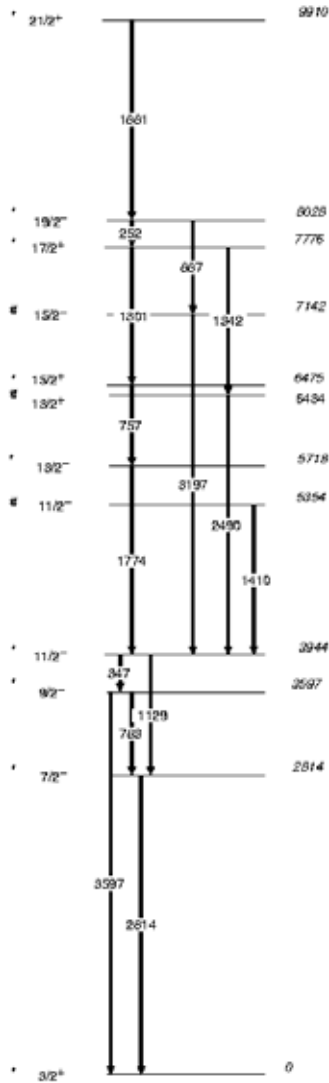


FIG. 4.25: Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{39}K . Les * correspondent aux niveaux yrast et les ‡ correspondent aux niveaux yrare.

4.2.8 La voie $^{38}\text{Ar} + 2\alpha 2p$

Le schéma de niveaux de ^{38}Ar (cf Fig. 4.28), produit après évaporation de $2\alpha 2p$, est assez simple : deux γ ont des énergies en dessous de 1 MeV : 106 keV et 670 keV. Ce sont les deux γ sur lesquels des fenêtres ont été posées. Puis trois γ sont situés au dessus de 1 MeV : 1822 keV, 1643 keV et 2167 keV, qui sont les trois pics visibles dans les deux spectres de ^{38}Ar (cf Fig. 4.26 et 4.27). Tous les niveaux sur le schéma de niveaux sont yrast. En plus de ces trois pics, on voit respectivement le γ de 106 keV dans le spectre 4.26 et le γ de 670 keV dans le spectre 4.27.

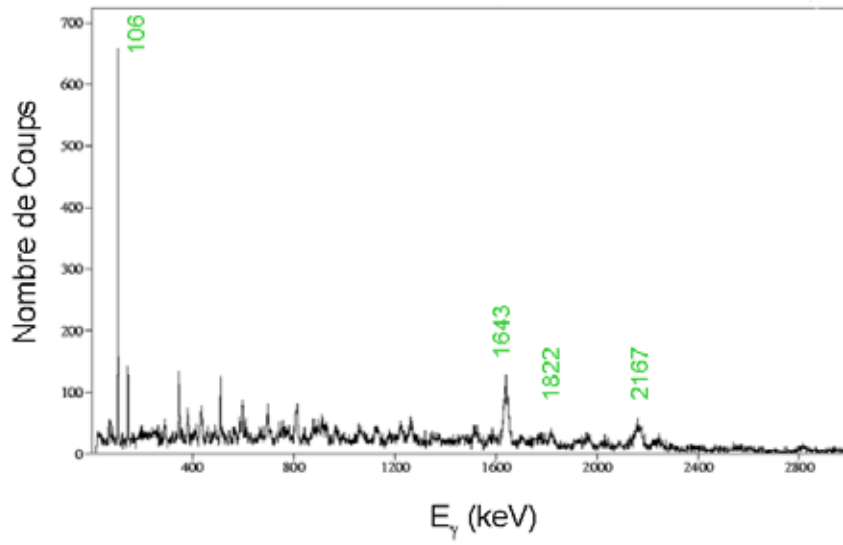


FIG. 4.26: Le spectre γ de ^{38}Ar avec une fenêtre sur le pic à 670 keV.

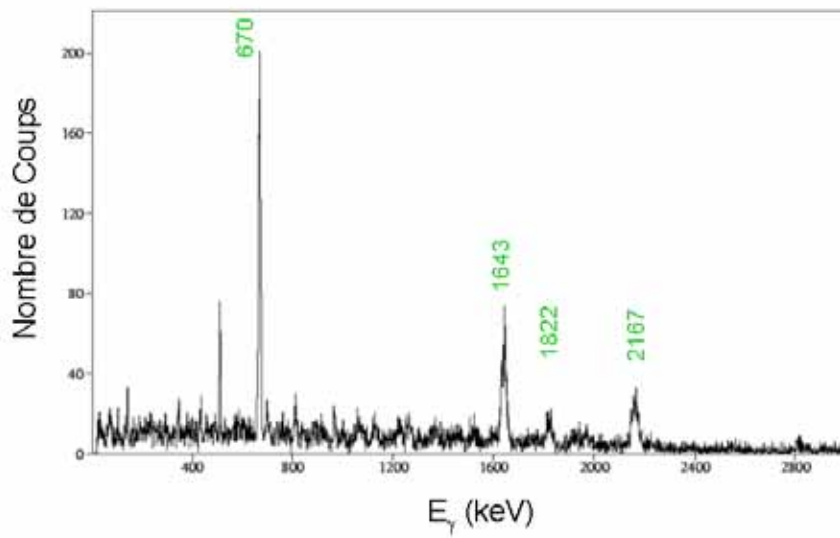


FIG. 4.27: Le spectre γ de ^{38}Ar avec une fenêtre sur le pic à 106 keV.

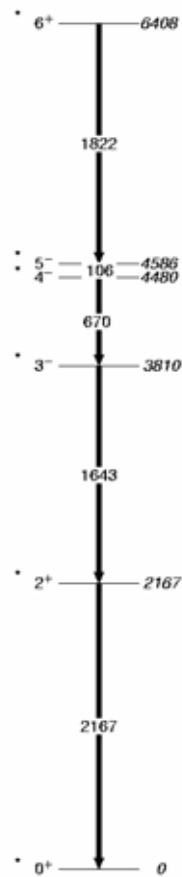


FIG. 4.28: Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{38}Ar . Les * correspondent aux niveaux yrast.

4.2.9 La voie $^{37}\text{Ar} + 2\alpha 2\text{pn}$

Le noyau ^{37}Ar est le plus éloigné en masse du noyau composé puisqu'il est obtenu par évaporation de cinq particules : deux alpha, deux protons et un neutron. Deux fenêtres ont été mises concernant ce noyau, respectivement sur le γ de 937 keV et celui de 323 keV (cf Fig. 4.31). Peu de γ sont observés en coïncidence. Concernant le spectre 4.29, quatre γ sont observés à des énergies de 598 keV (γ situé entre des niveaux yrast), 937 keV, 1264 keV et 1506 keV (trois γ situés entre des niveaux yrare et yrast). Le spectre 4.30, quant à lui, possède trois γ dont les énergies sont à 598 keV, 323 keV et 1506 keV (γ dont un des niveaux est yrare). Dans ce noyau, plusieurs niveaux yrare sont observés, par conséquent la décroissance en cascade des états excités ne peut éviter d'emprunter ces niveaux. L'intensité du pic de 598 keV est plus importante sur le spectre 4.30 car la fenêtre est placée sur un γ de plus haut spin donc favorisé pour l'alimentation.

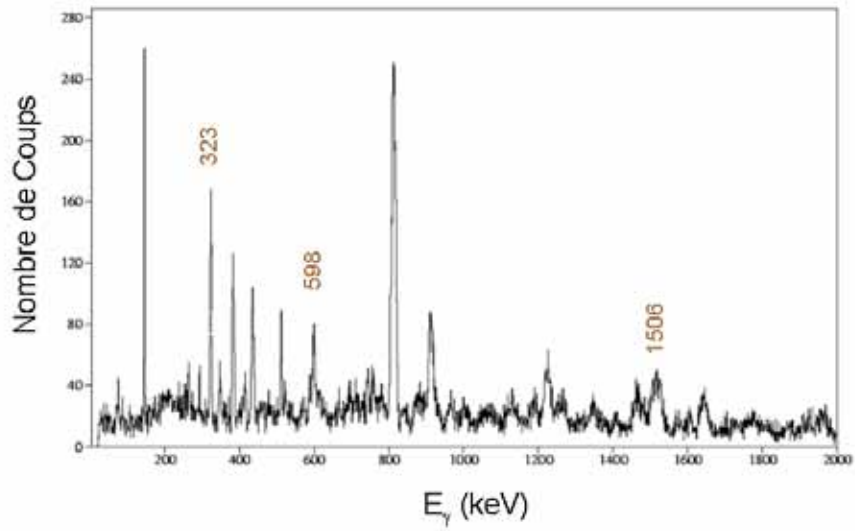


FIG. 4.29: Le spectre γ de ^{37}Ar avec une fenêtre sur le pic à 937 keV.

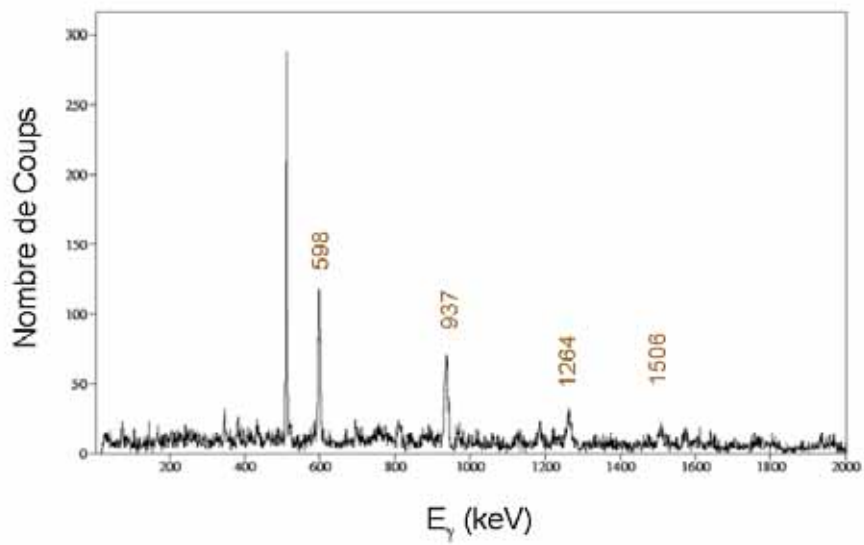


FIG. 4.30: Le spectre γ de ^{37}Ar avec une fenêtre sur le pic à 323 keV.

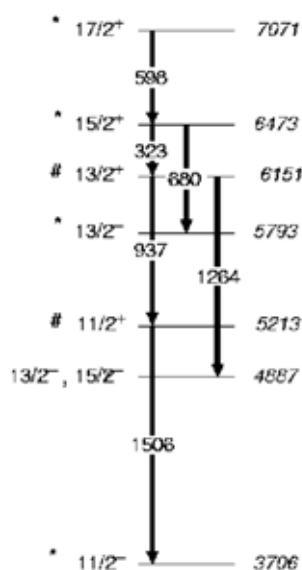


FIG. 4.31: Schéma des niveaux observés concernant le noyau ^{37}Ar . Les * correspondent aux niveaux yrast et les # correspondent aux niveaux yrare.

Pour tous les 8 noyaux produits par fusion/évaporation de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ et observés dans notre expérience, la caractéristique principale est la population hautement sélective de leurs états yrast et yrare.

Le noyau composé ^{48}Cr formé par la voie d'entrée $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ possède une grande énergie d'excitation et un grand moment angulaire qu'il s'agit d'évacuer. Pour cela, le noyau composé émet un certain nombre de particules légères (p, α , n) mais alimente aussi de façon préférentielle les états yrast des noyaux résiduels qui sont les plus sensibles aux grands moments angulaires générés par la voie d'entrée.

Nous venons d'étudier en détails les spectres γ - γ obtenus pour les différents noyaux produits par la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Nous pouvons à présent passer à la détermination du rapport ON/OFF résonance pour les intensités des principales raies γ caractéristiques des différentes voies.

4.3 La détermination du rapport ON/OFF résonance

4.3.1 Les précautions prises

Comme cela a été mentionné dans la première partie de cette thèse, un grand nombre de précautions ont été prises afin de s'assurer d'être à l'énergie ON résonance. En effet, le choix du Tandem de Legnaro, mais aussi le cyclage de l'aimant, ou la fermeture des lèvres de l'aimant d'analyse ainsi que l'épaisseur de la cible de ^{24}Mg sont autant de précautions prises qui nous permettent d'être confiants dans l'énergie du faisceau de ^{24}Mg .

Un deuxième souci résidait dans la normalisation des résultats ON et OFF résonance. Pour cette expérience, la normalisation ON/OFF a été réalisée grâce à l'utilisation d'un intégrateur de courant branché sur une cage de Faraday située au bout de la ligne de faisceau. Cet intégrateur permet de mesurer la charge intégrée de faisceau déposé sur la cible en un

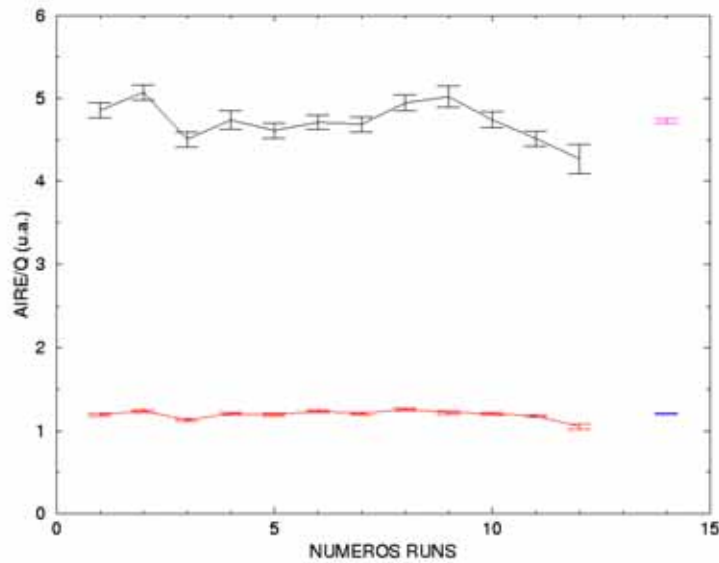


FIG. 4.32: Intensités normalisées à la charge du faisceau accumulée pour les différents runs ON résonance et pour les transitions ^{38}Ar 106 keV (haut) et ^{42}Ca 145 keV (bas). Les intensités pour la somme des runs ON sont également indiquées.

temps donné. Afin de s'assurer de la 'stabilité' des conditions expérimentales (au niveau de la cible et du faisceau) tout au long de l'expérience, l'enregistrement des données a été découpé en runs courts de $\sim 3\text{h}30$. Ceci nous permet, dans l'analyse des données, de suivre en fonction du temps l'évolution du nombre d'enregistrements, de l'intensité de certains pics, etc...

