



# Spectroscopie $\gamma$ des noyaux riches en neutrons autour de **N=20**

Marie Gelin

## ► To cite this version:

Marie Gelin. Spectroscopie  $\gamma$  des noyaux riches en neutrons autour de N=20. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2007. Français. NNT: . tel-00193046

**HAL Id: tel-00193046**

**<https://theses.hal.science/tel-00193046>**

Submitted on 30 Nov 2007

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

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



UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE  
U.F.R. de SCIENCES  
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

M<sup>elle</sup> Marie GELIN

et soutenue

le 24 Septembre 2007

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants Élémentaires

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

Spectroscopie  $\gamma$  des noyaux  
riches en neutrons autour de  $N=20$

MEMBRES du JURY

M<sup>r</sup> F. Azaiez, Directeur de Recherche CNRS, IPN Orsay (*Rapporteur*)

M<sup>r</sup> A. Gilibert, Physicien CEA, CE Saclay (*Rapporteur*)

Mme F. Gulminelli, Professeur, Université Caen/Basse Normandie

M<sup>r</sup> R. Lemmon, Physicien, Daresbury Laboratory, Royaume-Uni

M<sup>r</sup> F. Haas, Directeur de Recherche CNRS, IPHC

Mme P. Roussel-Chomaz, Physicienne CEA, GANIL, (*Directeur de thèse*)





UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE  
U.F.R. de SCIENCES  
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

M<sup>elle</sup> Marie GELIN

et soutenue

le 24 Septembre 2007

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants Élémentaires

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

Spectroscopie  $\gamma$  des noyaux  
riches en neutrons autour de  $N=20$

MEMBRES du JURY

M<sup>r</sup> F. Azaiez, Directeur de Recherche CNRS, IPN Orsay (*Rapporteur*)

M<sup>r</sup> A. Gilibert, Physicien CEA, CE Saclay (*Rapporteur*)

Mme F. Gulminelli, Professeur, Université Caen/Basse Normandie

M<sup>r</sup> R. Lemmon, Physicien, Daresbury Laboratory, Royaume-Uni

M<sup>r</sup> F. Haas, Directeur de Recherche CNRS, IPHC

Mme P. Roussel-Chomaz, Physicienne CEA, GANIL, (*Directeur de thèse*)





---

# Remerciements

Une thèse est un travail de longue haleine. C'est l'occasion d'apprendre, de réfléchir, mais aussi de faire des rencontres enrichissantes, et de travailler avec des personnes passionnantes, passionnées et enthousiastes, que je tiens à remercier.

Tout d'abord, je voudrais commencer par tous ceux qui m'ont aidée de près ou de loin à la réalisation de cette thèse. Je tiens à remercier la direction du GANIL, Messieurs D. Goutte et S. Galès pour m'avoir accueillie au sein du GANIL.

Je remercie ma directrice de thèse, Patricia. Merci pour tes remarques constructives. J'apprécie tout particulièrement ton aide pour rendre ce manuscrit le plus clair possible.

Je remercie A. Gillibert et F. Asaiez d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Je voudrais tout particulièrement remercier Alain pour ses remarques toujours pertinentes. Je suis reconnaissante à Faïçal d'avoir eu un regard si bienveillant sur mon travail. Merci à R. Lemmon, F. Gulminelli et F. Haas d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Je souhaiterais tout particulièrement remercier Florent pour son enthousiasme et pour m'avoir aidé à mettre mon travail en perspective.

Les initiateurs de ce travail sont H. Savajols et W. Mittig. Merci de m'avoir permis de travailler avec vous. J'ai beaucoup appris à vos côtés. Quand on est "bébé-thésard", il est toujours bon d'avoir quelqu'un qui vous aide. Merci Gopal pour ton aide, ta patience. Je suis très reconnaissante envers Sarmishta pour ses conseils, son calme et sa patience. Je tiens aussi à remercier Maurycy, Navin, Laurent et Gérard pour m'avoir aidé à progresser dans mon travail. Je remercie Sophie et Héloïse d'avoir fait les calculs et d'avoir essayé d'interpréter nos résultats. Je souhaite aussi remercier les techniciens et les physiciens du GANIL ainsi tous ceux qui ont participé à mon expérience de thèse.

Je voudrais souhaiter un très grand merci à tous les thésards et les post-docs du GANIL. Tout particulièrement Camille, Paolo, Karim et Josiane, sans qui j'aurais (trop) vite perdu les pédales. Merci pour votre soutien, bon courage pour la suite. Je souhaite également remercier les thésards du LPC, et plus particulièrement Benoît, Beyhan et Guillaume.

Une pensée spéciale pour mes amis de l'ENSICAEN qui sont venus me soutenir à ma soutenance ... Etes vous plus avancés maintenant ?

Merci à mes parents qui m'ont toujours soutenue et permis d'aller jusqu'au bout

de mes études. Je remercie Gwen de m'avoir supporté (à distance) pendant ces trois années.



---

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>5</b>
<b>Table des figures</b>	<b>11</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>15</b>
<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>1 Motivations</b>	<b>19</b>
1.1 Modèle en couches nucléaire . . . . .	19
1.2 Déformation . . . . .	20
1.3 Approche champ moyen . . . . .	22
1.4 L'îlot d'inversion autour de N=20 . . . . .	24
1.4.1 $^{32}\text{Mg}$ . . . . .	26
1.4.2 $^{34}\text{Si}$ . . . . .	27
1.5 Méthode expérimentale. . . . .	28
<b>2 Description de l'expérience</b>	<b>31</b>
2.1 Production du faisceau primaire . . . . .	31
2.2 Production du faisceau secondaire . . . . .	32
2.2.1 SISSI . . . . .	32
2.2.2 le spectromètre $\alpha$ . . . . .	33
2.2.3 le faisceau secondaire . . . . .	33
2.3 Dispositif expérimental . . . . .	34

2.4	Détecteurs du faisceau cocktail . . . . .	34
2.4.1	les détecteurs à galettes à microcanaux . . . . .	36
2.4.2	la chambre à ionisation . . . . .	37
2.5	cibles . . . . .	38
2.6	VAMOS . . . . .	39
2.6.1	Principe d'un spectromètre magnétique . . . . .	39
2.6.2	Détecteurs au plan focal . . . . .	39
2.6.3	Identification des éjectiles . . . . .	42
2.6.4	Acceptance de VAMOS . . . . .	43
2.6.5	cinématique . . . . .	44
2.7	Exogam . . . . .	44
2.7.1	Géométrie des trèfles -à 4 feuilles- . . . . .	45
2.7.2	Etalonnages en énergie et en efficacité . . . . .	46
2.7.3	Effet Doppler . . . . .	47
2.7.4	L'Anti-Compton . . . . .	49
2.7.5	Modules d'électronique dédiés à Exogam . . . . .	52
2.8	Electronique et logique de déclenchement . . . . .	52
<b>3</b>	<b>Distributions Angulaires</b>	<b>53</b>
3.1	Quelques notions sur les rayonnements $\gamma$ . . . . .	53
3.1.1	Multipolarité de transition . . . . .	53
3.1.2	Probabilité de transition $\gamma$ . . . . .	54
3.1.3	Alignement . . . . .	54
3.1.4	Alignement par diffusion inélastique et transfert . . . . .	55
3.1.5	Alignement par fragmentation . . . . .	55
3.1.6	Distributions angulaires . . . . .	56
3.1.7	Corrélations angulaires $\gamma - \gamma$ . . . . .	57
3.2	Distributions Angulaires Expérimentales . . . . .	60
3.2.1	La méthode . . . . .	60
3.2.2	Notre cas test : le $^{34}\text{Si}$ . . . . .	61
3.2.3	Notre cas d'étude : le $^{32}\text{Mg}$ . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Spectroscopie <math>\gamma</math> des noyaux autour de N=20</b>	<b>67</b>
4.1	Procédure d'analyse des données . . . . .	67

---

4.1.1	Sélection en temps . . . . .	67
4.1.2	Réjection de l'empilement . . . . .	69
4.1.3	La source de $^{60}\text{Co}$ : exemple du travail sur les rayonnements $\gamma$ . .	69
4.2	le $^{32}\text{Mg}$ . . . . .	72
4.3	les autres isotopes de magnésium . . . . .	78
4.3.1	$^{30}\text{Mg}$ . . . . .	78
4.3.2	$^{31}\text{Mg}$ . . . . .	83
4.4	le $^{34}\text{Si}$ . . . . .	87
4.5	les autres isotopes de silicium . . . . .	94
4.5.1	$^{33}\text{Si}$ . . . . .	94
4.5.2	$^{35}\text{Si}$ . . . . .	98
4.6	les isotopes d'aluminium . . . . .	103
4.6.1	$^{31}\text{Al}$ . . . . .	103
4.6.2	$^{32}\text{Al}$ . . . . .	108
4.6.3	$^{33}\text{Al}$ . . . . .	112
4.6.4	$^{34}\text{Al}$ . . . . .	119
4.7	les autres noyaux . . . . .	123
4.7.1	$^{28}\text{Ne}$ . . . . .	123
4.7.2	$^{35}\text{P}$ . . . . .	125
<b>Conclusions et perspectives</b>		<b>127</b>
<b>A Chaleurs de réaction</b>		<b>129</b>
<b>B Energie de séparation d'un neutron</b>		<b>131</b>
<b>C Schéma de l'électronique</b>		<b>133</b>
<b>D <math>I_\gamma</math> des noyaux étudiés</b>		<b>135</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>137</b>



# Table des figures

1	Carte des noyaux connus. . . . .	17
1.1	Modèle en couches. La structure en couches est présentée sans ( <i>gauche</i> ) et avec ( <i>droite</i> ) levée de dégénérescence due au terme de spin-orbite. . . .	21
1.2	Schéma de Nilsson pour un noyau contenant jusqu'à 50 protons ou neutrons en fonction du paramètre de déformation $\epsilon$ . . . . .	23
1.3	Evolution de l'énergie de séparation du dernier neutron pour les isotopes de calcium et de magnésium. . . . .	24
1.4	(a) Energie de séparation de 2 neutrons des isotones N=20. (b) Probabilité des configurations $0\hbar\omega$ , $2\hbar\omega$ , $4\hbar\omega$ dans l'état fondamental des isotones N=20 [Uts99]. . . . .	25
1.5	Systématique des énergies du premier $3^-$ en fonction du nombre de neutrons. . . . .	27
1.6	Energie des niveaux mesurés et calculés pour le $^{34}\text{Si}$ (extrait de [Uts01]). Les calculs sont extraits pour MCSM [Uts01], Caurier <i>et al.</i> [Cau98], Baumann <i>et al.</i> [Bau89] et sd-shell [Bro88]. . . . .	28
1.7	Limites expérimentales d'observation de l'état isomérique $0_2^+$ (extrait de [Mit02]). . . . .	29
2.1	Vue d'ensemble du GANIL : accélérateurs et aires expérimentales. . . . .	32
2.2	Schéma de principe de SSSI . . . . .	33
2.3	Noyaux produits sans ( <i>gauche</i> ) et avec ( <i>droite</i> ) dégradeur. . . . .	34
2.4	De la production à la détection . . . . .	35
2.5	Vue de dessus de la salle contenant VAMOS et Exogam. . . . .	35
2.6	Schéma de principe du détecteur à galettes à microcanaux [Odl96]. . . .	36
2.7	Schéma de principe de gastro ( <i>gauche</i> ), détecteur situé à la sortie de l' $\alpha$ et de galotte ( <i>droite</i> ), détecteur situé juste avant la cible. . . . .	37
2.8	Schéma de principe de la chambre à ionisation avant la cible. . . . .	37
2.9	Empilement du faisceau incident . . . . .	38
2.10	Schéma du système de détection au plan focal de VAMOS. . . . .	39

2.11	Schéma d'une des chambres à dérive de VAMOS. . . . .	40
2.12	Schéma de la chambre à ionisation de VAMOS . . . . .	41
2.13	Pile-Up Plastique . . . . .	42
2.14	Identification après la cible . . . . .	43
2.15	Schéma et image reconstruite de la grille . . . . .	44
2.16	Lignes cinématiques sur les deutons ( <i>gauche</i> ) et sur le carbone de la cible de $CD_2$ ( <i>droite</i> ), pour les réactions considérées dans l'insert. . . . .	45
2.17	Géométrie d'Exogam en configuration complète (à gauche) et vue d'un trèfle Ge d'Exogam (à droite). . . . .	45
2.18	Configuration d'Exogam pour l'expérience. . . . .	46
2.19	Spectre $\gamma$ obtenu avec une source $^{152}Eu$ sur une couronne de cristaux Ge ( <i>gauche</i> ). Efficacité relative de notre spectromètre $\gamma$ ( <i>droite</i> ). . . . .	47
2.20	Effet Doppler. . . . .	48
2.21	Elargissement Doppler pour une ouverture angulaire de $\pm 5^\circ$ et $\beta=0.224$ . . . . .	48
2.22	Elargissement Doppler pour une ouverture angulaire de $\pm 5^\circ$ et $\beta=0.224$ et $\Delta\beta = 5\%$ . . . . .	49
2.23	Elargissement Doppler du $^{32}Mg$ suivant que l'angle considéré pour la correction Doppler est obtenu à partir du trèfle, du cristal ou du segment. . . . .	50
2.24	Effet dominant de l'interaction rayonnement $\gamma$ -matière en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique $Z$ du milieu absorbeur, d'après [Kno99]. . . . .	51
2.25	Multiplicités des cristaux et trèfles pour l' $^{32}Al$ . . . . .	51
3.1	Règles de conservation pour une transition électromagnétique d'un état quantique initial $i$ vers l'état final $j$ . . . . .	53
3.2	Les différents types d'alignement. . . . .	54
3.3	Production d'alignement dans la réaction de fragmentation [Asa90] . . . . .	56
3.4	Distributions angulaires attendues pour une transition $L=1$ ( <i>gauche</i> ) et $L=2$ ( <i>droite</i> ) avec $\beta=0.224$ . . . . .	57
3.5	Schéma de décroissance $\beta^-$ du $^{60}Co$ . . . . .	58
3.6	Corrélation angulaire $\gamma - \gamma$ de la cascade $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ du $^{60}Ni$ . . . . .	59
3.7	Schéma de niveaux simplifié du $^{34}Si$ . . . . .	62
3.8	Distributions angulaires des transitions $3^- \rightarrow 2^+$ et $2^+ \rightarrow 0^+$ du $^{34}Si$ . . . . .	63
3.9	Distributions angulaires des transitions $3^- \rightarrow 2^+$ et $2^+ \rightarrow 0^+$ du $^{34}Si$ . . . . .	64
3.10	Distributions angulaires des transitions $\gamma$ à 885 keV et 1436 keV du $^{32}Mg$ obtenues par les réactions inélastique ( <i>gauche</i> ) et $^{33}Al(d, ^3He)^{32}Mg$ ( <i>droite</i> ). . . . .	65
4.1	Corrélation entre les temps VAMOS et Exogam. . . . .	68
4.2	Le temps VAMOS-Exogam : deux exemples $^{34}Si \rightarrow ^{34}Si$ et $^{34}Si \rightarrow ^{33}Si$ . . . . .	68
4.3	Construction de la matrice $\gamma - \gamma$ . . . . .	69
4.4	Spectre "single" de la décroissance $\beta$ du $^{60}Co$ . . . . .	70
4.5	Matrice $\gamma - \gamma$ de la décroissance $\beta$ du $^{60}Co$ . . . . .	71
4.6	Schéma de niveaux proposé pour le $^{32}Mg$ [Klo93]. . . . .	72
4.7	Spectres $\gamma$ du $^{32}Mg$ suivant les différentes voies de réaction considérées. . . . .	73