L'intensité du courant utilisé est restée très stable durant la totalité des runs, elle a été maintenue à une valeur moyenne proche de 27 nAe (lue dans la cage de Faraday). Ceci est important pour le temps mort de l'acquisition qui n'a pas nécessité de correction puisque pour cette valeur de courant le comptage 'trigger' était de ~ 10 kHz.

Pour vérifier la bonne marche du processus d'intégration, nous devons vérifier que l'intensité d'un pic γ est proportionnelle à la charge enregistrée par l'intégrateur. Pour cela, nous avons extrait les intensités runs par runs de deux pics du spectre $\gamma - \gamma$ correspondants aux raies 106 keV et 145 keV des noyaux ^{38}Ar et ^{42}Ca . Ces intensités ont été normalisées par la charge intégrée, les valeurs obtenues sont représentées sur les figures 4.32 et 4.33. On peut voir que ces intensités (notées Aire/Q) ne présentent que très peu de fluctuations dans le temps puisque l'écart entre la valeur moyenne et les valeurs pour les différents runs est toujours inférieur à 10%. Par la suite, pour comparer les intensités ON et OFF des différentes raies, les enregistrements des runs ON et OFF ont été sommés.

Comme il a été dit au paragraphe précédent, différentes fenêtres ont été définies pour chaque noyau résiduel produit par la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Ces fenêtres ont été placées sur tous les γ caractéristiques de ces noyaux ayant une énergie inférieure à 1000 keV. Afin de s'assurer que les mêmes fenêtres peuvent être appliquées sur les spectres ON et OFF résonance, nous avons contrôlé que ces fenêtres sont restées stables tout au long de l'expérience. Une fois ceci établi, nous avons repris l'étude des spectres $\gamma - \gamma$ voie par voie, et nous avons placé les différentes

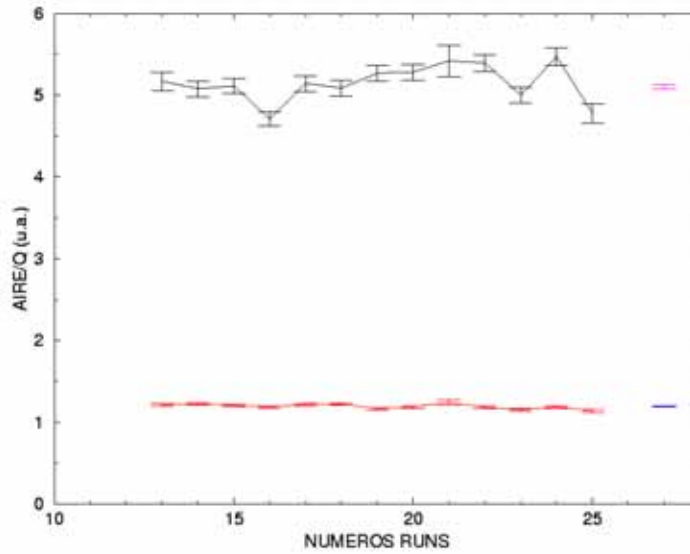


FIG. 4.33: Intensités normalisées à la charge du faisceau accumulée pour les différents runs OFF résonance et pour les transitions ^{38}Ar 106 keV (haut) et ^{42}Ca 145 keV (bas). Les intensités pour la somme des runs OFF sont également indiquées.

fenêtres données dans le tableau 4.2 sur les spectres ON et OFF résonance pour obtenir tous les gamma en coïncidence. Les intensités des pics γ vus en coïncidence dans ces fenêtres ont permis de déterminer le rapport ON /OFF résonance des γ caractéristiques de chaque voie. Les résultats vont être présentés dans le paragraphe suivant.

4.3.2 Rapport ON/OFF pour les différentes voies observées

Pour déterminer le rapport ON/OFF résonance pour les différentes voies, les intensités normalisées des pics γ ont été extraites pour les différentes fenêtres posées dans les 8 voies de fusion/évaporation produites.

Avant de présenter ces résultats, essayons de quantifier l'alimentation des différentes voies observées. Pour cela, on considère le pic caractéristique de chaque noyau résiduel dont l'énergie

Noyaux	Fenêtres placées sur E_γ (keV)
^{45}Ti	293, 359, 415, 483, 586, 743, 897, 980
^{44}Sc	546, 697, 895
^{42}Ca	145, 264, 382, 437, 810/815, 910/918/929, 910/918, 918/929
^{41}K	247, 708, 850
^{41}Ca	168, 460, 545
^{39}K	252, 347, 757, 783, 887
^{38}Ar	106, 670
^{37}Ar	323, 598, 937

TAB. 4.2: Les différentes fenêtres placées sur les gamma caractéristiques de chaque noyau.

est inférieure à 500 keV. Son intensité est corrigée pour l'efficacité de GASP qui varie en $\frac{1}{E_{\gamma}}$. Le résultat est alors donné sur la figure 4.34, où est représentée l'intensité relative des transitions en fonction du noyau considéré. Si on fixe l'alimentation du ^{42}Ca à 100%, on a dans l'ordre décroissant, le noyau ^{39}K qui est alimenté à hauteur de 89%, ^{38}Ar à 63%, ^{45}Ti à 24%, ^{41}Ca à 22%, et ^{37}Ar (14%), ^{41}K (11%) et ^{44}Sc (5%). Cette alimentation relative va nous permettre d'expliquer certains résultats obtenus dans la détermination des rapports.

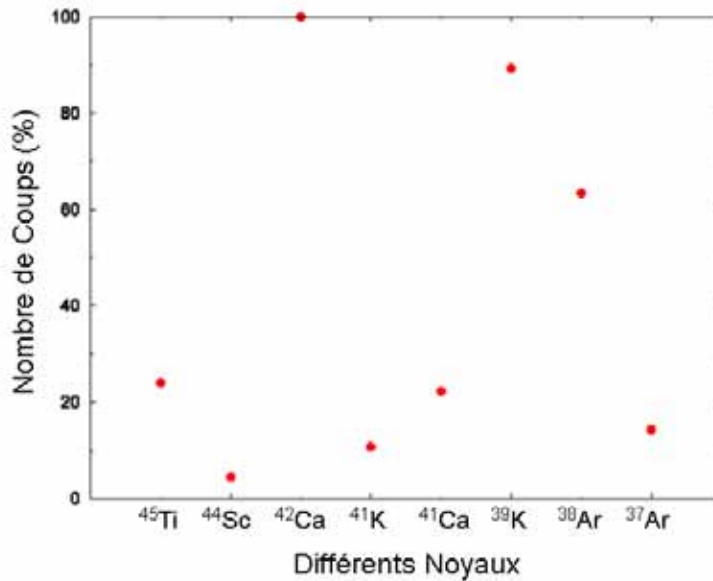


FIG. 4.34: Intensités relatives de transitions γ caractéristiques observées pour les différents noyaux.

Sur chaque figure qui va suivre est représenté le rapport d'intensité ON/OFF résonance pour les différents gamma observés dans les 8 noyaux produits par la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. La valeur moyenne des rapports pour les différents γ d'un même noyau pondérée par les erreurs sur chaque rapport est reportée sur le graphique, ainsi que l'erreur sur la valeur moyenne obtenue à partir de la déviation standard des résultats expérimentaux. Ces deux grandeurs sont représentées par les deux traits rouge sur chaque figure.

Le noyau ^{45}Ti

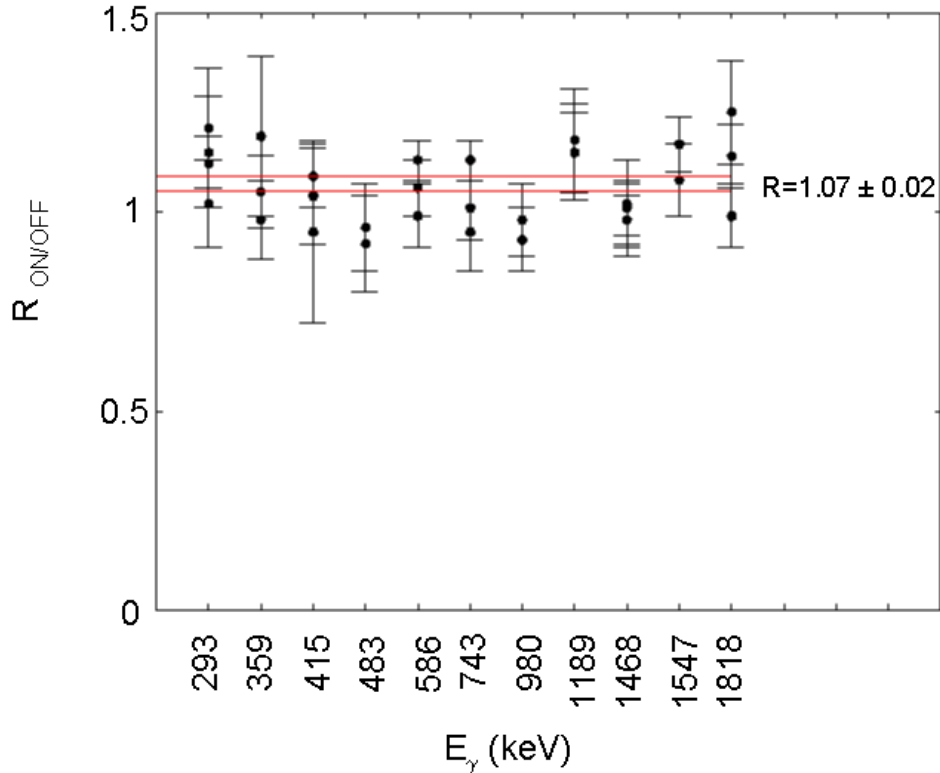


FIG. 4.35: Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{45}Ti .

Reprenons l'étude de chaque noyau en commençant par le ^{45}Ti qui est le noyau le plus proche en masse du noyau composé. Dans ce cas, 8 fenêtres (cf Tab. 4.2) ont été posées sur 8 γ du ^{45}Ti aboutissant à la détermination du rapport ON/OFF résonance (cf Fig. 4.35) pour 11 γ dont les énergies vont de 293 keV à 1818 keV. Les différents rapports obtenus pour une même énergie gamma proviennent des γ des différentes fenêtres qui sont en coïncidence avec le γ considéré. La plupart des points se répartissent uniformément autour de la valeur moyenne de $1,07 \pm 0,02$. Par conséquent, nous sommes confiants dans la détermination des rapports ON/OFF, mais aussi dans la moyenne, d'autant plus que pour le γ de 415 keV, qui est un pic mince avec une bonne statistique, le rapport oscille entre 0,95 et 1,09, ceci est en bon accord avec la valeur moyenne. Cependant, deux points se situent un peu à l'écart, il s'agit des points correspondants aux γ de 359 keV et 1818 keV (points les plus hauts dans le graphique). Pour tous les deux, le problème provient sans doute d'un manque de statistique dans le pic et donc d'une grande barre d'erreur sur le rapport ON/OFF. Ceci explique l'écart observé entre ces points et la valeur moyenne. Un phénomène équivalent se produit dans les autres noyaux obtenus par la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Cependant, pour une meilleure compréhension des graphiques, les barres d'erreur ne seront plus représentées. Au vu des intensités dans les différents spectres et dans les différents pics, l'alimentation du ^{45}Ti a lieu préférentiellement au niveau de l'état $23/2^-$ à une énergie d'excitation de $\sim 6,2$ MeV (cf Fig. 4.11). Il est donc alimenté à grand moment angulaire et énergie d'excitation élevée.

Le noyau ^{44}Sc

Cette voie est une voie faible comme nous venons de le voir, puisque l'alimentation de ce noyau n'est que de 5% par rapport à une valeur de 24% pour le ^{45}Ti . Ceci entraîne que la statistique est moins bonne et donc que la plupart des rapports possèdent des barres d'erreur sur le rapport ON/OFF assez grandes. Ce phénomène est amplifié pour le γ de 546 keV ((10,11,12) \rightarrow 11 $^+$) (cf Fig. 4.12) qui possède un rapport de $0,83 \pm 0,11$. La statistique dans ce pic est faible, ceci s'explique par le fait que le noyau de ^{44}Sc est alimenté préférentiellement au niveau de l'état 11 $^+$ à une énergie d'excitation de 3,6 MeV. Ce γ là n'est donc que très peu alimenté en comparaison des 3 autres γ du noyau, ce qui explique la valeur du rapport et que celui-ci soit entaché d'une grande barre d'erreur. Pour les γ de 697 keV, 895 keV et 1703 keV, les valeurs de R se répartissent autour de la valeur moyenne qui est de $0,96 \pm 0,02$ (cf Fig. 4.36).

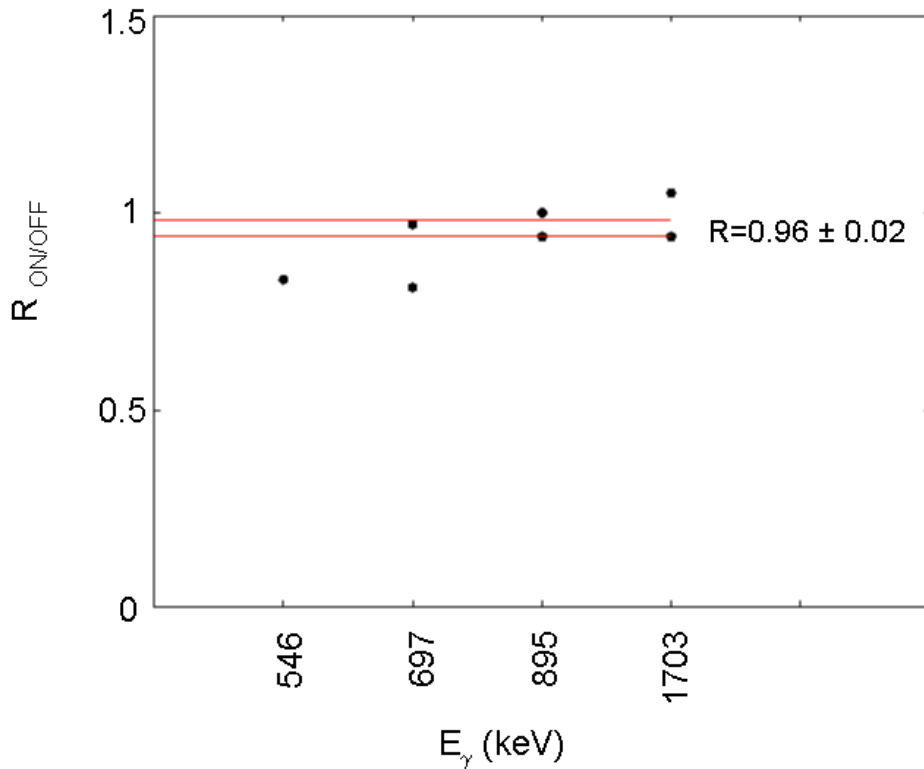


FIG. 4.36: Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{44}Sc .

Le noyau ^{42}Ca

Le noyau ^{42}Ca est un des noyaux les plus fortement alimenté par notre réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. C'est pourquoi 8 fenêtres (cf Tab. 4.2) ont pu être placées sur le spectre $\gamma - \gamma$ permettant ainsi d'obtenir le rapport ON/OFF résonance de 18 γ (cf Fig. 4.37) d'énergies allant de 145 keV à 2955 keV. La moyenne des rapports de ces différents γ est de $1,03 \pm 0,01$. L'erreur est très petite puisque beaucoup de rapports ont pu être évalués. En effet, les coïncidences entre les différents γ permettent d'obtenir plusieurs valeurs du rapport pour chaque γ . De nombreux rapports se répartissent au plus près de la valeur moyenne, tels que les rapports des pics à 145 keV ou 810+815 keV. Ces pics sont situés à des énergies inférieures à 1 MeV, ils sont donc minces et possèdent une grande statistique. Ceci nous conforte dans notre valeur moyenne des rapports de 1,03.

Cependant quelques autres points s'écartent de cette valeur tels que les points avec $E_\gamma = 264$ keV, 437 keV, 815 keV, 1228 keV et 2955 keV (tous les points situés vers le haut de la figure). Ceci provient du fait qu'une fenêtre est placée sur le pic à 264 keV qui est un pic de très faible statistique, qui entraîne ainsi que les rapports des pics à 437 keV, 815 keV et 2955 keV en coïncidence avec le 264 keV ont des valeurs très éloignées de la valeur moyenne et sont entachées de grandes barres d'erreur. Pour les pics à 264 keV et 1228 keV le même manque de statistique peut être évoqué dans les pics intégrés. Malgré les valeurs trouvées pour ces différents rapports, nous gardons ces points dans la détermination de la valeur moyenne.

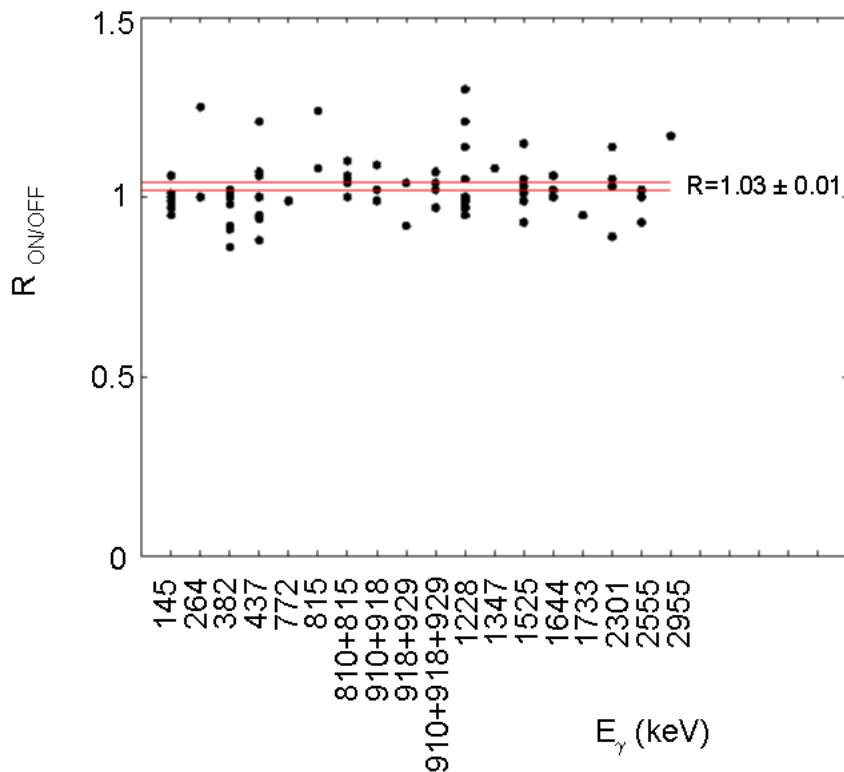


FIG. 4.37: Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{42}Ca .

Le noyau ^{41}K

Trois fenêtres (cf Tab. 4.2) aboutissent à l'obtention du rapport ON/OFF résonance pour les γ de 247 keV, 708 keV, 850 keV, 1123 keV et 1677 keV (cf Fig. 4.38). La majeure partie des points obtenus se répartissent autour de la moyenne qui est de $0,83 \pm 0,04$, excepté le point à 1123 keV. En effet, le rapport pour ce γ est de $1,22 \pm 0,13$. Afin de vérifier la véracité de ce point, une fenêtre a été posée sur le gamma de 1123 keV dans le spectre $\gamma - \gamma$ et le pic de 247 keV a été intégré en coïncidence, on obtient un rapport de 1,16, alors que les rapports pour le pic de 247 keV sont de 0,79 et 0,71. Quelque soit la façon de réaliser la fenêtre, on obtient un rapport élevé concernant le pic de 1123 keV. Ceci peut être expliqué par le fait que ce pic est pollué par d'autres γ appartenant à d'autres noyaux que le ^{41}K . De plus, il est plus facile d'intégrer les transitions de basse énergie car l'élargissement Doppler est moins important et les pics sortent ainsi mieux du bruit de fond. Enfin, c'est un γ peu alimenté dans ce noyau, puisque le ^{41}K est alimenté préférentiellement par l'état $13/2^+$ à 2,8 MeV (cf Fig. 4.21) au vu des différents spectres analysés.

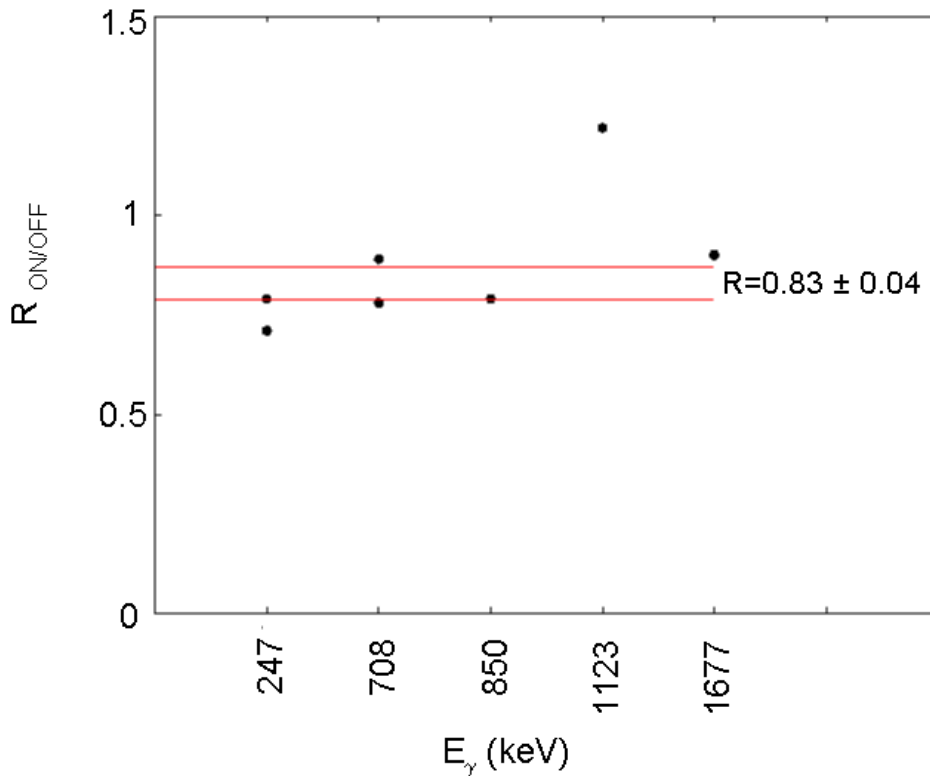


FIG. 4.38: Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{41}K .

Le noyau ^{41}Ca

Les trois fenêtres (cf Tab. 4.2) appliquées au spectre γ - γ afin de calculer les rapports ON/OFF résonance se situent plutôt dans la partie basse du schéma de niveaux (cf Fig. 4.20). Toutefois, elles permettent d'atteindre 7 γ dont l'énergie va de 168 keV à 3370 keV. Deux pics possèdent une statistique importante, il s'agit des pics à 168 keV et 460 keV, pour lesquels le rapport vaut 1,00/0,86 et 0,88 (cf Fig. 4.39). Ceci conforte la valeur moyenne qui est de $0,92 \pm 0,02$. Un point se détache du lot, le pic de 3201 keV situé vers le haut, qui a un rapport de $1,12 \pm 0,25$. Le pic est large vu son énergie et la statistique est faible, ceci entraîne une erreur importante sur son rapport. Le ^{41}Ca est principalement alimenté entre l'état $19/2^+$ et $17/2^+$ vers une énergie d'excitation de $\sim 5,9$ MeV, donc à haut spin et grande énergie d'excitation.

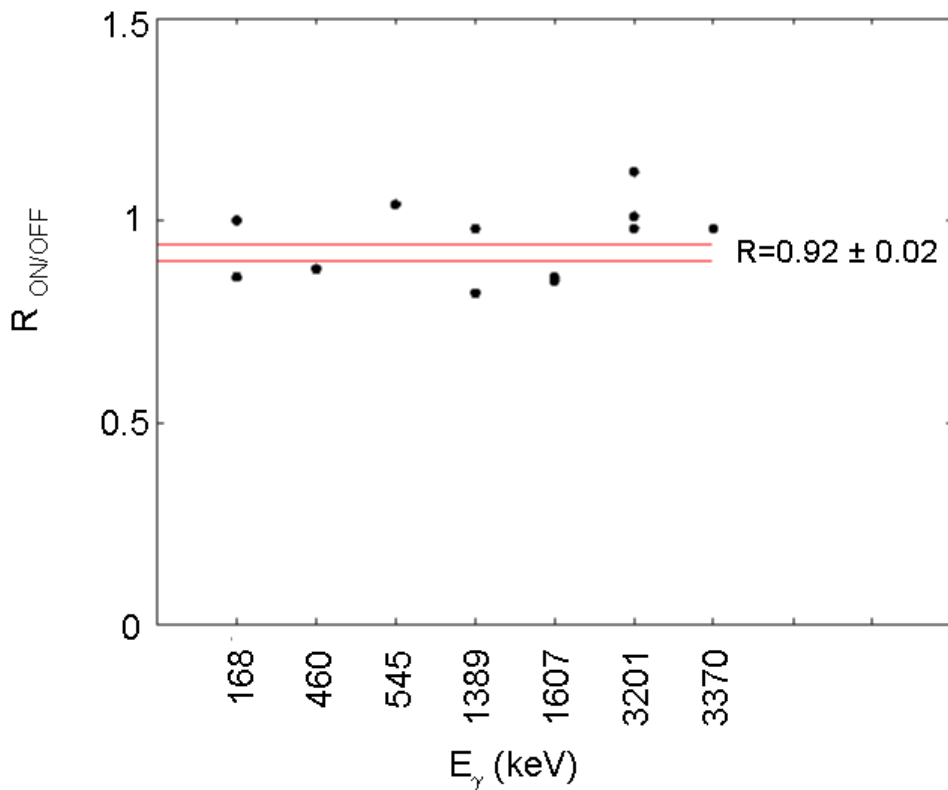


FIG. 4.39: Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{41}Ca .

Le noyau ^{39}K

Les cinq fenêtres (cf Tab. 4.2) appliquées au spectre $\gamma - \gamma$ recouvrent la totalité du schéma de niveaux de ^{39}K (cf Fig. 4.25). Grâce à elles, les rapports ON/OFF de 13 gamma ont pu être déterminés (cf Fig. 4.40). Dans la grande majorité, ces rapports encadrent la valeur moyenne de $1,00 \pm 0,01$. Ceci ne s'applique pas pour le point bas du γ de 252 keV, ni pour les points hauts à 1129 keV et 2490 keV. Ces points sont situés en dehors des limites car ils présentent des problèmes de statistique et donc de grande erreur sur la valeur de R. Concernant les points à 2814 keV, 3197 keV et 3597 keV, le problème provient du fait que ce sont des régions encombrées par d'autres γ dus aux réactions induites sur le ^{12}C présent dans la cible qui ont des énergies voisines de celles-ci et contribuent à ces différents pics. De plus, ce sont des pics peu intenses de grande énergie, avec un élargissement grand, donc difficiles à intégrer. Néanmoins, ils sont pris en compte dans la détermination de notre valeur moyenne.