4.8	Matrice $\gamma - \gamma$ du $^{32}\text{Mg}$ pour la réaction $(d, ^3\text{He})$ . . . . .	74
4.9	Comparaison entre les points expérimentaux et une simulation du doublet en considérant que le deuxième rayonnement $\gamma$ a une énergie de 1500 keV et un temps de demi-vie de 400ps. . . . .	75
4.10	Calcul du $\chi^2$ du temps de vie du niveau à 1500 keV. . . . .	76
4.11	Schéma de niveaux proposé pour le $^{32}\text{Mg}$ . . . . .	77
4.12	Schéma de niveaux proposé pour le $^{30}\text{Mg}$ par décroissance $\beta$ d'après [Bau89b]. . . . .	78
4.13	Schéma de niveaux proposé pour le $^{30}\text{Mg}$ par décroissance $\beta$ et $\beta - n$ [Mac05]. . . . .	79
4.14	Spectres $\gamma$ du $^{30}\text{Mg}$ suivant les différentes voies de réaction considérées. .	80
4.15	Matrice $\gamma - \gamma$ du $^{30}\text{Mg}$ pour toutes les réactions. . . . .	81
4.16	Schéma de niveaux observés pour le $^{30}\text{Mg}$ . . . . .	82
4.17	Etat fondamental du $^{31}\text{Mg}$ dans une représentation de type Nilsson. . . .	83
4.18	Schéma de niveaux proposé pour le $^{31}\text{Mg}$ par décroissance $\beta$ [Klo93]. . . .	84
4.19	Spectres $\gamma$ du $^{31}\text{Mg}$ suivant les différentes voies de réaction considérées. .	85
4.20	Schéma de niveaux proposé pour le $^{31}\text{Mg}$ . . . . .	86
4.21	Schéma de niveaux proposé pour le $^{34}\text{Si}$ [Num01]. . . . .	87
4.22	Spectres $\gamma$ du $^{34}\text{Si}$ suivant les différentes voies de réaction considérées, avec soustraction des fortuites pour la voie inélastique et la condition <i>toutes réactions</i> . . . . .	89
4.23	Matrice $\gamma - \gamma$ du $^{34}\text{Si}$ pour toutes les réactions (et donc principalement la diffusion inélastique). . . . .	90
4.24	Fenêtre de coïncidences avec la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ à 3326 keV. . . . .	91
4.25	Corrélations angulaires pour le rayonnement $\gamma$ à 670 keV. . . . .	92
4.26	Schéma de niveaux proposé pour le $^{34}\text{Si}$ . . . . .	93
4.27	Schémas de niveaux proposé pour le $^{33}\text{Si}$ . . . . .	94
4.28	Spectres $\gamma$ du $^{33}\text{Si}$ suivant les différentes voies de réaction considérées. . .	95
4.29	Matrice $\gamma - \gamma$ $^{33}\text{Si}$ . . . . .	96
4.30	Schéma de niveaux proposé pour le $^{33}\text{Si}$ . . . . .	97
4.31	Schéma de niveaux proposé pour le $^{35}\text{Si}$ par [Num01]. . . . .	98
4.32	Spectres $\gamma$ du $^{35}\text{Si}$ suivant les différentes voies de réaction considérées. . .	99
4.33	Gates 906 et 1132 keV. . . . .	99
4.34	Schéma de niveaux proposé pour le $^{35}\text{Si}$ . . . . .	100
4.35	Schéma de niveaux proposé pour le $^{35}\text{Si}$ comparé au calcul modèle en couches [Gau07]. . . . .	100
4.36	Représentation simplifiée de l'évolution de l'espacement des couches dans les $^{37}\text{S}$ et $^{35}\text{Si}$ . . . . .	102
4.37	Schéma de niveaux proposé par [Mar05] pour le $^{31}\text{Al}$ . . . . .	103
4.38	Spectres $\gamma$ du $^{31}\text{Al}$ suivant les différentes voies de réaction considérées. .	104
4.39	Matrice $\gamma - \gamma$ du $^{31}\text{Al}$ pour toutes les réactions. . . . .	105
4.40	Différents schémas de niveaux proposés pour le $^{31}\text{Al}$ . . . . .	106
4.41	Energie des différentes orbites proton suivant la déformation pour le $^{31}\text{Al}$ . .	107

4.42	Schéma de niveaux proposé pour le $^{31}\text{Al}$ par les calculs de Péru <i>et al.</i> [Per07]. . . . .	107
4.43	Schéma de niveaux proposé pour le $^{32}\text{Al}$ [Gre04]. . . . .	108
4.44	Spectres $\gamma$ du $^{32}\text{Al}$ suivant les différentes voies de réaction considérées. .	109
4.45	Matrice $\gamma - \gamma$ $^{32}\text{Al}$ provenant des $^{31,33}\text{Al}$ et $^{34}\text{Si}$ . . . . .	110
4.46	Schéma de niveaux proposé pour le $^{32}\text{Al}$ . . . . .	111
4.47	Schémas de niveaux proposés pour le $^{33}\text{Al}$ . . . . .	112
4.48	Spectres $\gamma$ du $^{33}\text{Al}$ suivant les différentes voies de réaction considérées. .	114
4.49	Matrice $\gamma - \gamma$ $^{33}\text{Al}$ pour toutes les réactions. . . . .	115
4.50	Schéma de niveaux proposé pour le $^{33}\text{Al}$ . . . . .	116
4.51	Energie des différentes orbites proton suivant la déformation pour le $^{33}\text{Al}$ . .	117
4.52	Schéma de niveau proposé pour le $^{33}\text{Al}$ par les calculs de Péru <i>et al.</i> [Per07].	117
4.53	Schéma de niveau proposé pour le $^{33}\text{Al}$ par Belleguic <i>et al.</i> [Bel00] dans le cadre de calculs de modèle en couches [Now00]. . . . .	118
4.54	Spectres $\gamma$ du $^{34}\text{Al}$ suivant les différentes voies de réaction considérées. .	120
4.55	Matrice $\gamma - \gamma$ $^{34}\text{Al}$ pour toutes les réactions. . . . .	121
4.56	Schéma de niveaux proposé pour le $^{34}\text{Al}$ . . . . .	121
4.57	Calcul de modèle en couches <i>sdfp</i> [Pri01]. . . . .	122
4.58	Spectres $\gamma$ « singles » du $^{28}\text{Ne}$ . . . . .	124
4.59	Schéma de niveaux proposé pour le $^{35}\text{P}$ par décroissance $\beta$ [Duf86]. . . .	125
4.60	Spectres $\gamma$ du $^{35}\text{P}$ suivant les différentes voies de réaction considérées. .	126
4.61	Schéma de niveaux proposé pour le $^{35}\text{P}$ . . . . .	126



---

## Liste des tableaux

2.1	Angle $\theta$ par rapport au faisceau des différents segments. . . . .	46
2.2	Angle $\theta$ par rapport au faisceau des différents segments en considérant que l'interaction photon/matière a lieu en moyenne 1 cm après la face d'entrée du détecteur germanium. . . . .	46
4.1	Coïncidences $\gamma$ dans le $^{32}\text{Al}$ . . . . .	111
4.2	Energie proposée pour le premier niveau excité du $^{28}\text{Ne}$ et références. . .	123



# Introduction

La physique nucléaire est la science qui s'intéresse au noyau atomique, sa composition et ses propriétés. Le but de l'étude de la structure nucléaire est d'observer et comprendre la structure du noyau et les interactions entre ses composants, les nucléons.

Le noyau atomique est un système quantique à plusieurs corps composé de  $A$  nucléons :  $Z$  protons et  $N$  neutrons. Les noyaux sont souvent représentés sur une carte en fonction de leur nombre de neutrons et de protons (FIG. 1). Les noyaux stables sont au nombre de 300 environ et forment la vallée de stabilité. Actuellement, près de 3000 noyaux ont été identifiés et répertoriés.

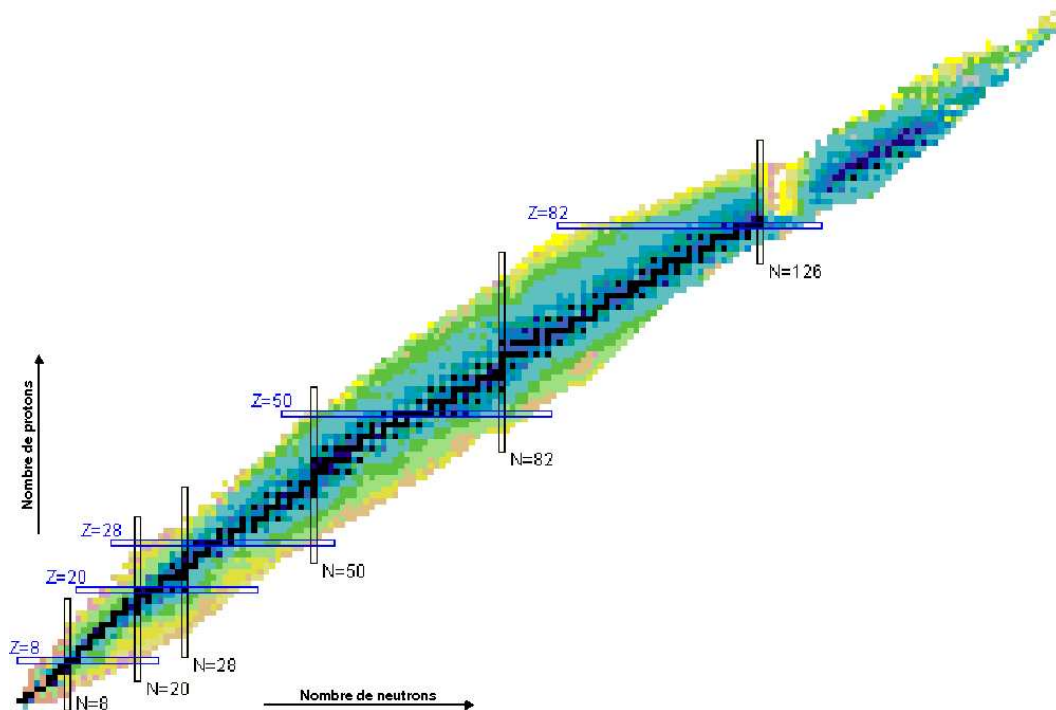


FIG. 1 – Carte des noyaux connus.

Les modèles développés pour décrire la structure nucléaire, l'ont d'abord été pour les noyaux stables. Grâce au développement de nouveaux faisceaux, les physiciens ont pu explorer des noyaux de plus en plus exotiques et confronter leurs propriétés aux prédictions des modèles. Ces noyaux exotiques peuvent avoir un comportement différent de celui attendu en comparaison avec les noyaux stables. Ainsi les nombres magiques de la vallée de la stabilité peuvent disparaître et de nouveaux apparaître. L'une des premières indications est venue de la fermeture de couche  $N=20$ . En effet la mesure de la masse du  $^{31}\text{Na}$  (11 protons, 20 neutrons) indiquait qu'il était déformé alors que jusqu'alors un noyau à 20 neutrons ne pouvait qu'être sphérique. En explorant les noyaux voisins, on s'est rendu compte que le  $^{31}\text{Na}$  n'était pas le seul et qu'il appartenait à ce qu'on appelle l'îlot d'inversion.

Ce travail de thèse s'articule autour d'une expérience de spectroscopie  $\gamma$  des noyaux riches en neutrons autour de  $N=20$ . Dans le premier chapitre, les motivations d'une telle étude seront exposées. Puis dans le deuxième chapitre le dispositif expérimental sera décrit. Le chapitre 3 s'intéressera aux rayonnements  $\gamma$  et plus particulièrement aux distributions angulaires de ces rayonnements  $\gamma$ . Le chapitre 4 s'attardera sur l'analyse des données et les résultats obtenus. Enfin nous conclurons et donnerons des perspectives à cette étude.

---

# Motivations

Les nombres magiques marquent la structure en couches des noyaux : lorsque le nombre de protons ou de neutrons d'un noyau correspond à l'un de ces nombres magiques, ce noyau présente une plus grande stabilité que ses voisins.

La mise en évidence expérimentale de ces nombres magiques remonte aux années 1930 pour les noyaux stables [Els34, May48], et l'explication théorique dans le cadre du modèle en couches a été proposée par Maria Goeppert Mayer [May49] et Hans Daniel Jensen [Hax49] en 1949. Les développements théoriques ont permis d'obtenir une bonne compréhension globale des noyaux stables ou proches de la stabilité.

Toutefois, depuis quelques décennies, les études réalisées sur les noyaux exotiques, présentant un fort déséquilibre entre le nombre de protons et de neutrons, ont montré que la séquence des nombres magiques n'est plus valide. Des noyaux prédits magiques se sont révélés fortement déformés alors que de nouveaux nombres magiques sont apparus.