Grâce à tous ces spectres étudiés et à la statistique des différentes énergies des pics γ , nous pouvons en conclure que le noyau est alimenté de façon préférentielle par l'état $19/2^+$ à une énergie d'excitation de ~ 8 MeV.

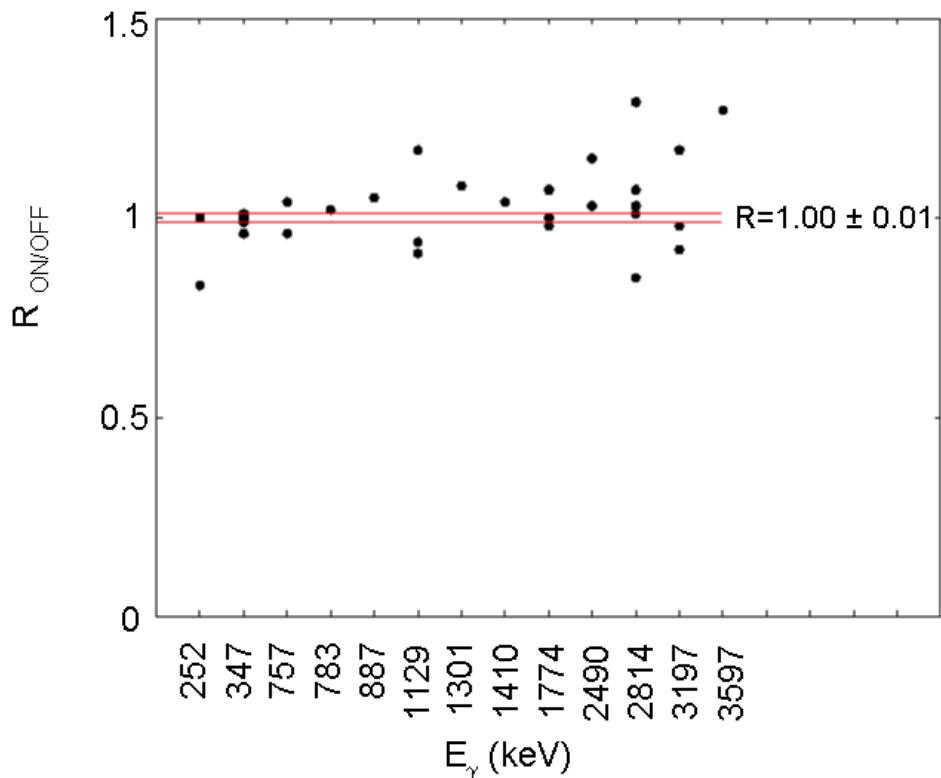


FIG. 4.40: Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{39}K .

Le noyau ^{38}Ar

Une fenêtre sur le γ à 106 keV ($5^- \rightarrow 4^-$) et sur le γ à 670 keV ($4^- \rightarrow 3^-$) (cf Fig. 4.28) a permis d'obtenir le rapport ON/OFF concernant 5 γ avec E_γ de 106 keV à 2167 keV. Deux pics ont une statistique telle qu'ils sont indiscutables, il s'agit du pic à 106 keV et 670 keV dont le rapport vaut respectivement 0,99 et 1,01. Par conséquent, la valeur moyenne doit se trouver aux alentours de 1. En réalité elle est de $0,97 \pm 0,03$ (cf Fig. 4.41). Le point lié au gamma de 1822 keV possède un rapport de 1,10. Cette valeur élevée est due à un problème de faible statistique concernant ce pic, puisque l'alimentation de ^{38}Ar est principalement par l'état 5^- à une énergie d'excitation de 4,6 MeV. En dehors de ce point, tous les autres se situent autour de la valeur moyenne.

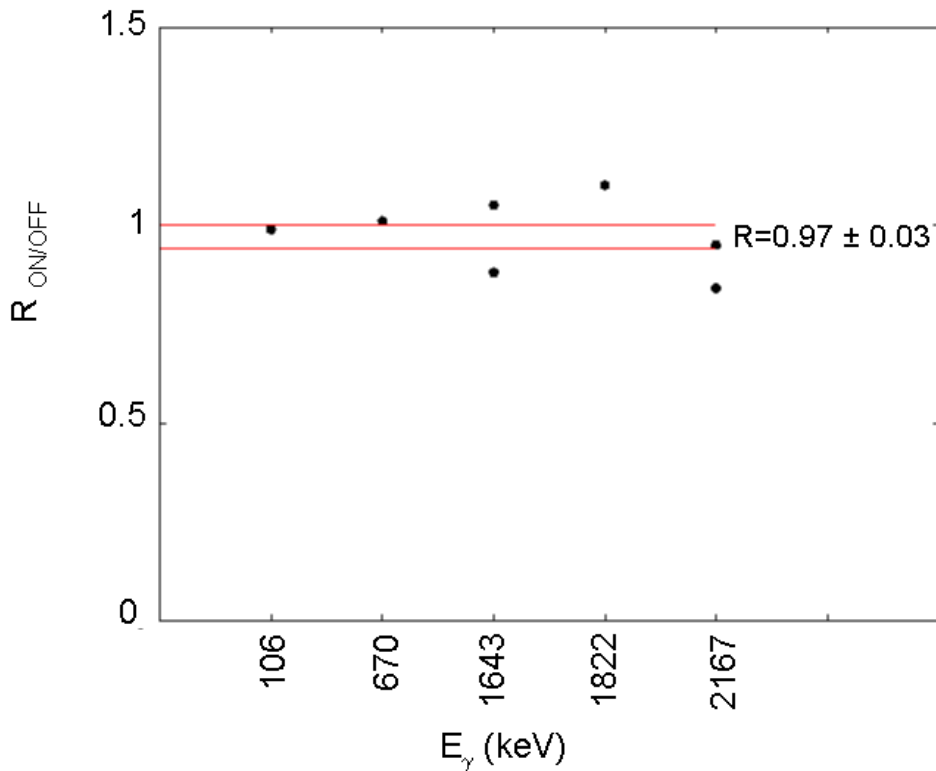


FIG. 4.41: Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{38}Ar .

Le noyau ^{37}Ar

Trois fenêtres (cf Tab. 4.2) ont été placées sur le spectre $\gamma - \gamma$ concernant le noyau ^{37}Ar . Celles-ci sont situées dans le haut du schéma de niveaux sur les transitions $17/2^+ \rightarrow 15/2^+$, $15/2^+ \rightarrow 13/2^+$ et $13/2^+ \rightarrow 11/2^+$ (cf Fig. 4.31). Grâce à elles, nous obtenons le rapport ON/OFF résonance pour 4 γ d'énergie égale à 323 keV, 598 keV, 937 keV et 1264 keV. L'alimentation de ce noyau se fait principalement par le niveau $15/2^+$ à une énergie d'excitation de 6,5 MeV. Pour toutes les fenêtres, le rapport ON/OFF est inférieur à 1 (cf Fig. 4.42), la moyenne sur tous les rapports des différents γ est de $0,88 \pm 0,03$. Cette voie est donc moins alimentée ON que OFF résonance.

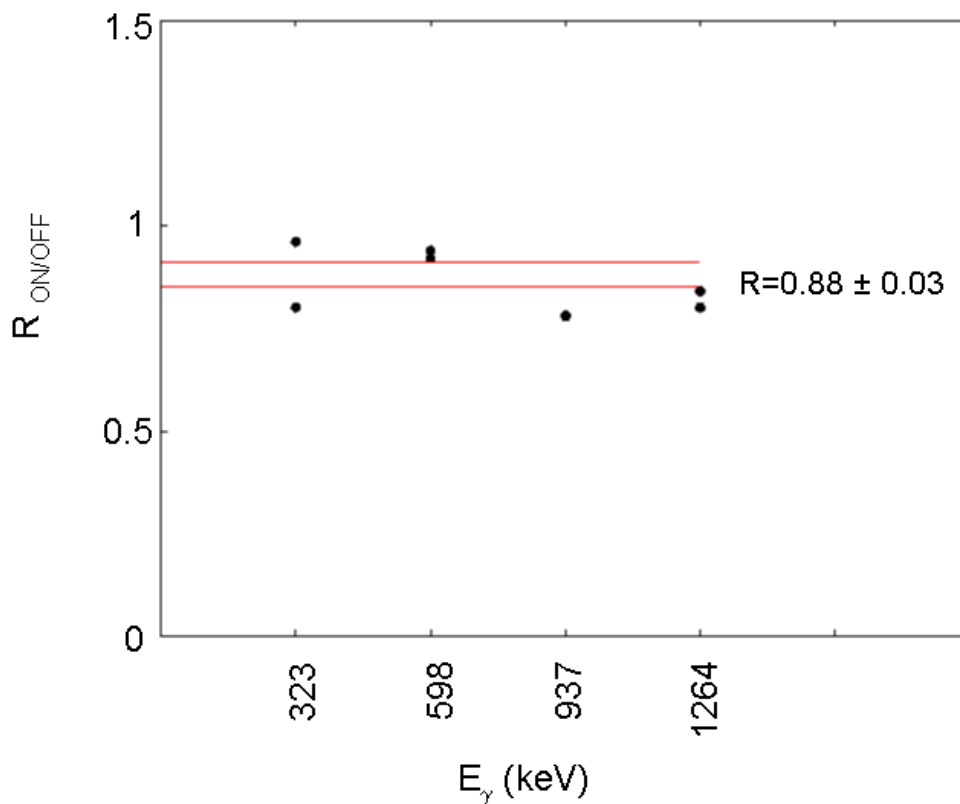


FIG. 4.42: Le rapport ON/OFF pour les différents gamma de ^{37}Ar .

Au vu des résultats concernant le rapport ON/OFF résonance des différentes voies de fusion/évaporation produites dans la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, nous pouvons conclure que, pour un noyau donné, aucun niveau n'est alimenté préférentiellement par la résonance. En effet, au sein d'un noyau, le rapport ON/OFF a une valeur comparable pour les états de plus haut spin ou de plus bas spin, aucune systématique n'est observée. Ceci nous a permis de déterminer une valeur moyenne des rapports pour chaque noyau.

Noyaux	Voies	E (MeV)	Spins	$R_{ON/OFF}$
^{45}Ti	2pn	6,2	12	$1,07 \pm 0,02$
^{44}Sc	3pn	3,6	11	$0,96 \pm 0,02$
^{42}Ca	α 2p	7,8	11	$1,03 \pm 0,01$
^{41}K	α 3p	2,8	7	$0,83 \pm 0,04$
^{41}Ca	α 2pn	5,9	9	$0,92 \pm 0,02$
^{39}K	2 α p	8	10	$1,00 \pm 0,01$
^{38}Ar	2 α 2p	4,6	5	$0,97 \pm 0,03$
^{37}Ar	2 α 2pn	6,5	8	$0,88 \pm 0,03$

TAB. 4.3: Pour chaque noyau issu de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$: voie de formation, énergie d'excitation et spin d'alimentation favorisés, rapport ON/OFF résonance.

D'après ce tableau, l'alimentation préférentielle des noyaux par fusion/évaporation se fait plutôt à spin élevé (spin J moyen de l'ordre de 9) et à relativement haute énergie d'excitation (énergie moyenne de l'ordre de 6 MeV), ce qui est compatible avec la décomposition d'un noyau composé ^{48}Cr à haute énergie d'excitation et grand moment angulaire, pour lequel l'émission de 3 voir 4 particules légères ne permet pas d'évacuer toute l'énergie et tout le moment angulaire disponibles.

Si l'effet résonant existe dans les voies de fusion/évaporation, le rapport R doit être différent de 1. D'après le tableau 4.3, il est évident que l'effet est nettement moins important que pour les voies inélastiques (voir chapitre précédent) où ce rapport était voisin de 2 pour les canaux résonants. Nous pensons cependant que vu les précautions expérimentales prises, les déviations par rapport à $R = 1$ des voies de fusion sont significatives. Ce qui est surprenant, c'est que R soit inférieur à 1 pour certaines voies. L'écart maximum entre les valeurs de R est obtenu pour les voies ^{45}Ti et ^{41}K , il est de $0,24 \pm 0,05$. Il est à noter aussi que ce rapport R est le plus grand pour les trois voies les plus importantes ^{45}Ti , ^{42}Ca et ^{39}K , qui ont 3 particules légères dans leurs chaînes d'évaporation. Ces résultats seront discutés dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Discussion

Notre étude a porté sur la réaction résonante $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, et plus particulièrement sur la résonance située au spin élevé de $J^\pi=36^+$ et à une énergie dans le centre de masse de $E_{CM}=45,7$ MeV. Cette étude a été motivée par l'observation de structures étroites dans les fonctions d'excitation des voies inélastiques de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Un phénomène identique a été mis en évidence dans le système $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ [34, 35, 36], qui est, à présent, le système le plus lourd pour lequel des structures résonantes ont été observées.

En plus du spin et de l'énergie, nous savons que la résonance étudiée a une largeur très étroite de 170 keV, ce qui entraîne une durée de vie du noyau composite ^{48}Cr de $3,9 \cdot 10^{-21}$ s, qui est 10 fois supérieure à un temps de vie nucléaire moyen. Le noyau ^{48}Cr se trouve alors dans une configuration dinucléaire fortement déformée, avec un spin $J^\pi=36^+$ proche du spin maximum que peut accepter le ^{48}Cr avant de fissionner. Toutes ces conditions font que nous nous trouvons dans une situation particulière.