Ce travail s'inscrit dans la problématique de modification de la structure en couches des noyaux loin de la stabilité, en particulier dans la région de l'îlot d'inversion autour de  $N=20$ . Nous nous proposons d'explorer cette région de l'îlot d'inversion avec une nouvelle méthode expérimentale permettant d'étudier simultanément plusieurs noyaux, et pour chaque noyau plusieurs voies de réactions, afin d'étudier l'évolution de la structure de ces noyaux loin de la stabilité, et d'apporter de nouvelles données à confronter aux différents modèles disponibles et tester leurs prédictions. Dans ce travail, les résultats expérimentaux ont été comparés à des calculs de modèle en couches et des calculs de champ moyen de type HFB.

## 1.1 Modèle en couches nucléaire

Le modèle en couches a d'abord été introduit dans le cadre de la structure atomique (modèle de Bohr). Dans le cas du noyau, la principale différence avec la structure atomique vient du fait qu'il n'y a pas de champ dominant généré par une source extérieure. Dans les noyaux, le champ moyen est généré par l'interaction nucléon-nucléon. Nombre d'informations sur la structure des noyaux indique l'existence de nombres magiques. Si le nombre de protons ou de neutrons est l'une de ces valeurs magiques, le noyau devient

particulièrement stable. Plus particulièrement, il est caractérisé par :

- une plus grande énergie de liaison
- une plus grande énergie de séparation d'un nucléon
- une plus grande énergie des premiers états excités

en comparaison avec les noyaux voisins. Les premiers nombres magiques sont les mêmes pour les neutrons et les protons (2, 8, 20, 28, 50 et 82). Théoriquement, on attend un nombre magique autour de 114 en protons (suivant les modèles cette valeur peut varier) et 184 en neutrons mais ceci n'est pas confirmé expérimentalement.

Le modèle en couches est basé sur l'équation de Schrödinger pour des états de particule indépendante :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(r)\right] \psi_i(r) = \epsilon_i \psi_i(r)$$

où  $V(r)$  peut être un potentiel d'oscillateur harmonique ou encore celui d'un oscillateur harmonique corrigé d'un terme de surface pour simuler la forme plus réaliste du potentiel de Wood-Saxon. Ces différents potentiels ont une symétrie sphérique.

Pour arriver à reproduire les données expérimentales, M. Goeppert-Mayer et H.D. Jensen, ont eu l'idée d'ajouter un terme de spin-orbite. Ceci a pour effet de coupler le spin et le moment angulaire orbital de chaque nucléon individuel.

Le terme additionnel est de la forme  $C \vec{l} \cdot \vec{s}$ .

Dans le cas sphérique, ce terme est diagonal et sa valeur est :

$$\vec{l} \cdot \vec{s} = 1/2[(\vec{l} + \vec{s})^2 - \vec{l}^2 - \vec{s}^2] = 1/2 \hbar^2[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]$$

On obtient la levée de dégénérescence en moment angulaire orbital  $l : j = l \pm 1/2$ , donnée par la différence d'énergie :

$$E_{l+1/2} - E_{l-1/2} = C \hbar^2(l + 1/2)$$

Expérimentalement, on trouve que le terme  $l + 1/2$  est toujours plus bas en énergie, le terme de spin orbite doit donc avoir un signe négatif (FIG. 1.1).

Les états fondamentaux des noyaux peuvent être construits en remplissant les états de particules indépendantes jusqu'au niveau de Fermi. Un remplissage complet de couche doit avoir un moment angulaire  $I=0$ . C'est en accord avec l'expérience. Un autre cas simple est l'ajout d'une particule à un noyau à couches remplies. Dans ce cas, le moment angulaire total du noyau doit résulter de celui de la particule célibataire. Le cas d'un trou doit être traité de façon similaire. Ainsi le  $^{15}_8O_7$  a un spin parité de  $1/2^-$  car le trou célibataire est situé dans la couche  $p_{1/2}$ , le  $^{17}_8O_9$  a un spin parité de  $5/2^+$  car le nucléon célibataire est situé dans la couche  $d_{5/2}$ .

## 1.2 Déformation

La généralisation du modèle en couches aux noyaux déformés a d'abord été donnée par S. G. Nilsson [Nil55]. L'idée clé est de considérer une base d'oscillateurs anisotropes :

$$V(r) = \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$$

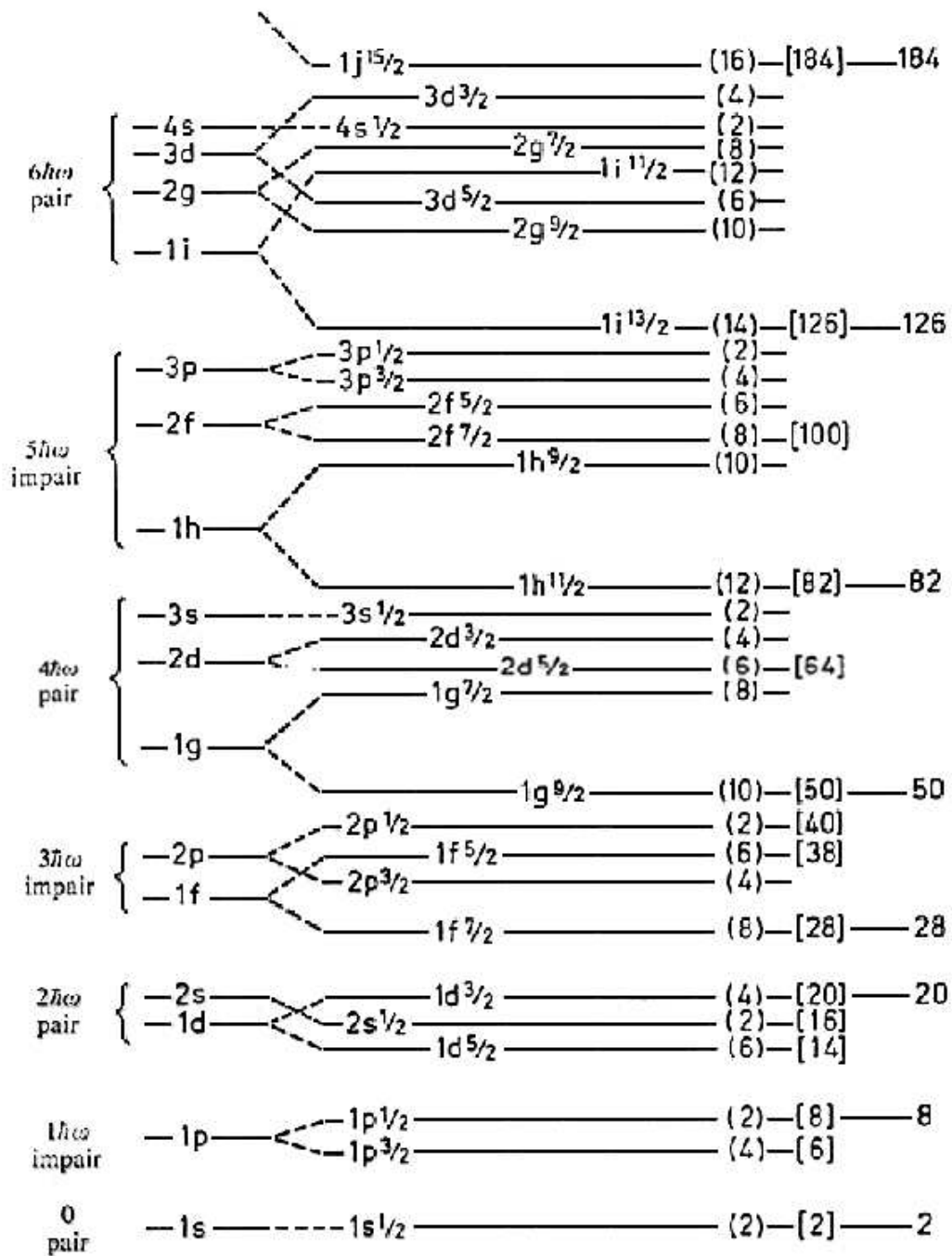


FIG. 1.1 – Modèle en couches. La structure en couches est présentée sans (*gauche*) et avec (*droite*) levée de dégénérescence due au terme de spin-orbite.

Dans le cas d'une symétrie axiale (Oz), on a :

$$\omega_x = \omega_y = \omega_0(1 + 1/3\epsilon)$$

$$\omega_z = \omega_0(1 - 2/3\epsilon)$$

où  $\epsilon$  est le paramètre de déformation et  $\omega_0$  la fréquence de l'oscillateur harmonique dans le cas sphérique. L'anisotropie a pour effet de lever la dégénérescence  $(2j+1)/2$ . Sur la figure 1.2, on peut voir l'évolution des couches en fonction de la déformation. Les valeurs positives de déformation correspondent à une déformation « prolate », les valeurs négatives à une déformation « oblate ».

### 1.3 Approche champ moyen

La résolution du problème à N corps ne peut pas se faire de façon générale. Pour contourner le problème, il y a deux façons de procéder : restreindre le nombre de particules et d'états ou remplacer la forme générale de la fonction d'onde par une forme approchée plus simple. La première approche est utilisée dans le cadre du modèle en couches ; la seconde est mise en oeuvre par la méthode Hartree-Fock.

Dans les théories de champ moyen, un noyau est décrit comme un ensemble de nucléons soumis au potentiel produit par l'ensemble des autres nucléons. D'après Bertsch [Ber78], le libre parcours moyen d'un nucléon de 10 MeV est de 15 fm, ce qui est plus grand que le rayon moyen d'un noyau. Ce libre parcours moyen vient du principe d'exclusion de Pauli. Les collisions à deux corps entre les nucléons sont rendues peu probables car une partie des états finaux possibles sont déjà occupés.

Pour construire le hamiltonien du système, on utilise une force effective comme par exemple, les forces de Gogny [Dec80] ou de Skyrme [Que78]. Ces forces effectives relativement simples se sont révélées capables de reproduire quantitativement un certain nombre de propriétés nucléaires.

Dans la méthode de Hartree-Fock (HF), on suppose que la fonction d'onde du système peut s'écrire comme un déterminant de Slater de A fonctions d'ondes individuelles  $\phi_\alpha$ .

$$\Psi_{HF} = \det\left(\prod_{\alpha i} \phi_{\alpha i}\right)$$

Pour déterminer les fonctions d'onde individuelles de chaque nucléon, on suppose que la fonction d'onde totale du noyau doit être telle que l'énergie est minimale.

$$E = \frac{\langle \Psi_{HF} | H | \Psi_{HF} \rangle}{\langle \Psi_{HF} | \Psi_{HF} \rangle}$$

C'est le principe variationnel. On impose donc que la variation de cette quantité soit nulle :

$$\delta \langle \Psi_{HF} | H | \Psi_{HF} \rangle = 0$$

On aboutit à un ensemble d'équations qui ont pour inconnues les fonctions d'onde individuelles : les équations de Hartree-Fock. La résolution de ces équations nous donne

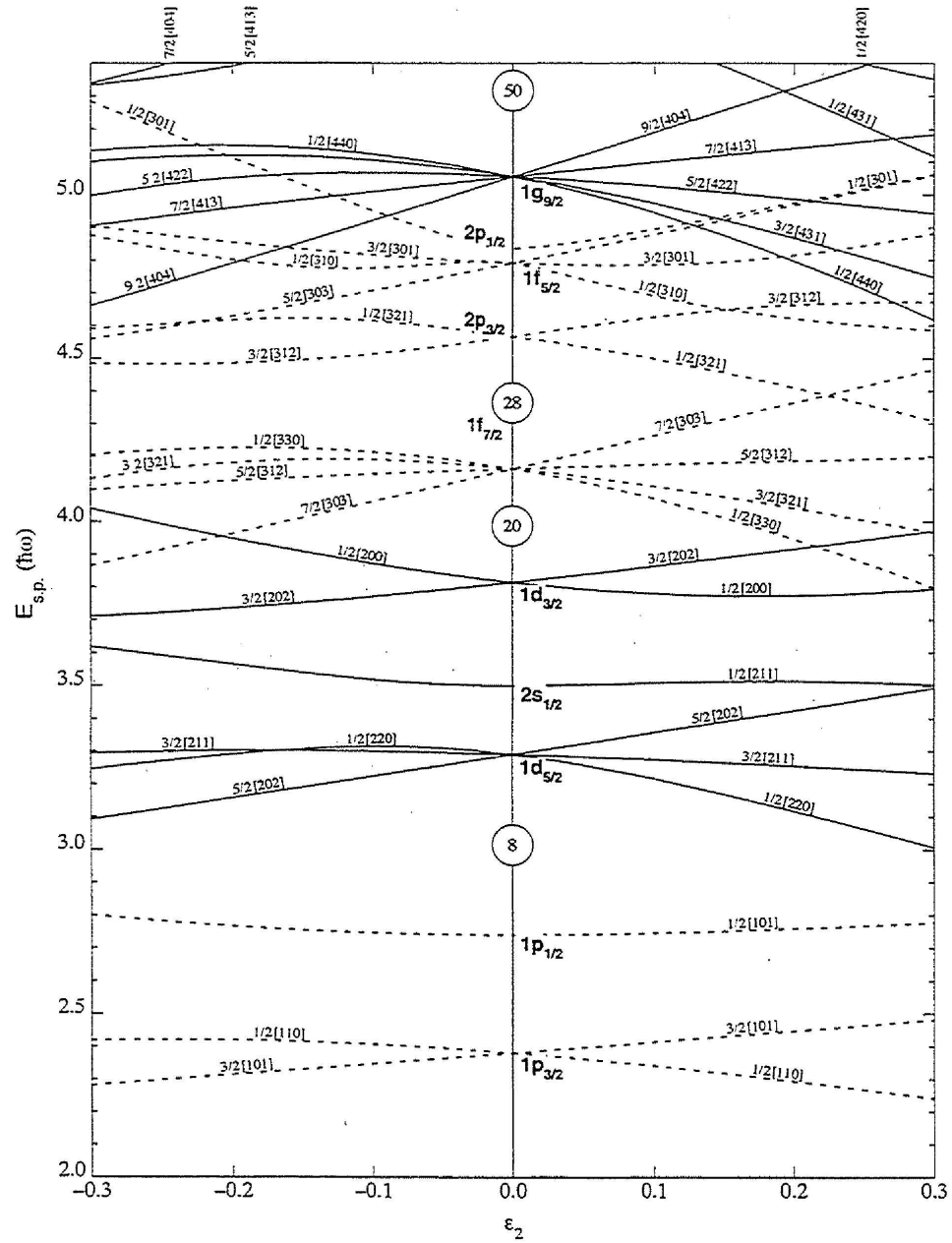


FIG. 1.2 – Schéma de Nilsson pour un noyau contenant jusqu'à 50 protons ou neutrons en fonction du paramètre de déformation  $\epsilon$ .

les fonctions d'onde et les niveaux d'énergie individuels, et par extension l'énergie totale du noyau et sa fonction d'onde.