Afin de comprendre ces structures résonantes étroites, il faut étudier leurs modes de désexcitation et les signes caractéristiques qui peuvent s'y trouver. Pour $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, nous savons que des structures résonantes ont été observées dans les voies inélastiques. Toutefois, elles ne représentent que 30% du flux résonant. Il s'agit alors de trouver où vont les 70% manquants. Pour cela, deux expériences ont été réalisées auprès du Tandem de Legnaro, afin, dans un premier temps, de mieux définir quels états sont les états résonants dans les voies inélastiques et, dans un deuxième temps, de regarder si du flux manquant peut être trouvé dans les voies de désexcitation de ^{48}Cr par fusion/évaporation. En effet, il est naturel de regarder le mécanisme de fusion qui pour ce système à cette énergie est un mécanisme prolifique en comparaison des voies directes. Pour trouver ce flux manquant, d'autres pistes ont été testées dans le passé telles que la désexcitation de ^{48}Cr vers la voie $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, mais sans succès [37].

Deux modes de désexcitation de la résonance $J^\pi=36^+$ ont été étudiés : la désexcitation vers les voies inélastiques à l'aide de PRISMA et CLARA et la désexcitation vers les voies de fusion/évaporation grâce à GASP et EUCLIDES.

La première expérience portait sur l'étude des voies binaires inélastiques à l'aide du spectromètre PRISMA et du détecteur gamma CLARA, qui permettaient de réaliser des coïncidences entre les fragments de ^{24}Mg et les gamma. Nous avons mesuré ON et OFF résonance afin d'obtenir les états résonants dans ^{24}Mg .

Pour la voie inélastique, les résultats de cette expérience montrent que les états résonants de ^{24}Mg sont les états excités 2^+ et 4^+ de la bande du fondamental de ^{24}Mg . Ce résultat, combiné aux travaux antérieurs, prouve que la résonance alimente les trois premiers états de la bande

$K^\pi=0^+$. Pour une énergie d'excitation située entre 0 et 8 MeV, aucun effet résonant n'est observé dans les premiers états de la bande $K^\pi=2^+$, ni dans l'état excité 6^+ de plus haut spin de la bande du fondamental.

Ceci est en accord avec le modèle moléculaire proposé par Abe et Uegaki [38, 39] pour décrire la résonance à haut spin de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$.

Ce modèle est un modèle macroscopique qui décrit tous les mouvements collectifs du système : globaux et internes (cf Fig. 5.1). Le modèle décrit un système, dans lequel le mouvement collectif est symbolisé par la rotation d'un dinoyau formé de deux ^{24}Mg . L'interaction nucléaire est décrite par un potentiel 'folding'.

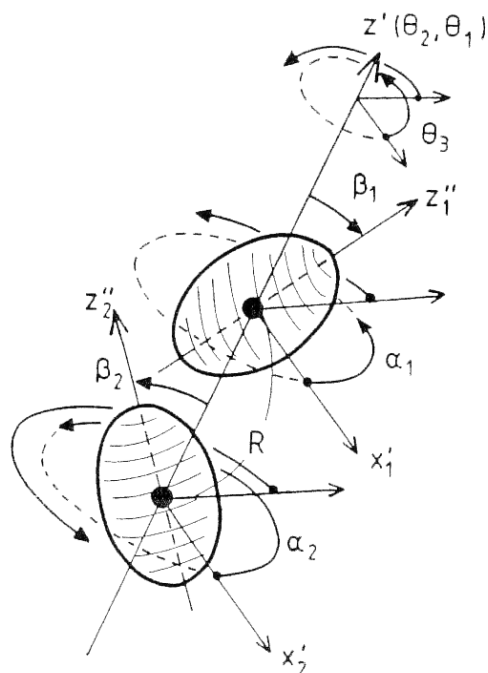


FIG. 5.1: Vue schématique du modèle moléculaire proposé pour le système $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ selon l'axe moléculaire z' .

Le résultat important de ce calcul est l'existence d'une énergie potentielle minimum pour la configuration pôle-à-pôle des deux noyaux de ^{24}Mg . Cette configuration a le moment d'inertie le plus grand possible pour deux noyaux ^{24}Mg prolates.

Par conséquent, la forme d'équilibre obtenue est très déformée, c'est une configuration prolates et pôle-à-pôle (cf Fig. 5.2).

Dans le modèle de Abe et Uegaki [38], l'identification de la résonance avec cette configuration (un état moléculaire hyperdéformé de ^{48}Cr) est en accord avec le spin de la résonance $J^\pi = 36^+$ et l'énergie d'excitation du ^{48}Cr de 60 MeV. Le mode de décroissance privilégié est prédit comme étant la voie élastique et inélastique.

Le modèle utilise comme point de départ deux ^{24}Mg dans leurs états fondamentaux. La bande rotationnelle du fondamental joue par conséquent un rôle dominant dans la description de la résonance. En effet, le modèle prédit que parmi les voies de désexcitation, les voies élastiques et inélastiques emportent le flux résonant qui alimente les premiers membres de la bande du

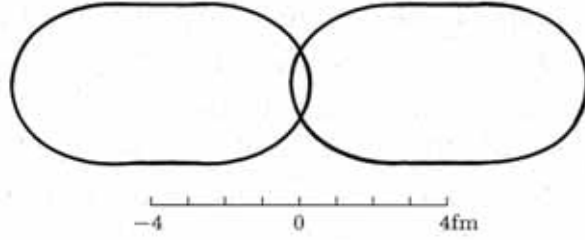


FIG. 5.2: Forme d'équilibre obtenue pour la molécule nucléaire ^{48}Cr du type $^{24}\text{Mg} - ^{24}\text{Mg}$.

fondamental. Nos résultats expérimentaux sont donc en très bon accord avec les prédictions théoriques du modèle de Abe et Uegaki.

Pour le système $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, on peut également remarquer que, dans le cas de formation d'un système dinucléaire dans les conditions de 'sticking' et en rotation, le moment angulaire maximum transféré dans chaque fragment, pour un moment angulaire de la voie d'entrée $L=36$, est de $L=4$ [40]. Ceci est en accord avec nos résultats.

Différents travaux ont été réalisés sur les voies inélastiques de $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à des énergies voisines de la nôtre. Ils ont prouvé qu'une grande partie du flux inélastique, surtout pour des énergies d'excitation élevées, partait vers la fission [41, 42]. Comme les moments angulaires maximum impliqués dans la réaction sont proches des moments angulaires de fission, ce processus n'est pas surprenant.

Quelle est la contribution du mécanisme résonant par rapport au mécanisme de fusion/fission ? Les résultats des différentes études antérieures montrent que le modèle statistique de fusion/fission décrit la situation et les spectres obtenus au delà d'une énergie d'excitation de 8 MeV dans la voie de sortie $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ grâce à des excitations mutuelles des états. Par contre, les spectres obtenus pour une énergie d'excitation en dessous de 8 MeV ne peuvent pas être expliqués uniquement par la fusion/fission. Le phénomène résonant entre en jeu et explique les structures observées, alors que la fusion/fission ne participe qu'au fond des spectres. Ceci est en adéquation avec les observations faites à partir des fonctions d'excitation qui présentent un fond non résonant pour les états de basses énergies d'excitation.

Il est dommage que ces expériences [41, 42] n'aient pas été réalisées ON et OFF résonance, ni à la bonne énergie de la résonance, car la plage dynamique importante des détecteurs utilisés aurait permis de comparer le flux inélastique alimentant les régions en dessous et au dessus de 8 MeV d'énergie d'excitation.

D'après la figure 2.2, pour le spin de la résonance $J^\pi=36^+$, la section efficace de fusion est de 1060 mb. Ceci équivaut à un moment angulaire critique de 28 dans le modèle du sharp cut-off, qui est donc inférieur de 8 unités au spin 36 de la résonance. La fusion/évaporation a lieu pour les moments angulaires inférieurs ou égaux à 28. Les moments angulaires plus élevés se partagent entre les voies inélastiques et les voies de fusion/fission. De plus, le mécanisme de fusion/fission est un mécanisme statistique, or un phénomène statistique ne peut expliquer des structures résonantes. Le modèle statistique implique une durée de vie longue et donc n'est pas en accord avec la largeur Γ de l'ordre de 170 keV du phénomène résonant.

Les voies de fusion/fission ne sont donc pas des voies résonantes, les moments angulaires mises en jeu sont alors plus faibles que le spin résonant 36. Les moments angulaires situés entre 28 et

36 sont par conséquent responsables du fond des spectres, alors que les structures résonantes sont obtenues par les spins les plus élevés tels que $J=36$. Les spins résonants ne participent pas au processus de fusion complète du noyau ^{48}Cr , puis à sa fission car l'onde 36 trouve très peu de partenaires dans les états du noyau composé avec lesquels se mélanger. Cette idée est en accord avec la suggestion que les résonances résultent de configurations très déformées du noyau composite, avec, dans le cas du ^{48}Cr , deux ^{24}Mg dans une configuration pôle-à-pôle comme il a été mentionné préalablement. En conclusion, le spin $J=36$ est responsable des structures résonantes observées et les phénomènes résonants observés à basse énergie d'excitation ne peuvent pas être expliqués par un mécanisme de fusion/fission.

Comme nous l'avons discuté précédemment, la largeur de la résonance étudiée est de 170 keV, ce qui implique une durée de vie "longue" pour le système composite qui se retrouve dans une configuration déformée. Cette forme, mais aussi son grand moment angulaire, posent des difficultés au noyau composite qui cherche à se désexciter. De plus, lors de la formation du ^{48}Cr , peu d'états dans le noyau composé sont susceptibles de se mélanger à un état de spin $J^\pi=36^+$ à cette énergie d'excitation. Ceci est confirmé par la valeur du moment angulaire critique tirée de la section efficace de fusion qui est de 28 alors que le spin de la résonance est de 36.

L'observation de la résonance est expliquée par le faible nombre de voies ouvertes. En effet, pour le spin considéré, le nombre de voies ouvertes pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ est à son minimum, ce qui reflète simplement des largeurs très réduites de 'spreading', vers les états du noyau composé, et de 'decay', vers les voies de réaction.

Mais quelle est l'origine de la résonance ?

A partir de la voie d'entrée $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, nous formons le noyau ^{48}Cr qui est dans un état déformé, à grande énergie d'excitation et à grand spin $J^\pi = 36^+$. Le phénomène de corrélation spin-déformation est très semblable à celui mis en évidence par Maj et al. [43, 44, 45, 46] concernant les états déformés de grand spin alimentés dans le noyau de masse voisine du ^{48}Cr qu'est le ^{46}Ti .

La déformation nucléaire de ces noyaux relativement légers n'est pas seulement due à un effet du moment angulaire I , mais plutôt à un effet de fréquence de rotation soit :

$$w = \frac{I}{J}.$$

En effet, pour des noyaux lourds, le moment d'inertie J est tellement grand que même pour des moments angulaires proches de la limite de fission, w reste petit, il en est de même pour la déformation. Dans les noyaux légers, avec des moments d'inertie petits et dans le cas de grand moment angulaire, les fréquences de rotation sont énormes. Le noyau se déforme. Dans ces conditions, qui sont celles du système ^{48}Cr étudié, on peut s'attendre à des propriétés très exotiques à haut moment angulaire. Une de ces propriétés est la transition de Jacobi [47], qui a été suggérée par Maj et al. [43] dans le cas du ^{46}Ti : un changement de la forme du noyau de la forme sphérique à une forme oblate, triaxiale, allongée prolata accompagné par une rotation collective autour du plus petit axe jusqu'à arriver à la fission du noyau.

Des calculs sur l'évolution de la forme d'équilibre du ^{48}Cr en fonction du spin [48], réalisés avec le modèle macroscopique LSD (Lublin-Strasbourg Drop) [49], sont présentés dans la figure 5.3 par une représentation $\beta - \gamma$. Quand le moment angulaire augmente (pour $I>20$), le noyau prend une forme oblate correspondant à un aplatissement qui atteint $\beta=0,3$ pour $I=24$. Au delà de $I=24$, la transition de forme du type Jacobi commence : le noyau devient

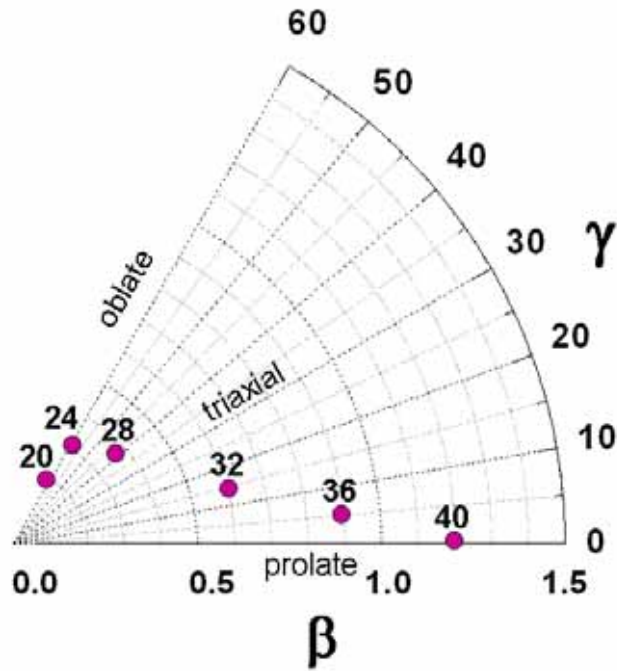


FIG. 5.3: L'évolution en fonction du spin de la forme d'équilibre de ^{48}Cr obtenue par le modèle LSD.

d'abord triaxial avec un paramètre d'élongation β qui augmente jusqu'à $\beta > 0,9$ pour $I=36$, et finalement fissionne pour I autour de 40.

Cette représentation en $\beta - \gamma$ est tirée des surfaces d'énergie potentielle (cf Fig. 5.4) obtenues à partir du modèle LSD [48]. Sur cette figure sont présentées les énergies potentielles pour différentes valeurs de I allant de $I=20$ à $I=40$. L'axe y correspond à $\beta \sin(\gamma + 30^\circ)$, tandis que l'axe x correspond à $\beta \cos(\gamma + 30^\circ)$. L'axe montant en pointillés est l'axe prolate, c'est-à-dire $\gamma=0^\circ$, et l'axe oblate est l'axe y qui équivaut à $\gamma=60^\circ$. A côté de chaque moment angulaire se trouve une valeur de l'énergie qui n'est autre que l'énergie d'excitation du noyau. Si on se focalise sur $I=36$, moment angulaire de notre ^{48}Cr , on voit que l'énergie d'excitation théorique est de 57,2 MeV, ce qui est très proche de notre valeur expérimentale pour le ^{48}Cr à $I=36$ qui est de 60 MeV.

Reprenons en détails l'étude de la figure 5.4. Pour un moment angulaire $I=20$, nous obtenons $\gamma=60^\circ$ et $\beta=0,2$. Le noyau est dans un état oblate. Il en est de même pour $I=24$, pour lequel $\gamma=60^\circ$ et $\beta=0,3$. Pour des moments angulaires $I=28$ et $I=32$, le noyau passe par un état triaxial, il est en train de réaliser une transition de phase nommée transition de Jacobi. Au spin de notre résonance $I=36$, le noyau est prolate avec un γ faible de l'ordre de 6° et un β de 0,9. Enfin pour $I=40$, le noyau est très déformé et va avoir tendance à se fissionner.

Les formes d'équilibre pour le noyau ^{48}Cr obtenues par le modèle LSD au cours de la transition de Jacobi sont données sur la figure 5.5. La configuration de gauche sur la figure 5.5 est une configuration compacte pour un noyau triaxial de spin I inférieur à 36, alors que celle de droite est la configuration du ^{48}Cr de spin $I=36$ après la transition de Jacobi et avant la fission. Cette

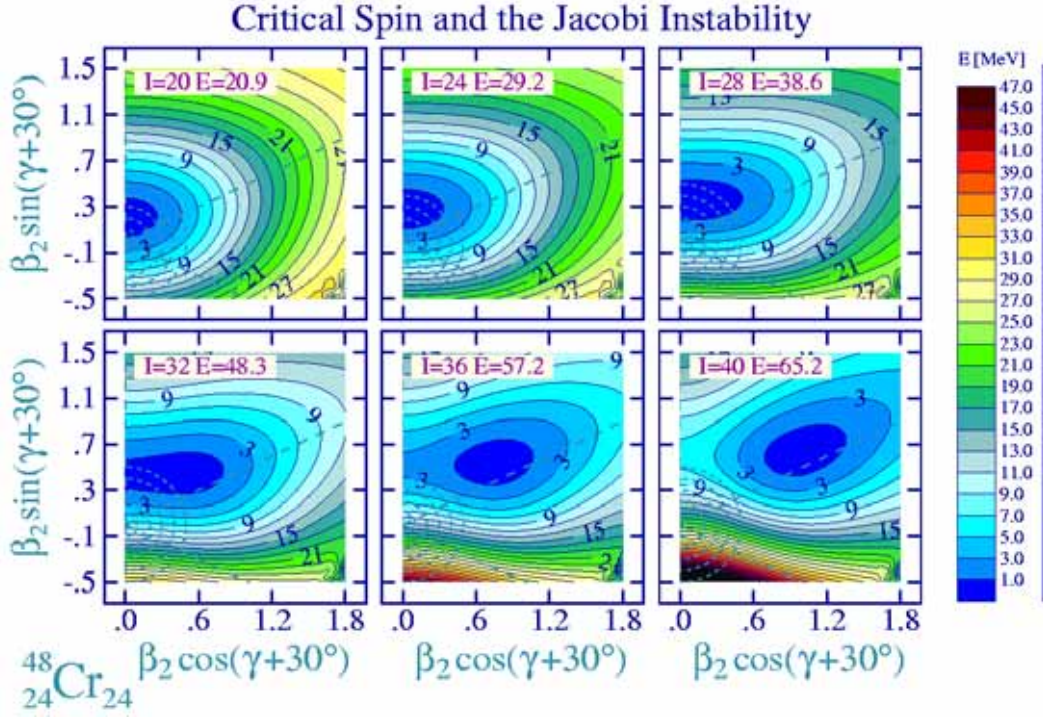


FIG. 5.4: Surfaces d'énergie potentielle dans le plan de déformations $\beta - \gamma$ pour différentes valeurs du spin dans le cas du noyau ^{48}Cr et des calculs LSD.

configuration ressemble à celle donnée par le modèle moléculaire de Abe et Uegaki (cf Fig. 5.2).

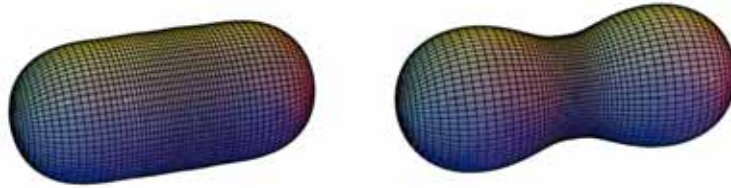


FIG. 5.5: Formes d'équilibre obtenues par le modèle LSD au cours de la transition de Jacobi pour le ^{48}Cr en fonction du spin.

Le modèle LSD étant un modèle macroscopique, sans effets de couches, il permet de décrire le noyau ^{48}Cr à haute énergie d'excitation. Des calculs microscopiques [50], tels que ceux du modèle en couches, nous permettent d'obtenir la description du noyau à basse énergie et pour des moments angulaires situés entre 0 et 16. Pour $I=0$ jusqu'à $I=8$, spin du backbending (cf Fig. 1.1), le noyau possède un β de 0,3 et un γ de 0. Par conséquent il a une forme prolate. Pour $I>8$, le noyau se rapproche d'une configuration sphérique et devient sphérique à $I=16$. Pour $I>16$, le modèle en couches ne décrit plus les formes observées du noyau, nous sommes obligés d'utiliser un modèle basé sur le champ moyen tel que le modèle LSD. En résumé, le noyau ^{48}Cr a des formes très différentes en fonction du spin dans lequel il se trouve. Dans son état fondamental, il a une forme prolate, puis le spin augmente et il devient successivement sphérique, oblate, triaxial- avec une transition de Jacobi- et enfin prolate. La dernière phase

est la fission du noyau composite.

Pour former le noyau composite ^{48}Cr , nous avons utilisé la réaction résonante $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$. Or nous avons vu que les prédictions théoriques du modèle moléculaire montrent que cette résonance forme un ^{48}Cr dans un état déformé du type pôle-à-pôle qui ressemble au noyau ^{48}Cr obtenu après la transition de Jacobi. Par conséquent, la résonance est un moyen de produire un noyau ^{48}Cr à haut spin et haute énergie d'excitation dans une forme prolata. Il y a donc un recouvrement entre la voie d'entrée qui crée un système dinucléaire très déformé et un état de ^{48}Cr après la transition de Jacobi.

Nous avons obtenu des résultats clairs concernant la voie inélastique. Néanmoins, il reste à trouver où part le flux résonant manquant. Nous avons alors étudié la décomposition de la résonance par les voies de fusion/évaporation, but de la deuxième expérience réalisée grâce au détecteur de particules EUCLIDES et au détecteur gamma GASP. On cherchait notamment à étudier les voies d'évaporation pour lesquelles les résidus sont fortement déformés tels que le noyau ^{40}Ca où une bande d'états déformés existe [19, 20]. Le but est de démontrer que si le système de départ est un système déformé avec un moment angulaire élevé, ce qui est le cas dans notre réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, une mémoire de la voie d'entrée persiste dans la voie de sortie. En se désexcitant, les noyaux résiduels ou les états alimentés par le noyau composite seraient alors des noyaux ou des états déformés. La désexcitation aurait lieu d'un noyau déformé vers un autre noyau déformé.

Bien qu'à l'énergie $E_{CM} = 45,7$ MeV et au spin $J^\pi = 36^+$ la section efficace de fusion de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ se trouve sur le plateau de la fusion (cf Fig. 2.2), la fusion représente tout de même 90% de la section efficace des voies de réaction et est par conséquent susceptible d'emporter le flux résonant manquant. Le but de cette expérience était donc de chercher si le flux manquant de la résonance se trouve dans les voies de fusion/évaporation et aussi de voir si des noyaux résiduels déformés ou des états spécifiques des noyaux étaient préférentiellement alimentés.

Nous avons étudié les voies de fusion/évaporation de la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, notamment les voies qui mènent à des noyaux résiduels autour de la masse 40 vu la masse de notre noyau composé, car il a été démontré que des bandes superdéformées ont été observées dans les noyaux ^{36}Ar , ^{40}Ca et peut être ^{42}Ca [51]. Si notre hypothèse de départ s'avère correcte, on pourrait avoir une désexcitation plus importante de la résonance vers ces noyaux déformés ou des états déformés de ces noyaux résiduels. Cette idée est renforcée par les calculs statistiques réalisés avec le code Cacarizo explicité au Chapitre 1, qui assure que le flux des plus grandes ondes dans le système va préférentiellement alimenter les noyaux ^{40}Ca , ^{39}K , ^{43}Sc , ^{36}Ar et ^{42}Ca . Ces calculs montrent que le noyau ^{40}Ca est fortement alimenté. Notre objectif était alors de voir si les bandes déformées 4p - 4t ou 8p - 8t de ce noyau seraient préférentiellement alimentées par la résonance en regardant le gamma de 3,9 MeV correspondant à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ dans ^{40}Ca , transition qui récupère la quasi totalité du flux des bandes déformées [19, 20]. Les spectres $\gamma - \gamma$ nous ont permis d'observer quels sont les γ en coïncidence avec le 3,9 MeV $2^+ \rightarrow 0^+$ et par là de vérifier notre hypothèse.

Afin de sélectionner les voies de sortie, un détecteur a été utilisé pour discriminer les particules évaporées du noyau composite, il s'agit du détecteur EUCLIDES. Cette information, combinée aux gamma enregistrés par le détecteur GASP, permettait d'identifier les noyaux résiduels

produits. L'expérience a été effectuée ON et OFF résonance. Une détermination du caractère résonant des différents gamma de chaque voie produite par la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ a ainsi pu être obtenue. On a rapidement constaté que le spectre $\gamma - \gamma$ obtenu grâce au détecteur GASP était suffisamment propre et avait une statistique telle qu'il suffisait pour sélectionner les voies de sortie obtenues avec la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ sans utiliser le détecteur EUCLIDES. Ce dernier nous a alors permis de confirmer l'identification réalisée à l'aide des spectres $\gamma - \gamma$.

Pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, huit voies de fusion/évaporation ont pu être identifiées dans les spectres $\gamma - \gamma$: la voie 2pn alimentant le ^{45}Ti , la voie 3pn aboutissant au ^{44}Sc , la voie $\alpha 2p$ alimentant le ^{42}Ca , la voie $\alpha 3p$ vers ^{41}K , la voie $\alpha 2pn$ vers ^{41}Ca , la voie $2\alpha p$ vers ^{39}K et enfin les voies $2\alpha 2p$ et $2\alpha 2pn$ aboutissant aux résidus ^{38}Ar et ^{37}Ar . Ces résultats expérimentaux ne sont pas en bon accord avec les prédictions du code Cacarizo. En effet, ni les transitions du noyau ^{36}Ar , ni celles de ^{40}Ca , ou ^{43}Sc n'ont pu être clairement identifiées dans les spectres $\gamma - \gamma$. La voie ^{40}Ca , par exemple, est une voie très faible, contrairement à ce qui avait été prédit par le code Cacarizo. Il faut dire aussi que la plupart des γ de ce noyau sont des γ de grande énergie, notamment le γ de 3,9 MeV provenant de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ qui aurait dû être un γ fortement produit par les bandes déformées. Le détecteur GASP est beaucoup moins efficace pour des γ de grande énergie, ce qui explique partiellement que celui-ci ne soit pas visible dans le spectre $\gamma - \gamma$. Toutefois, une transition de ^{40}Ca se situe à basse énergie, il s'agit de la transition $5^- \rightarrow 3^-$, dont le γ est de 754,7 keV [27]. Celle-ci est observée dans le spectre $\gamma - \gamma$, mais est faible comparée aux transitions équivalentes des 8 autres noyaux résiduels produits par la réaction. Ce γ déjà peu intense a été mis en coïncidence avec les γ de grande énergie du ^{40}Ca et vu le peu d'efficacité du détecteur pour les grands γ , la détermination d'un rapport ON/OFF résonance s'est avérée impossible. De plus, les voies les plus fortement alimentées semblent être les voies pour lesquelles 3 particules ont été évaporées : 2pn pour ^{45}Ti , $\alpha 2p$ pour ^{42}Ca et $2\alpha p$ pour ^{39}K . On a alors l'impression que l'énergie incidente adoptée pour être sur la résonance est sans doute trop élevée pour alimenter la voie de sortie 2α , voie à deux particules, menant au ^{40}Ca .

Le rapport ON/OFF résonance des intensités des transitions dans les voies inélastiques résonantes est $R \sim 2$ (cf Chapitre 2). Pour les voies de fusion/évaporation, l'effet résonant observé est nettement plus faible (cf Chapitre 3 et Tab. 4.3). Pour la détermination de ce rapport, de nombreuses précautions ont été prises tant en ce qui concerne la mesure de l'intensité du courant, que la normalisation des spectres ON et OFF résonance etc. Nous pouvons par conséquent affirmer qu'un effet, quoique petit mais certain, est visible dans les rapports ON/OFF résonance des voies de fusion/évaporation.