La théorie Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) est une généralisation de la théorie Hartree-Fock et permet de prendre en compte des corrélations d'appariement entre les nucléons.

## 1.4 L'îlot d'inversion autour de $N=20$

Les premières indications d'une modification de la structure en couches pour les noyaux éloignés de la vallée de stabilité ont été obtenues par la mesure de la masse du noyau  $^{31}\text{Na}$  (11 protons et 20 neutrons), trouvée expérimentalement très différente des prédictions théoriques [Thi75], puis par l'assignation du spin et de la parité de l'état fondamental du  $^{31}\text{Na}$  [Hub78] à  $3/2^+$  alors que le modèle en couches prédisait un état  $5/2^+$  et aussi de la mesure de l'énergie du premier  $2^+$  dans le  $^{32}\text{Mg}$  (12 protons, 20 neutrons) à 885 keV [Det79] ce qui est faible pour un noyau pair-pair à une fermeture de couche - en effet pour le  $^{34}\text{Si}$  qui a deux protons de plus, l'énergie du premier  $2^+$  est de 3326 keV -.

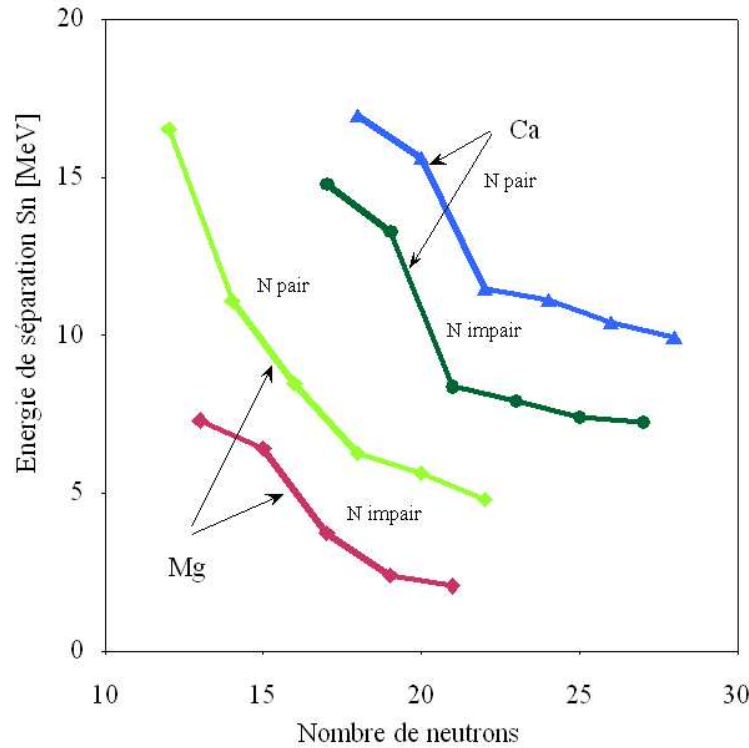


FIG. 1.3 – Evolution de l'énergie de séparation du dernier neutron pour les isotopes de calcium et de magnésium.

Depuis, les données se sont accumulées pour montrer l'apparition d'une zone de forte déformation le long de la fermeture de couche attendue à  $N=20$ , dans cette région des

noyaux très riches en neutrons. Cette modification de la structure en couches peut être illustrée par la figure 1.3 qui présente l'évolution de l'énergie de séparation du dernier neutron pour les isotopes de calcium (Ca - 20 protons) et magnésium (Mg - 12 protons), en fonction de leur nombre de neutrons. La fermeture de couches dans le cas du calcium est visible par la discontinuité observée pour N=20, absente dans le cas du magnésium.

Les propriétés de ces noyaux ne peuvent pas être comprises simplement en faisant intervenir l'espace de valence standard  $sd$  (couches  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  et  $1d_{3/2}$ ) : des excitations de deux neutrons dans la couche  $fp$  (couches  $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $2p_{1/2}$  et  $1f_{5/2}$ ) sont en effet nécessaires pour reproduire les observables expérimentales. Dans certains noyaux, ces configurations intruses deviennent même l'état fondamental, donnant ainsi lieu à ce qu'on appelle depuis les années 1990 « l'îlot d'inversion » autour du  $^{32}\text{Mg}$  [War90]. Le mécanisme responsable de l'inversion a été discuté extensivement [Pov87, War90, Hey91, Fuk92], et il est désormais possible de décrire les propriétés des noyaux situés dans l'îlot d'inversion et autour dans une grande variété de calculs de modèle en couches [Cau98, Uts99]. Ceci est illustré par la figure 1.4 : il est nécessaire d'aller au delà de l'espace de valence  $sd$  pour décrire ces noyaux. Tous ces calculs concluent que les noyaux de néon

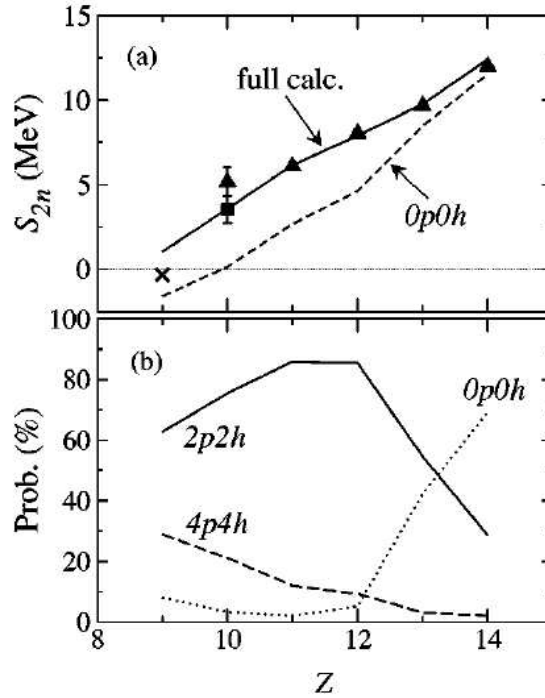


FIG. 1.4 – (a) Energie de séparation de 2 neutrons des isotones N=20. (b) Probabilité des configurations  $0\hbar\omega$ ,  $2\hbar\omega$ ,  $4\hbar\omega$  dans l'état fondamental des isotones N=20 [Uts99].

(Ne), sodium (Na) et magnésium (Mg) dont le nombre de neutrons est égal à 20 et 21 ont un état fondamental déformé et appartiennent par conséquent à l'îlot d'inversion. La principale source de désaccord entre les différentes approches théoriques est

liée à la prédiction des limites de l'îlot d'inversion. La plupart des modèles sont en accord sur la frontière en protons de l'îlot d'inversion et prévoient qu'il est limité à  $Z=10, 11$  et  $12$ . Pourtant, le  $^{33}\text{Al}$  est prédit soit avec un état fondamental normal  $J^\pi=5/2^+$  [Cau98], soit avec une configuration mélangée impliquant 50% de configuration intruse déformée [Uts99]. La prédiction de la frontière en termes de nombre de neutrons est beaucoup plus controversée, et  $N=19$  et  $22$  font ou non partie de l'îlot pour  $\text{Ne}$ ,  $\text{Na}$ ,  $\text{Mg}$ , en fonction de différences relativement mineures de la partie monopolaire du Hamiltonien [Cau01]. Expérimentalement, la région a été étudiée très intensivement par différentes méthodes : décroissance  $\beta$  ([Klo93, Num01, Mat07], etc), excitation coulombienne aux énergies intermédiaires ([Pri99, Pri00, Pri01], etc) et mesures de moments magnétiques [Kei00, Bor02, Ney05, Tur06].

Nous nous sommes tout particulièrement intéressés aux noyaux à 20 neutrons  $^{32}\text{Mg}$  (12 protons) et  $^{34}\text{Si}$  (14 protons).

### 1.4.1 $^{32}\text{Mg}$

Malgré un nombre d'études expérimentales impressionnant, peu de choses sont fermement établies dans le noyau  $^{32}\text{Mg}$ . Seul le premier état excité à 885 keV a un spin/parité assigné de façon non ambiguë [Det79]. Tous les autres états ont au mieux reçu des tentatives d'assignation. Nous nous sommes particulièrement intéressés à l'état à 2.3 MeV qui décroît vers le premier état excité par une transition de 1436 keV. Cet état est fortement peuplé par décroissance  $\beta$  [Klo93]. Avec un état fondamental  $3^-$  ou  $4^-$  pour le  $^{32}\text{Na}$ , la parité de cet état doit être négative, et les premiers résultats en décroissance  $\beta$  ont conclu à un possible état  $3^-$ . Une expérience de diffusion inélastique supportait cette assignation, en se basant sur des considérations de section efficace [Mit02]. D'autres expériences de knock-out de 2 protons [Baz04], ou de fragmentation en vol [Aza02b, Bel00] ont quant à elles conclu en faveur d'un état  $4^+$ . Cet état étant le plus fortement peuplé en général, après le premier état excité, il est important de connaître son spin et sa parité. En particulier, si cet état est effectivement un état  $3^-$ , son énergie est très basse en comparaison des prédictions théoriques [Klo93, Bel00] qui le mettent à 2.9 ou 3.44 MeV. De plus, les états excités  $3^-$  de basse énergie sont des états collectifs 1p-1t (1 particule-1 trou) entre deux couches majeures de l'oscillateur harmonique,  $n\hbar\omega$  et  $(n+1)\hbar\omega$ , et la mesure expérimentale d'une énergie aussi faible pour un tel état dans le  $^{32}\text{Mg}$  correspondrait à une décroissance spectaculaire du gap  $n\hbar\omega$  pour  $n=2$ . La figure 1.5 présente la systématique des énergies des premiers états  $3^-$  en fonction du nombre de neutrons. En plus de la tendance générale en  $A^{-1/3}$  de l'oscillateur harmonique, l'énergie d'excitation de cette excitation  $1p-1h$  reflète les effets de couche, puisque la position du  $3^-$  augmente à chaque fermeture de couche (28, 50, 82). Une énergie très faible (2.32 MeV) pour le  $^{32}\text{Mg}$  correspondrait à la valeur la plus faible de toute la table des noyaux, après normalisation par  $A^{1/3}$ , apportant ainsi une autre preuve de la modification profonde de la structure en couches dans cette région éloignée de la stabilité.

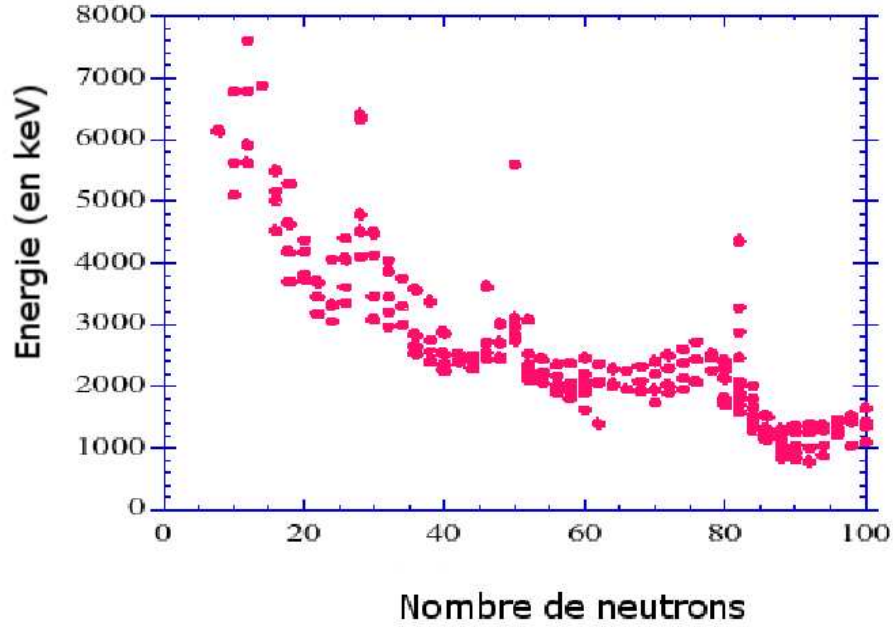


FIG. 1.5 – Systématique des énergies du premier  $3^-$  en fonction du nombre de neutrons.

#### 1.4.2 $^{34}\text{Si}$

La plupart des modèles théoriques construisent leur description du noyau déformé  $^{32}\text{Mg}$  grâce à la présence d'un état intrus  $0^+$  à basse énergie dans le  $^{34}\text{Si}$ . L'état fondamental  $0^+$  du  $^{34}\text{Si}$  est dominé par la configuration normale  $0p0t$  sphérique avec un mélange plutôt fort avec la configuration  $2p2t$ . La mesure du  $B(E2)$  de la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  est consistant avec cette image [Ibb98]. L'état déformé  $0_2^+$  est prédit à une énergie d'excitation entre 1.7 et 3 MeV, ie en dessous du  $2_1^+$  (FIG. 1.6). Dans les calculs réalisés par Caurier *et al.* [Cau98], l'état pur  $2p2h$  est situé à 1.7 MeV au dessus de l'état pur  $0p0t$ . Après le mélange entre ces 2 configurations, l'énergie d'excitation monte à 3 MeV. Des calculs de modèle en couches Monte Carlo [Uts01] prédisent cet état  $0_2^+$  à 2.07 MeV et estiment la part de la configuration  $2p2h$  à 30%.

Un important effort expérimental a été fait ces dernières décennies pour trouver cet état. D'une expérience de décroissance  $\beta$  [Num01], une transition  $\gamma$  à 1.193 MeV a été proposée comme candidate à la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_2^+$ . Ceci a ensuite été mis à mal par une expérience de spectroscopie en vol réalisée au RIKEN [Iwa03] : cette transition était observée en coïncidence avec la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ . Ce travail proposait un rayonnement  $\gamma$  à 1.48 MeV pour la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_2^+$ . Au GANIL, une expérience dédiée par diffusion inélastique recherchait cet état  $0_2^+$  au dessous du  $2_1^+$  [Mit02]. Dans ce cas, cet état  $0_2^+$  doit décroître vers le fondamental par une transition isomérique monopolaire.

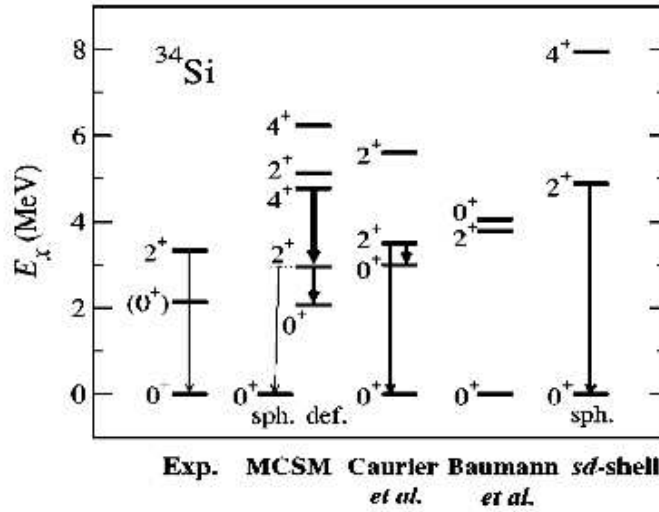


FIG. 1.6 – Energie des niveaux mesurés et calculés pour le  $^{34}\text{Si}$  (extrait de [Uts01]). Les calculs sont extraits pour MCSM [Uts01], Caurier *et al.* [Cau98], Baumann *et al.* [Bau89] et sd-shell [Bro88].

Une transition  $E_0$  n'est possible que par émission d'électrons : par création de paires si l'énergie de la transition est plus grande que 1022 keV ou conversion interne. Les limites expérimentales de section efficace pour un éventuel état  $0_2^+$  sont trouvées deux ordres de grandeur en dessous de ce qui est attendu. Temps de vie et section efficaces sont reliés et la figure 1.7 montre les limites expérimentales. N'ayant pas observé d'indication de l'existence de ce niveau au dessous du  $2_1^+$  dans les limites du dispositif expérimental, les auteurs de ce travail proposent de le chercher au dessus du  $2_1^+$ .

## 1.5 Méthode expérimentale.

Pour étudier la spectroscopie des noyaux riches en neutrons autour de  $N=20$ , nous avons utilisé les réactions directes, et particulièrement la diffusion inélastique, les réactions de transfert. Les réactions de transfert sont utilisées depuis quelques dizaines d'années pour étudier notamment les états de particule individuelle dans la structure du noyau. Ainsi la réaction (d,p) en déposant un neutron dans une couche de valence permet d'accéder à des informations sur les états de particule individuelle. Par exemple dans le cas  $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ , la réaction permet de sonder les premiers états de particule individuelle de la couche  $fp$ .

Pour étudier des noyaux loin de la stabilité, il peut être plus facile de les faire interagir avec des particules légères telles que les protons dont la structure est bien connue et qui ne possède pas d'états excités à basse énergie. Le temps de vie des noyaux exotiques est souvent trop court pour pouvoir en faire des cibles. Il devient alors nécessaire d'inverser les rôles de la cible et du projectile. On travaille alors en cinématique inverse et on

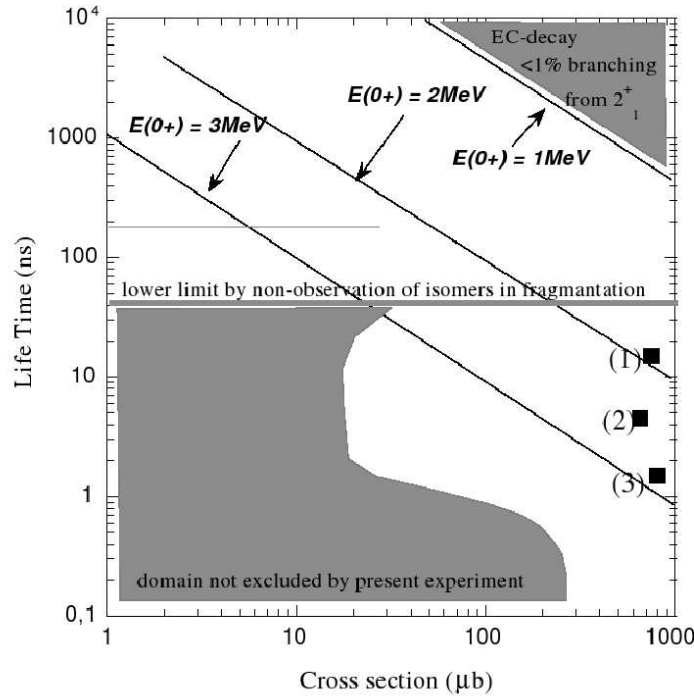


FIG. 1.7 – Limites expérimentales d'observation de l'état isomérique  $0_2^+$  (extrait de [Mit02]).

a besoin de cible d'hydrogène ou d'hélium [Mit01]. L'éjectile (lourd) est alors focalisé vers l'avant dans le référentiel du laboratoire. Bien que la couverture angulaire d'un spectromètre ne soit pas très grande, l'éjectile est détecté avec une probabilité de près de 100%.

Comme nous l'avons vu, les noyaux d'intérêt sont principalement les  $^{32}\text{Mg}$  et  $^{34}\text{Si}$ . nous avons utilisé un faisceau secondaire composite qui permettait d'étudier ces deux noyaux simultanément et par le biais de différentes réactions.

Pour notre étude, nous voulions avoir accès aux premiers états excités de nos noyaux d'intérêt. Nous pouvions utiliser des détecteurs de particules légères chargées comme MUST ou TIARA. Nous aurions alors dû utiliser une cible mince de l'ordre de  $1\text{ mg/cm}^2$ , ce qui limite le nombre de réactions. La résolution de ce type de détecteurs est de l'ordre de quelques centaines de keV, ce qui peut aussi être limitant pour l'observation de nouveaux états.

Nous avons donc préféré utiliser des détecteurs de rayonnements  $\gamma$  pour déterminer la spectroscopie des noyaux d'intérêt. La résolution nous semblait un facteur clé de cette expérience. En effet, nous avons l'ambition de faire des distributions angulaires de rayonnements  $\gamma$ , il fallait donc être capable de définir un rayonnement sans être pollué par d'autres. Les scintillateurs, comme le chateau de cristal, ont une mauvaise résolution mais grande efficacité alors que les détecteurs germanium, comme Exogam, ont une meilleure résolution mais ont une faible efficacité. Nous avons choisi d'utiliser

Exogam malgré sa faible efficacité de détection en coïncidence avec le spectromètre VAMOS, où étaient détectés et identifiés les résidus de réaction.

L'originalité de la méthode expérimentale utilisée dans ce travail est liée d'une part à l'utilisation d'un faisceau cocktail permettant d'étudier plusieurs noyaux simultanément, en les identifiant avant et après réaction, et d'autre part à la mesure simultanée de différentes voies de réactions pour chaque noyau. Plus précisément, nous avons utilisé une cible de  $\text{CD}_2$  pour mesurer simultanément, en cinématique inverse, la diffusion inélastique, les réactions de pick-up ( $\text{d,t}$ ) et ( $\text{d},^3\text{He}$ ) et de stripping ( $\text{d,p}$ ). La gamme d'énergie choisie, autour de 30 AMeV, est le résultat d'un compromis entre le taux de production (plus élevé pour les hautes énergies GANIL) et les sections efficaces (plus élevées pour les basses énergies, souvent optimum autour de 10-20 AMeV). Il est apparu au cours de l'analyse qu'à 30 AMeV, la fragmentation est déjà très importante par rapport au transfert, et que les voies ( $\text{d,t}$ ) et ( $\text{d},^3\text{He}$ ) étaient mélangées à des réactions où un nucléon est arraché au projectile.

---

## Description de l'expérience

L'expérience, réalisée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) utilise un faisceau secondaire « cocktail » de noyaux exotiques riches en neutrons autour de  $N=20$  à une énergie de 30 AMeV. Ces noyaux sont produits à partir d'un faisceau primaire de  $^{36}\text{S}$  à 77.5 AMeV qui se fragmente sur une cible de tantale. Après une brève présentation de l'accélérateur et du mode de production du faisceau secondaire, nous décrirons le dispositif expérimental et les différents détecteurs utilisés. Nous terminerons par la présentation de l'électronique associée à l'expérience.

### 2.1 Production du faisceau primaire

Une grande variété d'ions stables allant du carbone à l'uranium peuvent être accélérés au GANIL à des énergies comprises entre 24 et 95 AMeV. Le système d'accélération est composé d'un cyclotron injecteur (C01 ou C02) et de deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1 et CSS2) dont on peut voir un schéma sur la figure 2.1.

Le cycle d'accélération débute par l'extraction des ions stables d'une source ECR (source à Résonance Cyclotronique Electronique), et leur injection dans un cyclotron compact (C01 ou C02). Les ions ont alors une énergie de quelques centaines de AkeV. Ils sont ensuite injectés dans le premier cyclotron CSS1 où ils atteignent alors une énergie de l'ordre de la dizaine de AMeV. Le principe du cyclotron est régi par l'équation  $R = \gamma mv/QB$  où  $R$  est le rayon,  $B$  le champ magnétique,  $m$  la masse de l'ion accéléré,  $v$  sa vitesse,  $Q$  sa charge et  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ . Après le premier cyclotron, les ions traversent une feuille mince de matière (éplucheur) afin d'arracher des électrons aux ions. L'état de charge de ces ions est ainsi augmenté. Ils peuvent alors être accélérés à nouveau dans le second cyclotron CSS2, identique à CSS1 (à même  $B$  et  $R$ , augmenter  $Q$  signifie augmenter  $v$  donc l'énergie) jusqu'à l'énergie voulue. A la sortie de CSS2, nous avons dans notre cas un faisceau de  $^{36}\text{S}$  à 77.5 AMeV (avec une intensité de  $5\mu\text{Ae}$  soit  $2.10^{12}$  pps).

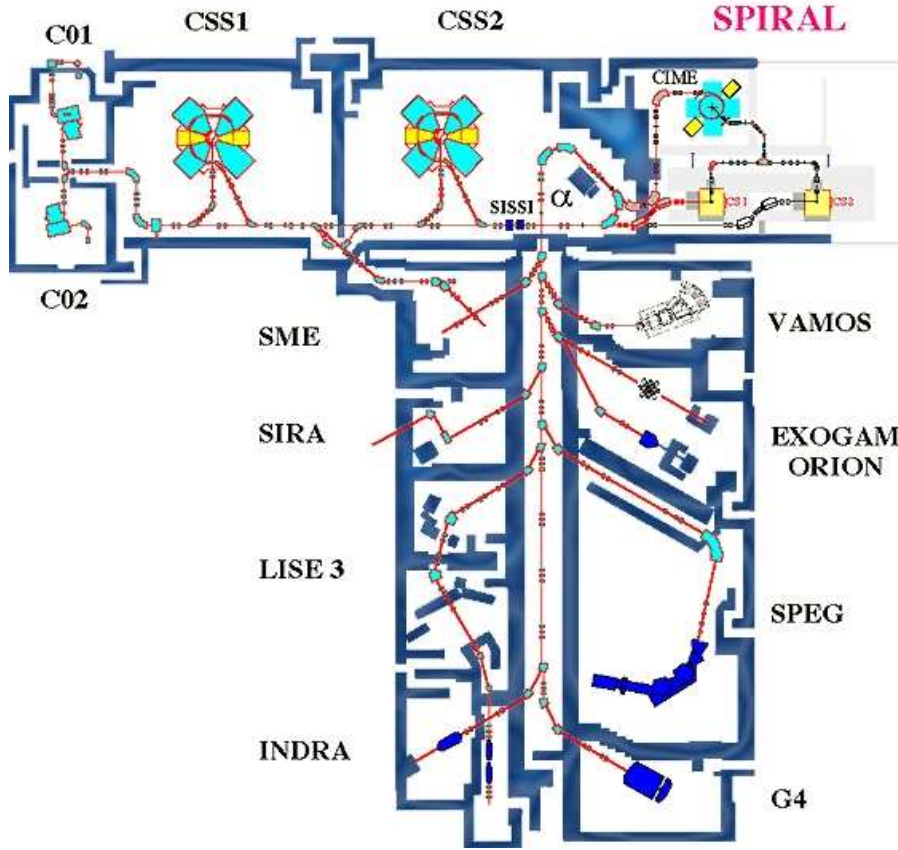


FIG. 2.1 – Vue d'ensemble du GANIL : accélérateurs et aires expérimentales.

## 2.2 Production du faisceau secondaire

### 2.2.1 SISSI

Le faisceau primaire est envoyé sur la cible de production de SISSI (Source d'Ions Secondaire à Supraconducteur Intense) [Jou91] pour obtenir le faisceau secondaire cocktail qui nous intéresse. Cette cible était dans notre cas en tantale ( $Z=73$ ) d'une épaisseur de  $1488 \text{ mg/cm}^2$ . La fragmentation est le processus dominant à quelques dizaines de AMeV. On peut le décrire en terme d'abrasion-ablation [Huf75]. Les noyaux cible et projectile vont interagir et il y a arrachage de nucléons seulement dans leur zone de recouvrement ; c'est la phase d'abrasion. La partie restante du projectile (quasi-projectile) continue sa trajectoire avec une vitesse proche de celle du faisceau incident. Le quasi-projectile a acquis durant l'abrasion une énergie d'excitation qu'il évacue par « évaporation » de nucléons, c'est la phase d'ablation.

Cette fragmentation permet de créer une très grande variété de noyaux plus ou moins exotiques. Cependant le processus de fragmentation dégrade les qualités optiques du faisceau. En effet, l'ouverture angulaire du faisceau composite est grande (80-100 mrad).