De façon surprenante, nous trouvons des valeurs du rapport ON/OFF résonance (R) pour les 8 voies produites dans la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ situées entre 0,83 et 1,07. Certains noyaux résiduels ont par conséquent des valeurs de R inférieures à 1 tels que les noyaux ^{38}Ar , ^{44}Sc , ^{41}Ca , ^{37}Ar et ^{41}K (cf Tab. 4.3). Les effets résonants les plus forts sont pour les noyaux ^{45}Ti , ^{42}Ca et ^{39}K pour lesquels le rapport est supérieur ou égal à 1 (cf Tab. 4.3). Certaines voies présentent par conséquent un manque de flux, l'écart entre les deux situations est d'environ 25%. Nous pensons que cet effet est réel et proposons un scénario probable. Nous nous trouvons dans une situation où le système dinucléaire ^{48}Cr est formé. Au bout d'un temps court, bien inférieur au temps nécessaire à la fusion complète du noyau, le système va émettre des particules, du flux va donc être évacué vers certaines voies qui sont celles possédant un rapport ON/OFF supérieur ou égal à 1. Les voies résiduelles alimentées après fusion complète du noyau vont alors présenter un manque de flux se traduisant par un rapport inférieur à 1.

L'émission de particules avant la fusion du noyau doit être vu comme un effet de pré-équilibre à la fusion. L'échelle en temps joue un rôle très important dans l'explication de nos résultats.

Les trois voies avec un effet résonant significatif sont les trois voies obtenues après évaporation de trois particules indifféremment des protons, neutrons ou alpha (cf Fig. 5.6) du noyau composite. Le ^{45}Ti ($2pn$), ^{42}Ca ($\alpha 2p$) et ^{39}K ($2\alpha p$) ont des rapports ON/OFF résonance de 1,07, 1,03 et 1. Plus le nombre de particules évaporées augmente, plus le rapport ON/OFF baisse. La résonance alimente préférentiellement les 3 noyaux résiduels qui ont été obtenus après évaporation de 3 particules du noyau composite.

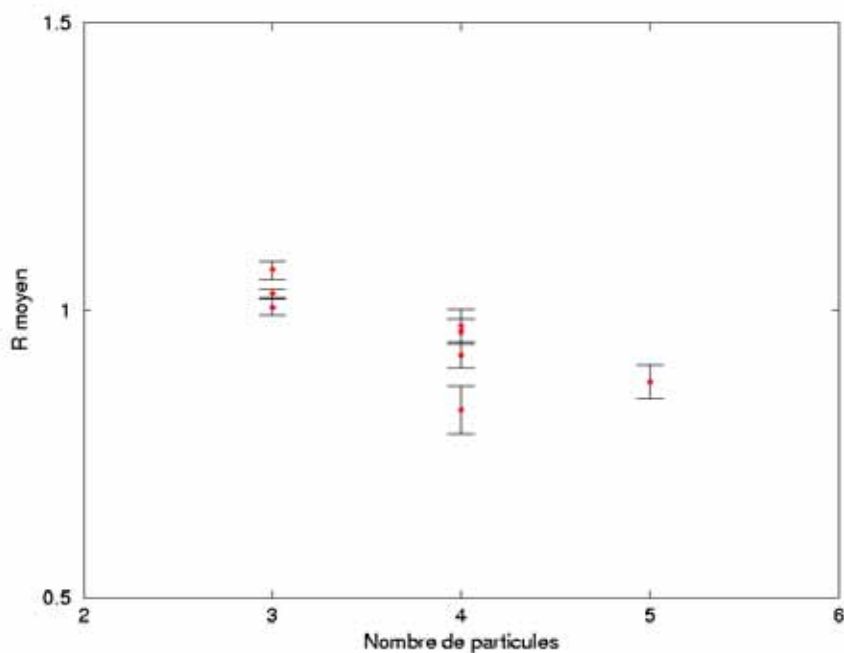


FIG. 5.6: La moyenne des rapports ON/OFF résonance pour les voies de fusion/évaporation en fonction du nombre de particules émises.

La résonance que nous étudions se situe à $J^\pi = 36^+$, donc à grand moment angulaire. D'après le scénario proposé, ces grands moments angulaires alimentent les noyaux résiduels ^{45}Ti , ^{42}Ca et ^{39}K par un processus de pré-équilibre à la fusion qui permet l'évacuation de 3 particules du noyau composé. Les moments angulaires situés en dessous de celui de la résonance alimentent alors les autres voies observées dans notre expérience telles que celles obtenues par évaporation de 4 ou 5 particules. L'évaporation de ce nombre de particules est un processus plus long que celui qui permet d'évaporer 3 particules. Il y a donc une certaine sélection des voies de sortie de la résonance en fonction du temps de réaction. Les moments angulaires résonants trouvent très peu de partenaires dans le noyau composé avec lesquels se mélanger, ils ne participent pas à la fusion complète du noyau, mais sont évacués vers les 3 noyaux où des effets faiblement résonants ont été observés dans notre expérience. Les moments angulaires plus bas participent à la fusion du noyau composé et à l'alimentation des noyaux non résonants tels que ^{38}Ar , ^{44}Sc , ^{41}Ca , ^{37}Ar et ^{41}K . Il faut dire cependant que l'effet résonant dans les voies de fusion est faible et que le scénario proposé n'est qu'une suggestion.

En dehors de l'effet résonant, le grand moment angulaire de la voie d'entrée, mais aussi sa grande énergie d'excitation font que les lignes yrast de nos noyaux observés sont alimentées

préférentiellement, à des spins et des énergies d'excitation élevés (cf Tab. 4.3). En effet, ces niveaux yrast permettent d'évacuer le grand moment angulaire et l'énergie d'excitation de la voie d'entrée. Malheureusement aucun signe d'alimentation sélective d'états ou de noyaux déformés n'a pu être mis en évidence.

Un effet important a été observé dans les voies inélastiques pour le rapport ON/OFF résonance des états 2^+ et 4^+ . Un effet nettement moins important, mais tout de même présent a été vu dans les voies de fusion/évaporation pour le rapport ON/OFF résonance des noyaux ^{45}Ti , ^{42}Ca et ^{39}K . Toutefois, aucune voie résonante forte n'a été découverte dans les voies de fusion/évaporation, même si une partie du flux résonant manquant semble alimenter quelques voies de fusion/évaporation privilégiées. De plus, aucun lien n'a été établi entre la déformation du système composite ^{48}Cr formé par $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ et celle du noyau dans la voie de sortie.

Au vu des résultats obtenus pour les voies de fusion/évaporation, nous pensons qu'un autre canal doit exister pour emmener le flux résonant. Dans ce contexte, une autre voie possible de désexcitation est à rechercher. Une alternative possible a été discutée dans les travaux de Maj et al. [44, 46] concernant le noyau ^{46}Ti en rotation rapide et à haut moment angulaire. Ce système est très similaire au noyau ^{48}Cr formé dans notre expérience. Il est par conséquent intéressant de décrire ces travaux et les résultats obtenus. Comme nous l'avons déjà mentionné préalablement, une transition de Jacobi est observée et prédite pour le noyau ^{46}Ti . Dans le régime de Jacobi et pour des spins élevés de 26 à 34, deux composantes sont observées dans la forme de la résonance géante dipolaire, une à une énergie de 10 MeV, qui résulte des plus grands moments angulaires en jeu, et une deuxième à des énergies entre 15 et 27 MeV. L'hypothèse de Maj et al. est alors de penser que la composante de basse énergie dans la résonance géante dipolaire, bâtie sur les états excités du noyau composé, décroît puis alimente par évaporation le noyau ^{42}Ca et notamment sa bande superdéformée [51]. Pour tester cette hypothèse, une expérience a été réalisée, qui utilisait le détecteur gamma EUROBALL IV, ainsi que le détecteur HECTOR pour les γ de grande énergie. Le spectre de la résonance géante dipolaire a été enregistré dans HECTOR en coïncidence avec les transitions gamma des résidus dans EUROBALL.

Le ^{42}Ca est peuplé par évaporation de $2p2n$ à partir du noyau composé. Afin d'observer quelles bandes du ^{42}Ca sont alimentées, une fenêtre a été placée sur le spectre de la résonance géante dipolaire et les alimentations des bandes normalement déformées, très déformées et sphériques ont été étudiées. Il a ainsi été démontré que la composante de basse énergie (10 MeV) de la résonance géante dipolaire du noyau composé 'chaud' ^{46}Ti alimentait préférentiellement la bande très déformée du noyau résiduel et 'froid' ^{42}Ca .

Le scénario décrit par Maj et al. est le suivant : à une température de 2 MeV, un minimum dans les surfaces d'énergie potentielle apparaît pour un β de 0,8 dans les calculs théoriques. Le noyau composé de ^{46}Ti formé à $I=32$ et $T=2,5$ MeV possède alors cette déformation. Quand il perd son énergie d'excitation en émettant des gamma avec une énergie de l'ordre de 10 MeV, la déformation initiale est préservée car le processus se fait rapidement, avant que le noyau composé se soit réarrangé. En effet, pour des températures plus basses, le minimum très déformé est toujours présent. Une émission de $2p2n$ a lieu, qui permet d'emporter du moment angulaire et de refroidir le noyau à une température inférieure à 0,5 MeV. Dans le noyau résiduel de ^{42}Ca , atteint après évaporation, un minimum est obtenu pour $I=24$ et une température nulle avec une déformation $\beta=0,5$. La résonance géante dipolaire alimente par conséquent la bande très déformée de ^{42}Ca .

Nous suggérons un phénomène équivalent dans le noyau composé de ^{48}Cr , ou plutôt noyau composite, puisque le noyau n'a pas le temps nécessaire pour réarranger ses constituants. En effet, la forme très déformée de notre noyau composite chaud résulte, comme nous l'avons discuté, d'une transition de Jacobi. Très vite, le noyau composite va se désexciter par émission de gamma, avant d'évaporer des particules. Ce temps très court permet au noyau de garder sa déformation. Nous obtenons alors un noyau résiduel froid et déformé. Ceci renvoie à l'hypothèse que nous formulions précédemment pour laquelle la désexcitation a lieu d'un noyau déformé vers un noyau déformé et la résonance alimente alors les états déformés des noyaux résiduels. Dans le cas du ^{48}Cr , afin de vérifier ceci, il faudrait sélectionner les voies les plus intenses dans les noyaux résiduels déformés, comme par exemple la voie ^{42}Ca , et mesurer les grands γ émis par la résonance géante dipolaire en coïncidence pour des énergies ON et OFF résonance.

Le mécanisme de Jacobi est une 'porte' vers la production de noyaux déformés et en rotation rapide et la résonance géante dipolaire pourrait être la signature d'un état très déformé et à haut spin tel que l'état déformé alimenté par la résonance de la voie d'entrée dans le cas du noyau ^{48}Cr . Aussi bien la résonance géante, que la fusion/évaporation montrent que nous serions dans une situation de pré-équilibre, où le noyau composite se désexcite rapidement et/ou évapore des particules. Du flux résonant est alors évacué vers des noyaux résiduels. Il en résulte que lors de la formation du noyau composé, puis de sa désexcitation vers des noyaux résiduels non résonants, du flux va manquer dans ces voies statistiques. L'échelle en temps permet d'expliquer les rapports ON/OFF résonance de certaines voies formées dans la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ qui est tantôt supérieur à 1 et tantôt inférieur à 1.

Une molécule nucléaire est un objet quantique déformé dont la rotation engendre un spectre d'états qui forment une 'bande'. La désexcitation de ces états se fait généralement par des transitions inter-bande qui sont des transitions E2 fortement accélérées. Des exemples typiques de ces bandes se trouvent dans les noyaux superdéformés. De telles transitions E2, qui sont la signature de grande déformation, ont été cherchées entre états résonants, mais n'ont jamais pu être mis en évidence de façon définitive, elles ont cependant été observées dans le cas des états à cluster α . Les transitions E2 dans le noyau ^{16}O [27] entre états à $4p - 4t$ à $E_X = 10,35$ MeV ($J^\pi = 4^+$), 6,92 MeV ($J^\pi = 2^+$) et 6,05 MeV ($J^\pi = 0^+$) en sont les meilleurs exemples. Comme il a été dit précédemment, il est proposé que la résonance $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ que nous avons étudiée, corresponde à un état déformé de ^{48}Cr à $E_X \sim 60$ MeV et un spin $J^\pi = 36^+$. Le moment quadropolaire d'une telle bande de configuration $^{24}\text{Mg} - ^{24}\text{Mg}$ a été évaluée par Uegaki [39], qui en a déduit une largeur radiative γ de 39 eV pour la transition $36^+ \rightarrow 34^+$ avec $E_\gamma = 4,7$ MeV. Dans ce cas, le rapport Γ_γ / Γ_T serait de $2,3 \cdot 10^{-4}$ et la largeur réduite E2 de 1990 u.W.! La mise en évidence expérimentale d'une telle transition serait naturellement la preuve définitive de l'existence d'une molécule nucléaire dans ^{48}Cr de configuration $^{24}\text{Mg} - ^{24}\text{Mg}$.

L'expérience consisterait, par exemple, à mesurer pour la réaction ON résonance $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, les fragments de la voie binaire $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ en coïncidence avec les rayonnements γ . En fait, dans l'expérience PRISMA/CLARA, nous étions dans de telles conditions, mais vu l'ouverture angulaire de PRISMA et l'efficacité de CLARA, nous avons estimé que le nombre d'événements correspondants au phénomène recherché était de l'ordre de 1 événement par semaine. Pour qu'une telle expérience est une chance d'être un succès, il faut alors envisager un dispositif expérimental à grande couverture angulaire pour les fragments et à grande efficacité pour les γ . Un tel dispositif, dédié à la recherche de transitions γ entre états moléculaires, pourrait être ce qui est représenté sur la figure 5.7. Les fragments seraient détectés, en coïncidence

cinématique, dans un ensemble de 24 jonctions Si à localisation ($5 \times 1 \text{ cm}^2$) placées à 8 cm de la cible, à un angle de 45° par rapport au faisceau pour couvrir la région angulaire 'résonante'. Les rayonnements γ seraient détectés dans une boule de cristal, soit du type NaI (détecteur existant de Heidelberg-Darmstadt), soit à base d'un nouveau matériau scintillant actuellement à l'étude au GSI [52].