Le faisceau composite devant être ensuite sélectionné à l'aide d'un spectromètre, la transmission est donc faible. Il est nécessaire d'améliorer cette transmission grâce au dispositif SISSI [Ann97].

Le premier solénoïde (FIG. 2.2) supraconducteur de SISSI focalise le faisceau primaire sur la cible de fragmentation en une petite tache de 0.4 mm. Les noyaux produits par fragmentation sur la cible sont émis avec un angle plus ou moins grand et sont refocalisés sur la ligne par le second solénoïde de SISSI. Ce système permet de délivrer des faisceaux secondaires intenses produit par fragmentation.

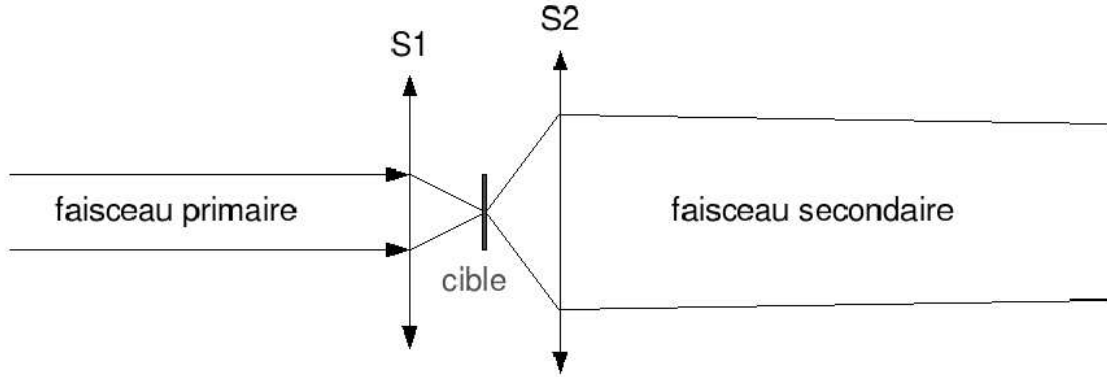


FIG. 2.2 – Schéma de principe de SISSI

### 2.2.2 le spectromètre $\alpha$

Les noyaux produits sont alors sélectionnés en vol par le spectromètre  $\alpha$  qui tire son nom de sa forme et comporte deux dipôles identiques. Un premier tri des noyaux est effectué avec la sélection magnétique du premier dipôle : seules les particules satisfaisant à la relation  $B\rho = \gamma Mv/Q$  où  $\rho$  est le rayon de courbure du premier dipôle,  $v$ ,  $Q$  et  $M$  respectivement les vitesses, charge et masse de la particule sont sélectionnées. Dans notre cas, la rigidité magnétique de la première section de l' $\alpha$  était  $B\rho_1 = 2.1018$  Tm. Pour améliorer la sélection, on utilise un dégradeur achromatique placé entre les deux dipôles du spectromètre  $\alpha$  où les particules perdent de l'énergie suivant la formule de Bethe et Bloch  $\Delta E \propto AZ^2/E$ . Dans notre expérience, le dégradeur relativement mince servait surtout à éliminer les particules légères. Enfin le deuxième dipôle fait une deuxième sélection en  $M/Q$ . La rigidité magnétique de la deuxième section de l' $\alpha$  était  $B\rho_2 = 2.070$  Tm.

### 2.2.3 le faisceau secondaire

La figure 2.3 (*gauche*) présente le faisceau secondaire produit par SISSI sans dégradeur et pour  $B\rho_1 = B\rho_2 = 2.07$  Tm. Les lignes pour les noyaux ayant un rapport  $M/Q = 2$  et 2.5 sont clairement visibles sur la matrice d'identification. Sur la ligne des isotopes de carbone (resp. oxygène), on trouve un noyau avec un rapport  $M/Q = 2$  - le

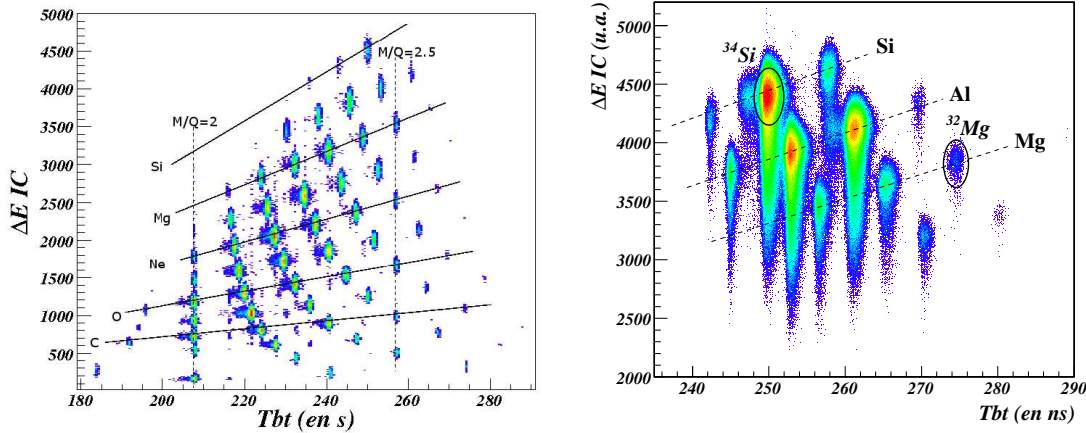


FIG. 2.3 – Noyaux produits sans (*gauche*) et avec (*droite*) dégradeur.

$^{12}_6\text{C}$  (resp.  $^{16}_8\text{O}$ ) - et un autre avec un rapport  $M/Q = 2.5$  - le  $^{15}_6\text{C}$  (resp.  $^{20}_8\text{O}$ ) - et 2 (resp. 3) noyaux entre les deux. On remarque aussi un « trou » au niveau du  $^4_2\text{Be}$  qui est non lié. Ceci permet une identification sans ambiguïté de tous les noyaux.

La figure 2.3 *droite* présente la même matrice d'identification après insertion d'un dégradeur et optimisation de la première section de l'alpha pour favoriser la transmission des noyaux à 20 neutrons ( $^{32}\text{Mg}$ ,  $^{33}\text{Al}$ ,  $^{34}\text{Si}$ ). Cette matrice correspond aux conditions nominales de l'expérience avec la pleine acceptance du spectromètre  $\alpha$ , aussi bien en émittance qu'en énergie, et l'intensité maximale du faisceau secondaire de l'ordre de  $5 \cdot 10^4$  pps.

## 2.3 Dispositif expérimental

Le faisceau secondaire était composé d'une douzaine de noyaux différents, d'où le nom de faisceau cocktail. Nous avons utilisé deux détecteurs à galettes à microcanaux et une chambre à ionisation pour l'identification des ions incidents. Elle est obtenue par mesure de temps du vol entre les deux galettes et de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation. Après la cible, les éjectiles étaient sélectionnés et identifiés au plan focal de VAMOS, et les rayonnements  $\gamma$  de désexcitation émis au cours de la réaction étaient mesurés dans 11 trèfles d'EXOGAM. Les paragraphes qui suivent décrivent ces ensembles de détection. La figure 2.4 présente un schéma simplifié du dispositif expérimental. La figure 2.5 est une photographie de VAMOS avec Exogam.

## 2.4 Détecteurs du faisceau cocktail

Pour pouvoir identifier sans ambiguïté les ions incidents produits avec SISSI, nous avons besoin de connaître leur masse et leur numéro atomique. Aux énergies considérées

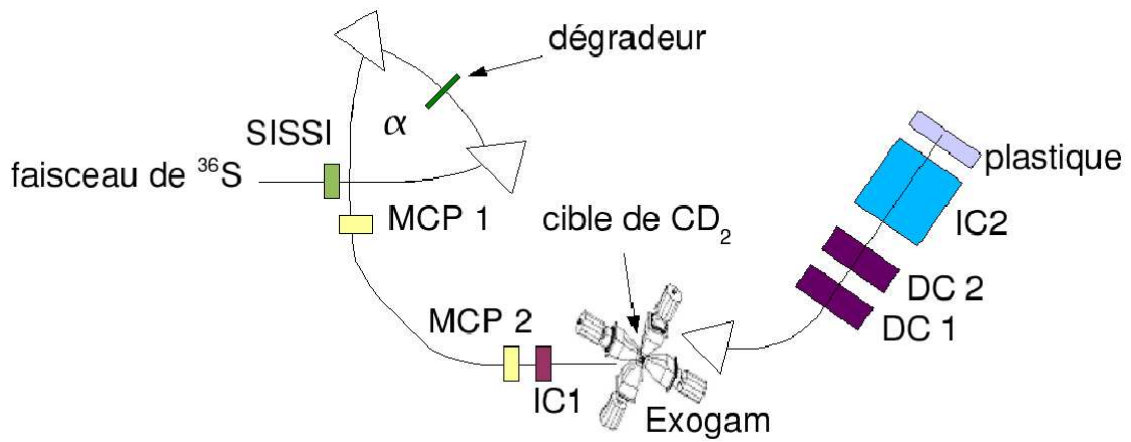


FIG. 2.4 – De la production à la détection

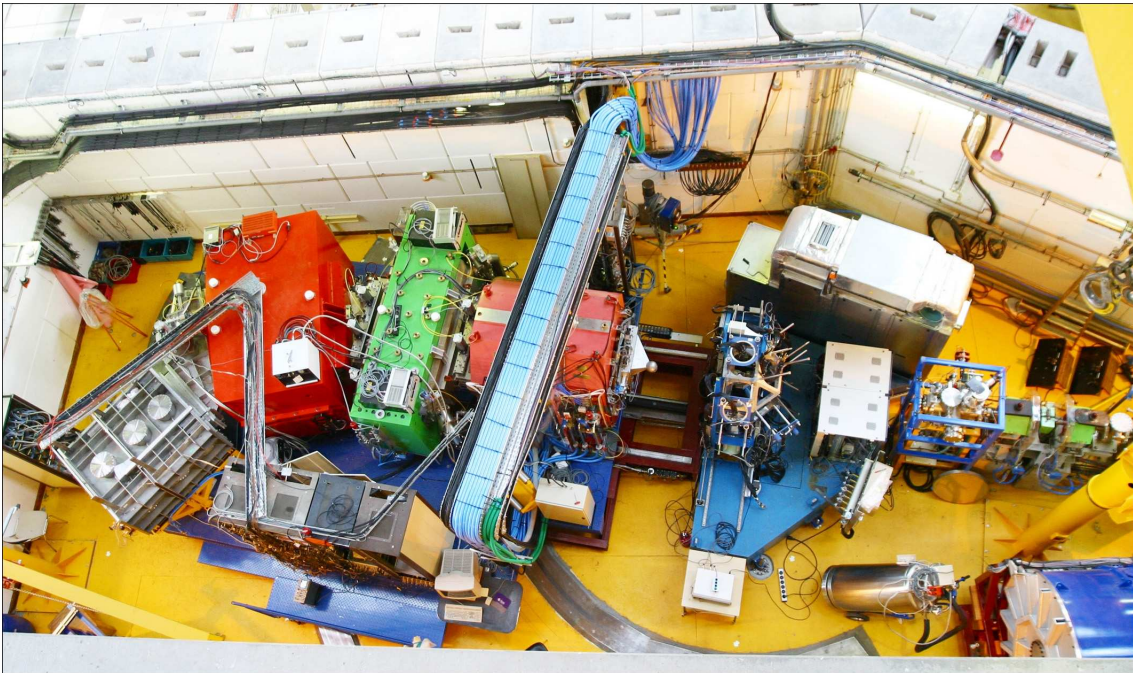


FIG. 2.5 – Vue de dessus de la salle contenant VAMOS et Exogam.

dans l'expérience, les ions légers sont totalement épluchés. Leur charge est donc égale au numéro atomique. Les deux quantités, masse et charge, sont déduites des deux relations suivantes :

$$E \propto AT_{vol}^2$$

et

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \propto \left(\frac{Z}{v}\right)^2$$

La matrice  $\Delta E - T_{vol}$  (figure 2.3) permet donc cette identification. Le temps de vol est obtenu par différence entre deux temps  $T_{start}$  et  $T_{stop}$ , donnés par deux détecteurs à galettes à microcanaux situés respectivement à la sortie du spectromètre  $\alpha$  et à 1.7 m avant la cible de réaction. La distance de vol était de 19.82 m.

### 2.4.1 les détecteurs à galettes à microcanaux

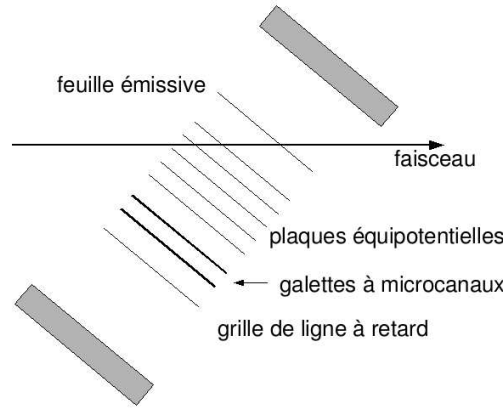


FIG. 2.6 – Schéma de principe du détecteur à galettes à microcanaux [Odl96].

Le schéma de principe des détecteurs à galettes à microcanaux est présenté sur la figure 2.6. Le passage d'un noyau à travers la feuille émissive arrache des électrons qui sont accélérés et focalisés vers les galettes grâce aux champs électrique et magnétique. Ces deux galettes montées en chevron permettent la multiplication du signal d'un facteur  $10^6$ . Le signal pris au niveau de la seconde galette présente un temps de montée inférieur à la ns ce qui permet une très bonne mesure de temps. Pour le détecteur situé à la sortie de l' $\alpha$  (« gastro »), le champ magnétique est perpendiculaire au champ électrique et les galettes sont donc positionnées « à côté » de la cible (FIG. 2.7 *gauche*). Le détecteur « galotte », situé à côté de la cible de réaction utilise une autre géométrie : le champ magnétique est parallèle au champ électrique, les galettes sont placées derrière la feuille émissive (FIG. 2.7 *droite*). Ce détecteur permet en principe de mesurer des positions horizontales et verticales grâce à un système de lignes à retard [Odl96], nous n'avons pas utilisé cette information, seulement celle sur le temps. Pour les mesures de temps, l'efficacité de chacun des détecteurs était de 90%.

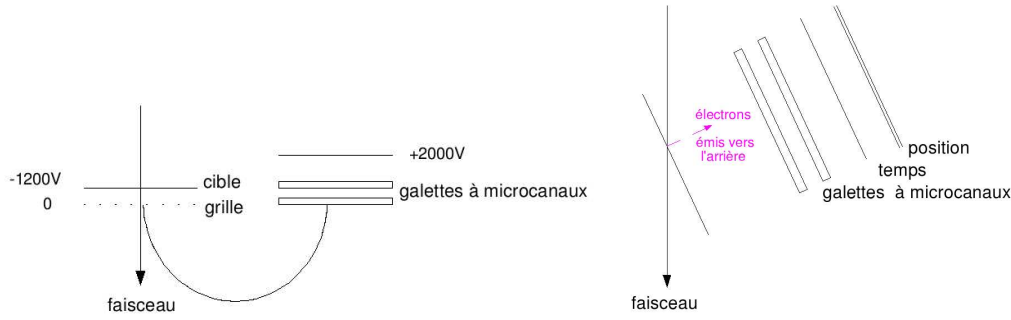


FIG. 2.7 – Schéma de principe de gastro (*gauche*), détecteur situé à la sortie de l' $\alpha$  et de galotte (*droite*), détecteur situé juste avant la cible.

### 2.4.2 la chambre à ionisation

Elle permet de mesurer la perte d'énergie,  $\Delta E$ , nécessaire à l'identification des projectiles avec un minimum de matière. Elle présente aussi l'avantage de pouvoir supporter des intensités de faisceau relativement importantes (de l'ordre de  $5 \cdot 10^4$  pps). Cette chambre à ionisation est un cylindre de 5 cm de diamètre et de 11 cm de longueur. Elle est remplie d'isobutane  $C_4H_{10}$  à une pression de 300 mbar. Les fenêtres d'entrée et de sortie sont des feuilles de mylar de  $6 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Nous ne nous sommes pas servi de ces fenêtres comme électrodes car elles sont déformées par la pression exercée par le gaz. Après la fenêtre d'entrée et avant la fenêtre de sortie, des feuilles de mylar aluminisé de  $1.5 \mu\text{m}$  d'épaisseur assurent le rôle de cathodes. Au centre est placée une troisième feuille qui joue le rôle d'anode et qui est reliée au préamplificateur de charge. Une série d'anneaux équipotentiels garantissent l'homogénéité du champ électrique. On obtient une résolution en énergie de 4%.

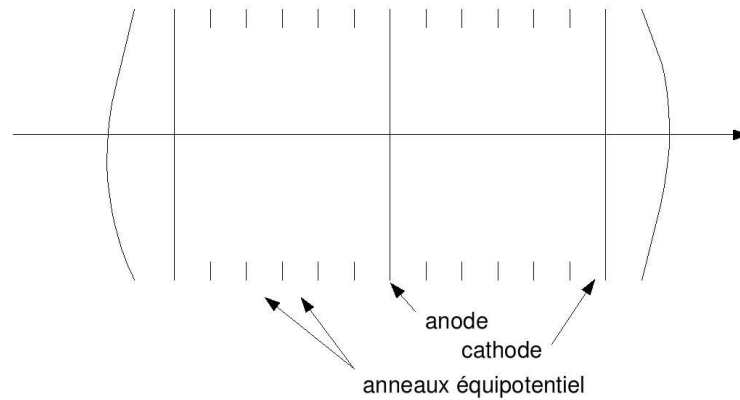


FIG. 2.8 – Schéma de principe de la chambre à ionisation avant la cible.

L'identification des noyaux incidents a été illustrée au paragraphe 2.2 (FIG. 2.3). Nous avons pu obtenir une bonne identification de tous les noyaux malgré des taux de

comptage relativement importants, de l'ordre de  $5.10^4$  pps. Le taux de comptage était de l'ordre de 100 pps pour le  $^{32}\text{Mg}$  et  $1.10^4$  pps pour le  $^{34}\text{Si}$ .

Ce taux de comptage est relativement élevé pour une chambre à ionisation. Nous avons donc cherché à évaluer au mieux les phénomènes d'empilement en utilisant la corrélation temps-perte d'énergie (FIG. 2.9). L'énergie et le temps de la chambre à ionisation sont pris sur le même amplificateur de constante de temps  $1\ \mu\text{s}$ , l'énergie sur la voie unipolaire, le temps sur la voie bipolaire. Pour le temps, le start est donné par le détecteur à galettes à microcanaux galotte placé juste devant la chambre.

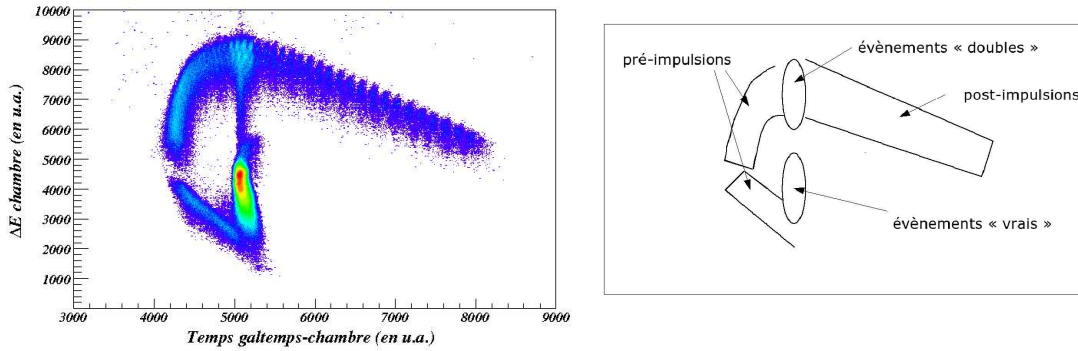


FIG. 2.9 – Empilement du faisceau incident

Sur la figure 2.9, les bons événements se situent dans l'îlot de forte intensité ( $\Delta E = 4000$ ;  $ToF = 5000$ ).

Pour les événements doubles (deux particules sont détectées en même temps), le temps est correct par contre la perte d'énergie est deux fois celle attendue. Pour les post-impulsions, avant d'avoir fini le codage de la première particule, une seconde est codée ; la perte d'énergie est donc plus grande (compris entre une et deux perte d'énergie), le temps aussi. On remarque le caractère pulsé du faisceau. Pour les pré-impulsions, la perte d'énergie peut être inférieure ou supérieure à la vraie énergie en fonction de la position respective des deux signaux, mais le temps est plus court.

Dans l'analyse des données, nous avons donc introduit un filtre pour sélectionner les événements correspondant à l'îlot des « vrais ».

## 2.5 cibles

Nous avons utilisé des cibles de polypropylène deutéré  $(\text{CD}_2)_3$  de  $30\text{ mg/cm}^2$  d'épaisseur. Cette épaisseur a été choisie suffisamment grande pour maximiser la probabilité de réaction, sans introduire une trop grande variation d'énergie des noyaux incidents pour ne pas augmenter l'élargissement Doppler au-delà de celui dû à l'ouverture angulaire des segments d'Exogam (cf §2.7.3).

Les réactions d'intérêt étaient : la diffusion inélastique (d,d'), le pick-up et le stripping d'un neutron (d,p), (d,t) et d'un proton (d, $^3\text{He}$ ). Nous avons observé au cours de

l'expérience que la part de la fragmentation semblait également importante. Comme le système de détection ne comportait pas de détecteurs pour les particules légères de recul tel que MUST ou TIARA, il est difficile de savoir si la réaction a eu lieu sur les deutons ou sur les carbones de la cible. Pour pouvoir soustraire éventuellement la contribution due au carbone, nous avons effectué une série de mesures sur une cible de carbone de  $20 \text{ mg/cm}^2$  d'épaisseur.

## 2.6 VAMOS

VAMOS (VARIABLE MODe Spectrometer) est un spectromètre qui comprend deux quadrupôles (lentilles magnétiques), un filtre de Wien (inactif dans l'expérience présente), un dipôle (prisme) et un système de détection au plan focal que nous allons décrire.

### 2.6.1 Principe d'un spectromètre magnétique

VAMOS [Sav03] permet de mesurer la quantité de mouvement des éjectiles après la cible. Son principe de fonctionnement utilise l'effet d'un champ magnétique  $B$  sur une particule de charge  $q$  et de quantité de mouvement  $p$ . Le rayon de courbure  $\rho$  de la particule est défini par  $B\rho = p/q$ . Les particules de même  $p/q$ , quel que soit l'angle de sortie de cible, convergent toutes en un point de focalisation. L'ensemble de ces points définit le plan focal.

### 2.6.2 Détecteurs au plan focal

La détection de VAMOS dont un schéma est présenté FIG. 2.10, est équipée de deux chambres à dérive (mesure de position), d'une chambre à ionisation (perte d'énergie) et d'un scintillateur plastique (énergie résiduelle et temps).

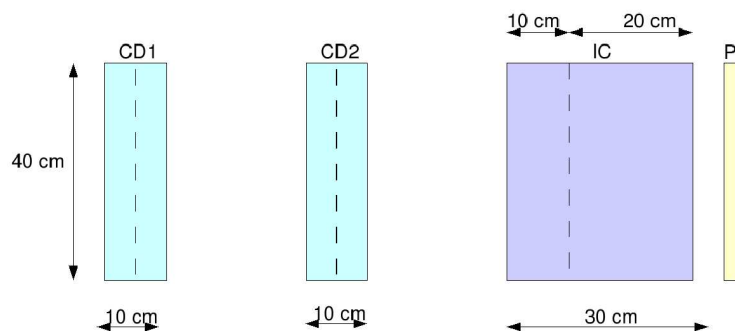


FIG. 2.10 – Schéma du système de détection au plan focal de VAMOS.

### Chambres à dérivation

Les deux chambres à dérivation, dont un schéma de principe est représenté figure 2.11, permettent de mesurer les positions horizontales et verticales, de reconstruire les trajectoires et d'en déduire les positions focales dans le plan horizontal  $X_f$  et dans le plan vertical  $Y_f$ . Ces deux chambres sont remplies d'isobutane  $C_4H_{10}$  à une pression de 13 mb. Les électrons issus de l'ionisation primaire du gaz dérivent vers la grille de Frisch. Ils sont ensuite collectés et amplifiés au niveau des fils amplificateurs qui induisent un signal sur les pistes. Chaque chambre comporte deux rangées de 64 pistes de 49.5 mm de long et de 6 mm de large disposées en quinconce. La position  $X_f$  est obtenue grâce à la position des pistes touchées.  $Y_f$  est obtenu grâce au temps de dérivation des électrons vers les fils [Dro01]. Les signaux des pistes sont traités par multiplexage<sup>1</sup> au moyen de GASSIPLEXs. Les GASSIPLEXs sont des ASICs<sup>2</sup> développés au CERN au début des années 90. Un GASSIPLEX traite 16 voies d'entrées. Il comprend un étage d'amplification et de mise en forme et un étage de multiplexage. Le séquençage et le codage sont effectués par les modules VME Caen C-RAMS (CAEN Readout for Analog Multiplexed Signals) V551B et V550. Le temps de lecture des voies est d'environ 1  $\mu$ s par voie.

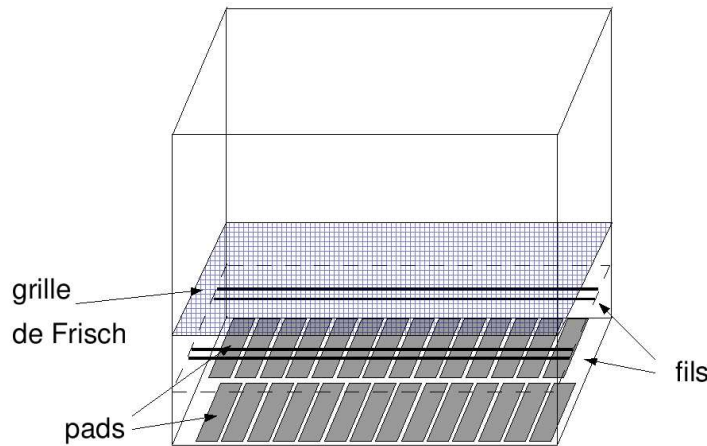


FIG. 2.11 – Schéma d'une des chambres à dérivation de VAMOS.

### Chambre à ionisation

Elle permet de mesurer les pertes d'énergie  $\Delta E$  nécessaires à l'identification des éjectiles. Elle utilise le principe du compteur proportionnel : une particule traverse la chambre et ionise le gaz. Ces électrons dérivent vers la grille de Frisch. Les électrons sont multipliés grâce à une grille d'amplification et collectés sur des pistes car l'anode

<sup>1</sup>multiplexage : action d'assembler des signaux indépendants en un seul signal composite à partir duquel ils peuvent être restitués.

<sup>2</sup>ASIC (Application Specific Integrated Circuit) : circuit intégré spécialisé. Il regroupe un grand nombre de fonctionnalités sur mesure (ici préamplificateurs, amplificateurs, filtres notamment).

est segmentée en  $2 \times 7$  pistes. La chambre à ionisation était remplie d'isobutane  $C_4H_{10}$  à une pression de 80 mb. Son schéma est présenté FIG. 2.12. Dans notre analyse nous avons considéré la somme des pertes d'énergie des deux séries de pistes.

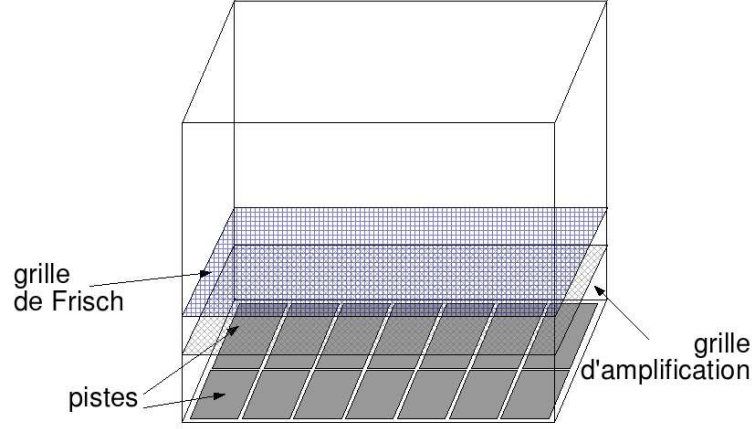


FIG. 2.12 – Schéma de la chambre à ionisation de VAMOS

### Plastique

Le scintillateur plastique arrête les particules. L'énergie déposée est convertie en lumière qui est collectée aux extrémités du plastique et convertie en électrons au niveau des photomultiplicateurs [Leo87]. Grâce aux photomultiplicateurs, nous avons accès à chaque extrémité à un signal temps et amplitude ( $T_{PLG}$ ,  $T_{PLD}$ ,  $Q_{PLG}$ ,  $Q_{PLD}$ ). Le plastique sert de déclenchement à l'acquisition.