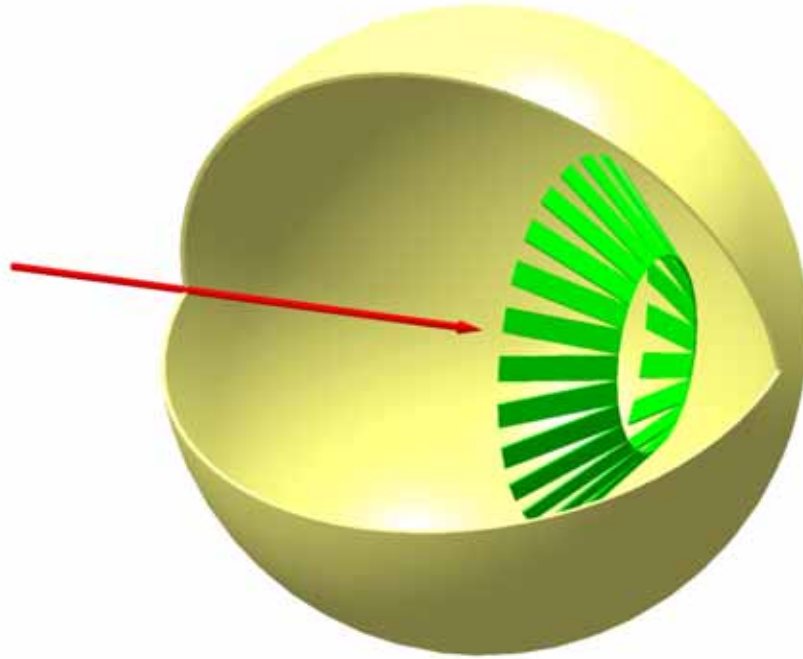


FIG. 5.7: Vue éclatée d'un ensemble de détection fragment - γ dédié à la recherche de transitions électromagnétiques entre états moléculaires.

Un tel ensemble expérimental permettrait aussi de rechercher des transitions électromagnétiques entre états résonants moléculaires dans d'autres collisions résonantes entre ions lourds légers telles que $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, système pour lequel des résultats prometteurs [53, 54, 55], mais à faible statistique, ont été obtenus avec le détecteur γ Château de cristal. Cet appareillage pourrait aussi être utilisé pour mesurer, de façon plus systématique que dans le passé, des corrélations angulaires fragment - γ pour mesurer non seulement les spins des résonances [6, 7], mais aussi les alignements des états produits qui ont permis dans certains cas de mettre en évidence des modes collectifs exotiques des états moléculaires [56, 57].

Chapitre 6

Conclusion

L'observation de structures résonantes dans les fonctions d'excitation de certaines collisions entre ions lourds 'légers' a été le premier résultat spectaculaire de la physique des ions lourds. En particulier, des résonances ont été mises en évidence dans des systèmes à bosons identiques qui vont de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$, système le plus lourd où des effets résonants ont été observés à ce jour. Dans ce contexte, les résultats obtenus pour la collision $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ sont particulièrement frappants : les résonances sont très marquées, elles ont des largeurs étroites, des spins élevés et correspondent à des grandes énergies d'excitation du noyau composite ^{48}Cr . Dans mon travail de thèse, nous nous sommes focalisés sur l'étude de la résonance $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{CM} = 45,7$ MeV et $J^\pi = 36^+$. Si nous voulons corrélérer la résonance avec un état moléculaire très déformé du noyau composite, il nous faut étudier de façon détaillée ses différents modes de désexcitation. Dans notre cas, nous avons choisi de mesurer ON et OFF résonance les voies inélastiques et les voies de fusion/évaporation dans deux expériences réalisées auprès de l'accélérateur Tandem de Legnaro.

Concernant les voies inélastiques de $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, les mesures ont été effectuées avec le spectromètre PRISMA pour la détection des fragments et le détecteur CLARA pour celle des rayonnements γ en coïncidence. Nos résultats, combinés aux mesures antérieures, montrent que, pour la région d'excitation entre 0 et 8 MeV, la résonance alimente principalement les états 0^+ , 2^+ et 4^+ de la bande du fondamental de ^{24}Mg et en particulier la voie élastique ainsi que les excitations simples $2^+ - 0^+$ et $4^+ - 0^+$, et mutuelles $2^+ - 2^+$, $4^+ - 2^+$ et $4^+ - 4^+$. Ces résultats sont en bon accord avec les prédictions théoriques du modèle moléculaire de Abe et Uegaki et sont une preuve solide de la formation ON résonance d'une molécule nucléaire ^{48}Cr par la voie d'entrée $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$.

Les voies inélastiques ne représentent que 30% du flux résonant, nous avons alors recherché le flux résonant manquant dans les voies de fusion/évaporation. Dans cette expérience, les rayonnements γ ont été détectés dans GASP et les particules chargées (p et α) des différentes chaînes d'évaporation dans le détecteur au silicium EUCLIDES. Nous avons mis en évidence des effets résonants de faible amplitude dans les voies de fusion alimentant les résidus ^{45}Ti , ^{42}Ca et ^{39}K . L'effet observé est plus faible que celui observé dans les voies inélastiques. Les états yrast des noyaux produits par fusion sont alimentés de façon sélective, mais un lien éventuel entre le système composite déformé et les états déformés de ces noyaux n'a pas pu être établi.

Nous avons montré que le noyau ^{48}Cr en rotation rapide passait par une transition de forme du

type Jacobi et prenait une forme prolate très allongée juste avant de fissionner. Nous suggérons que cette forme prolate extrême de ^{48}Cr est peuplée par la résonance $J^\pi = 36^+$ de $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ et correspond en fait à un état moléculaire $^{24}\text{Mg} - ^{24}\text{Mg}$. Vu les résultats de nos deux expériences, il est évident que, pour la résonance $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ étudiée, un chaînon manquant persiste dans les voies de désexcitation. Dans ce contexte, il serait intéressant d'étudier ON résonance les désexcitations du noyau composite ^{48}Cr par résonance géante dipolaire et par transitions γ entre états moléculaires, étude pour laquelle un ensemble de détection dédié est proposé.

Bibliographie

- [1] Pour les articles relatifs aux résonances et molécules nucléaires, voir par exemple :
- Nuclear Molecular Phenomena, ed. by N. Cindro, North-Holland Publishing Company (1978).
 - K. A. Erb et D. A. Bromley, dans Treatise on Heavy-Ion Science, ed. by D. A. Bromley, Plenum Press New York (1985), **Vol. 3**, p. 201.
 - Proceedings des conférences 'Cluster' à Daresbury, U.K. (1984), Kyoto, Japon (1988), Strasbourg, France (1994), Rab, Croatie (1999), Nara, Japon (2003).
 - W. von Oertzen, M. Freer et Y. Kanada-En'yo, Physics Reports **432** (2006) 43.
- [2] F. Haas et Y. Abe, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1667.
- [3] C. Beck, Y. Abe, N. Aissaoui, B. Djerroud et F. Haas, Phys. Rev. **C 49** (1994) 2618.
- [4] C. Beck, Y. Abe, N. Aissaoui, B. Djerroud et F. Haas, Nucl. Phys. **A 583** (1995) 269.
- [5] R. W. Zurmühle, P. H. Kutt, R. R. Betts, S. Saini, F. Haas et O. Hansen, Phys. Lett. **129 B** (1983) 384.
- [6] A. H. Wuosmaa, R. W. Zurmühle, P. H. Kutt, S. F. Pate, S. Saini, M. L. Halbert et D. C. Henley, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1312.
- [7] A. H. Wuosmaa, R. W. Zurmühle, P. H. Kutt, S. F. Pate, S. Saini, M. L. Halbert et D. C. Henley, Phys. Rev. **C 41** (1990) 2666.
- [8] R. W. Zurmühle, dans Clustering Phenomena in Atoms and Nuclei, ed. by M. Brenner, T. Lönnroth, F. B. Malik, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1992), p. 380.
- [9] D. J. Jenkins et al., Phys. Rev. **C 71** (2005) 041301.
- [10] S. Saini, R. R. Betts, R. W. Zurmühle, P. H. Kutt et B. K. Dichter, Phys. Lett. **185 B** (1987) 316.
- [11] C. M. Jachcinski, D. G. Kovar, R. R. Betts, C. N. Davids, D. F. Geesaman, C. Olmer, M. Paul, S. J. Sanders et J. L. Yntema, Phys. Rev. **C 24** (1981) 2070.
- [12] F. W. Prosser, S. V. Reinert, D. G. Kovar, G. Rosner, G. S. F. Stephans, J. J. Kolata, C. F. Maguire, A. Szanto de Toledo et E. Szanto, Phys. Rev. **C 40** (1989) 2600.
- [13] A. J. Sierk, Phys. Rev. **C 33** (1986) 2038.
- [14] G. Viesti, B. Fornal, D. Fabris, K. Hagel, J. B. Natowitz, G. Nebbia, G. Prete et F. Trotti, Phys. Rev. **C 38** (1988) 2640.
- [15] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. **A 280** (1977) 267.
- [16] W. Hauser et H. Feshbach, Phys. Rev. **87** (1952) 366.
- [17] P. Papka, Thèse de Doctorat (2003), Université Louis Pasteur de Strasbourg, IReS 04-07.
- [18] P. Papka et al., Acta Phys. Pol. **B 34** (2003) 2343.
- [19] E. Ideguchi et al., Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 222501.

- [20] C. J. Chiara et al., Phys. Rev. **C 67** (2003) 041303.
- [21] A. M. Stefanini et al., Nucl. Phys. **A 701** (2002) 217.
- [22] A. Latina, Thèse de Doctorat (2005), Université de Turin (Italie).
- [23] A. Gadea et al., Eur. Phys. J. **A 20** (2004) 193.
- [24] D. Bazzacco et al., Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure at High Angular Momentum, Ottawa (1992), **Vol. II**, p. 376.
- [25] <http://gasp.lnl.infn.it>.
- [26] E. Farnea et al., LNL Annual Report **2005**, p. 173.
Voir aussi : LNL Annual Reports **2000** (p. 151), **1998** (p. 161) et **1997** (p. 225).
- [27] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>.
- [28] Voir par exemple pour la physique autour de PRISMA/CLARA :
AIP Conference Proceedings de FUSION 06 (San Servolo, Italie), **Vol. 853** et les contributions de : A. M. Stefanini (p. 5), G. Pollarolo (p. 29), X. Liang (p. 37), C. A. Ur (p. 43), N. Marginean (p. 120), M.-D. Salsac (p. 165) et J. J. Valliente-Dobon (p. 202).
- [29] G. Montagnoli et al., Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. **A 547** (2005) 455.
- [30] S. Beghini et al., Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. **A 551** (2005) 364.
- [31] K. Shima, N. Kuno, M. Yamanouchi et H. Tawara, Atomic Data and Nuclear Data Tables **51** (1992) 173.
- [32] M.-D. Salsac et al., AIP Conference Proceedings (2005), **Vol. 802**, p. 291.
- [33] M.-D. Salsac et al., AIP Conference Proceedings (2006), **Vol. 853**, p. 165.
- [34] R. R. Betts, S. B. Di Cenzo et J. F. Petersen, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 253.
- [35] R. R. Betts, B. B. Back et B. G. Glagola, Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 23.
- [36] R. R. Betts, S. B. Di Cenzo et J. F. Petersen, Phys. Lett. **100 B** (1981) 117.
- [37] A. St. J. Murphy et al., Phys. Rev. **C 53** (1996) 1963.
- [38] E. Uegaki et Y. Abe, Phys. Lett. **B 231** (1989) 28.
- [39] E. Uegaki, Prog. Theo. Physics Suppl. **132** (1998) 135.
- [40] L. G. Moretto et G. J. Wosniak, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **34** (1984) 189.
- [41] K. A. Farrar et al., Phys. Rev. **C 54** (1996) 1249.
- [42] A. T. Hasan et al., Phys. Rev. **C 49** (1994) 1031.
- [43] A. Maj et al., Nucl. Phys. **A 731** (2004) 319.
- [44] A. Maj, M. Kmiecik, N. Schunck et J. Styczen, AIP Conference Proceedings, **Vol. 802** (2005) 264.
- [45] N. Dubray, J. Dudek et A. Maj, Acta Phys. Pol. **B 36** (2005) 1161.
- [46] M. Kmiecik et al., Acta Phys. Pol. **B 36** (2005) 1169.
- [47] J. Dudek et al., Eur. Phys. J. **A 20** (2004) 15.
- [48] J. Dudek, communication privée.
- [49] K. Pomorski et J. Dudek, Phys. Rev. **C 67** (2003) 044316.
- [50] E. Caurier, J. L. Egido, G. Martinez-Pinedo, A. Poves, J. Retamosa, L. M. Robledo et A. P. Zuker, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2466.

- [51] M. Lach et al., Eur. Phys. J. **A 16** (2003) 309.
- [52] J. Gerl, AIP Conference Proceedings (2005), **Vol. 802**, p. 22.
- [53] F. Haas et al., Il Nuovo Cimento **110 A** (1997) 989.
- [54] A. Elanique, Thèse de Doctorat (1997), Université Louis Pasteur de Strasbourg, IReS 97-13.
- [55] F. Haas, Acta Phys. Hung. N.S. **18** (2003) 279.
- [56] R. Nouicer et al., Phys. Rev. **C 60** (1999) 041303.
- [57] C. Beck et al., Phys. Rev. **C 63** (2001) 014607.



Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien
Service de reprographie
Michel Schlée
23, rue du Loess
67037 Strasbourg Cedex 2