### Empilement Plastique

Durant l'expérience, le taux de comptage était de  $5.10^4$  particules par seconde. Nous utilisions des impulsions lentes pour certaines informations comme la perte d'énergie dans la chambre à ionisation de VAMOS. Comme pour les détecteurs de faisceau, nous avons introduit un filtre sur les événements pour rejeter les empilements. Pour les détecteurs du plan focal, ce filtre utilisait le temps entre le plastique retardé (stop) et le trigger de l'acquisition (start). Le trigger est en général le plastique donc ce temps représente le pile-up, ie. l'empilement des événements "post-impulsion" : VAMOS voit pendant un événement plusieurs événements. La figure 2.13 présente le spectre obtenu pour cette mesure de temps. Le seul "vrai" temps est le premier ; c'est pourquoi nous ne considérons dans notre analyse que les événements du premier pic (ce temps doit être inférieur à 154 canaux). Les événements correspondant aux empilements représentent 20% du nombre total des événements. Cette proportion est en accord avec l'estimation obtenue à partir du taux de comptage et de la largeur des impulsions les plus lentes ( $\sim 4 \mu s$  pour la chambre à ionisation).

$$N_{Pile-Up} = N_1 \times N_2 \times \tau$$

où  $N_{Pile-Up}$  est le nombre d'évènements d'empilement,  $N_1$  le nombre de particules 1,  $N_2$  le nombre de particules 2,  $\tau$  le temps d'intégration

$$ie N_{Pile-Up} = N^2 \times \tau$$

$$d'ou P_{Pile-Up} = \frac{N_{Pile-Up}}{N} = N \times \tau$$

où  $P_{Pile-Up}$  est la probabilité d'empilement et  $N$  le nombre de particules détectées

$$Ici P_{Pile-Up} = 5.10^4 \times 4.10^{-6} = 20\%$$

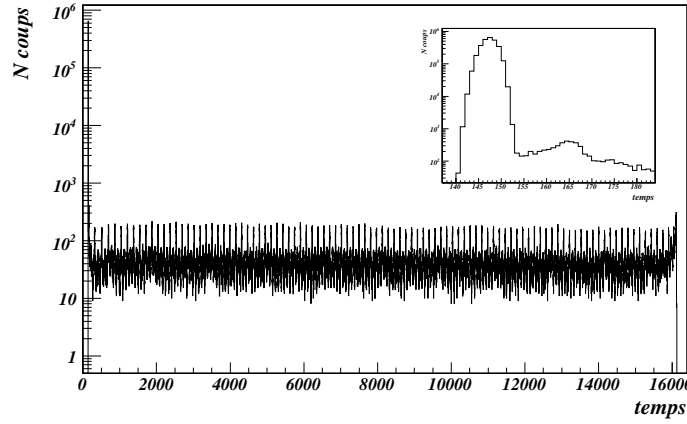


FIG. 2.13 – Pile-Up Plastique

### 2.6.3 Identification des éjectiles

La figure 2.14 montre une matrice d'identification obtenue à partir de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation et du temps plastique.

En effet,

$$Z \propto \beta \sqrt{\Delta E}$$

et

$$B\rho = \frac{\gamma M v}{Q}$$

ie

$$M/Q \propto \frac{B\rho}{\gamma\beta}$$

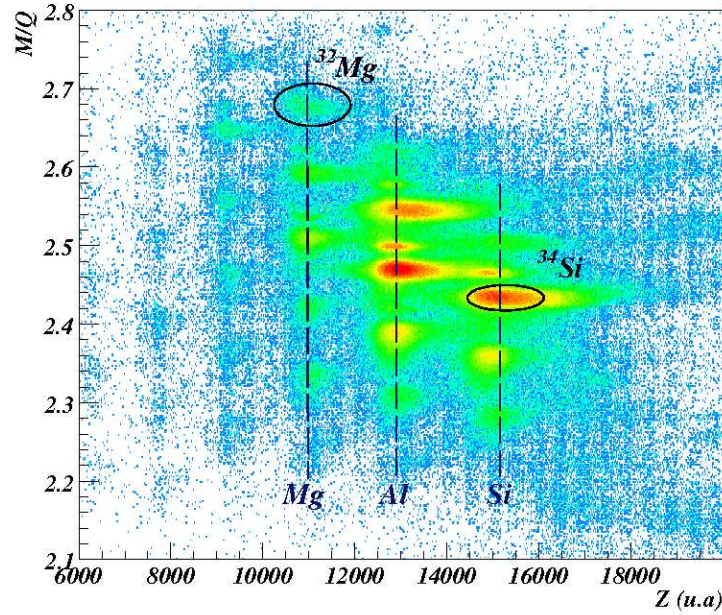


FIG. 2.14 – Identification après la cible

$\beta$  et  $\gamma$  sont obtenus grâce au temps plastique.  $\Delta E$  est l'énergie perdue dans la chambre à ionisation de VAMOS. La reconstruction des trajectoires à partir des positions mesurées dans les chambres à dérive nous permet d'obtenir le  $B\rho$  particule par particule. La mesure de temps de vol est corrigée par le parcours dans le spectromètre.

#### 2.6.4 Acceptance de VAMOS

La configuration normale de VAMOS au niveau du point cible ne permet pas l'installation des détecteurs Exogam à l'avant (autour de  $45^\circ$ ). Nous avons donc utilisé une configuration éloignée de VAMOS pour pouvoir placer les détecteurs Exogam aux angles nécessaires pour l'expérience (cf § 2.7.1).

Cette configuration présente aussi l'avantage de pouvoir utiliser les quadrupôles de VAMOS à un  $B\rho$  de l'ordre de 2 Tm, contre seulement 1.6 Tm pour la configuration normale. Cette valeur plus élevée de la rigidité magnétique nous a permis de réaliser l'expérience à une énergie d'environ 30 AMeV pour les différents noyaux incidents. Une énergie plus faible aurait entraîné une intensité plus faible, dans le rapport  $\frac{I_{E_1}}{I_{E_2}} = (\frac{E_1}{E_2})^2$  [Fen93].

Nous avons utilisé une grille placée à 74.5 cm après la cible pour déterminer expérimentalement l'acceptance de VAMOS dans notre configuration (VAMOS reculé de 49 cm) et calibrer la reconstruction des trajectoires. Cette procédure utilise une fonction de transfert qui, à partir des mesures au plan focal obtenues grâce aux chambres à dérive ( $X_f, Y_f, \theta_f$  et  $\phi_f$ ) calcule les valeurs reconstruites au point cible. Comme le montre

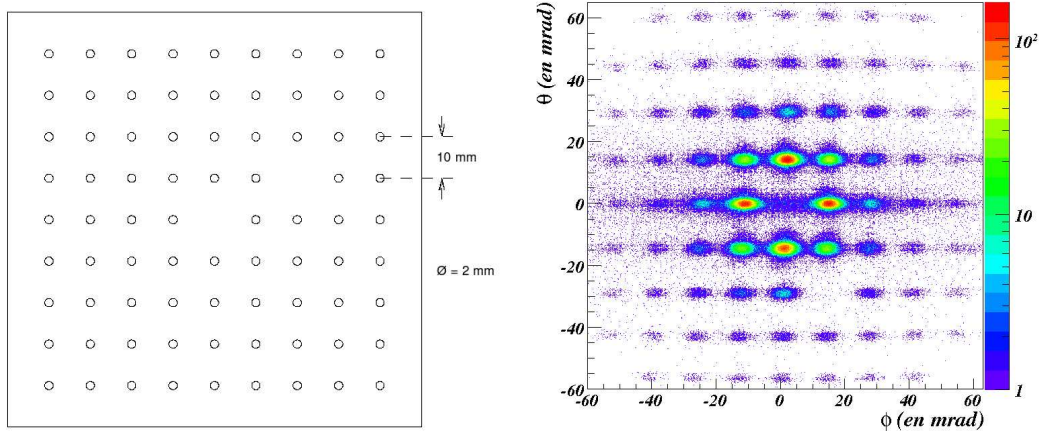


FIG. 2.15 – Schéma et image reconstruite de la grille

l'image de la grille (FIG. 2.15), l'acceptance en  $\theta$  et en  $\phi$  est de 67 mrad ( $\arctan(\frac{50}{745})^3$ ), soit un angle solide de 14 msr.

Toutefois, nous n'avons pas utilisé l'information de l'angle de l'éjectile lourd car l'incertitude liée à l'ouverture angulaire des segments d'Exogam était plus grande que celle liée à l'angle d'émission de cet éjectile.

### 2.6.5 cinématique

Pour illustrer la cinématique des réactions de l'expérience, nous allons considérer le cas du  $^{34}\text{Si}$  en sortie de cible. Les noyaux qui le produisent sont le  $^{34}\text{Si}$  par diffusion inélastique, le  $^{33}\text{Si}$  par transfert (d,p) ou ( $^{12}\text{C}, ^{11}\text{C}$ ) et le  $^{35}\text{Si}$  par transfert (d,t) ou ( $^{12}\text{C}, ^{13}\text{C}$ ) et fragmentation. La table des chaleurs de réaction utiles pour l'expérience présente est reportée en ANNEXE A. La figure 2.16 présente les courbes cinématiques de la diffusion inélastique  $^{34}\text{Si}(d,d')^{34}\text{Si}^*$  et des réactions de transfert  $^{33}\text{Si}(d,p)^{34}\text{Si}$  et  $^{35}\text{Si}(d,t)^{34}\text{Si}$ . L'axe horizontal représente la position au plan focal, où la dispersion en moment est de 2cm/%. Pour la fragmentation, nous avons utilisé la systématique de Borrel [Bor83] pour obtenir la vitesse et la modélisation de Goldhaber [Gol74] pour la largeur de la distribution. Ainsi, comme le fragment est très proche (en masse) du projectile, il conserve sa vitesse et la largeur de la distribution est assez étroite ( $\sim 95$  fm/c).

## 2.7 Exogam

Exogam est un ensemble modulaire de détecteurs germanium de haute résolution. Il a été conçu pour couvrir un grand angle solide. Il est théoriquement composé de 16

<sup>3</sup>On a l'image de toute la grille excepté les quatre trous aux coins. Le rayon du cercle couvert est donc de  $\sqrt{30^2 + 40^2} = 50$  mm. La distance cible-grille est normalement de 255 mm rallongé ici de 490 mm.

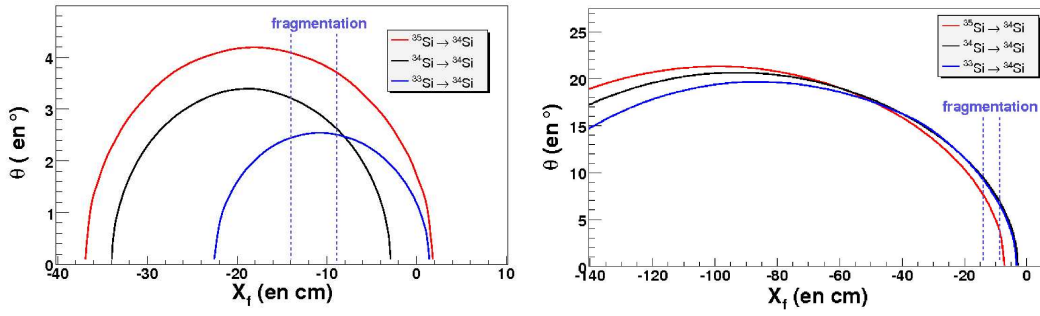


FIG. 2.16 – Lignes cinématiques sur les deutons (*gauche*) et sur le carbone de la cible de  $CD_2$  (*droite*), pour les réactions considérées dans l'insert.

« trèfles » (Clover en anglais). Pour notre expérience nous disposons de 11 détecteurs. Chaque trèfle est constitué de 4 grands cristaux germanium de 60 mm de diamètre et de 90 mm de long, eux-mêmes segmentés électriquement en 4 (figure 2.17). Cette granularité est nécessaire pour conserver une bonne résolution malgré l'effet Doppler (cf § 2.7.3) dû à l'émission en vol des rayonnements  $\gamma$ .

### 2.7.1 Géométrie des trèfles -à 4 feuilles-

Dans notre expérience, nous voulions mesurer des distributions angulaires de rayonnements  $\gamma$  émis par réaction de transfert (cf CHAPITRE 3). Nous avons donc besoin de couvrir le plus d'angles possibles et le plus grand angle solide possible. Nous avons donc utilisé la configuration A d'Exogam qui correspond au cas où les détecteurs sont placés au plus proche de la cible à environ 11.4 cm [wExo].

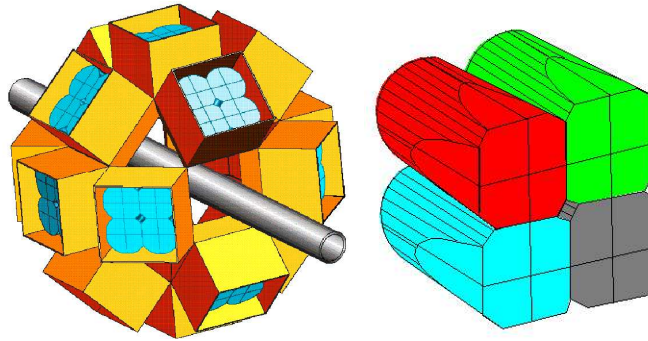


FIG. 2.17 – Géométrie d'Exogam en configuration complète (à gauche) et vue d'un trèfle Ge d'Exogam (à droite).

Les détecteurs étaient répartis sur trois couronnes (FIG. 2.18) pour essayer d'extraire l'éventuelle anisotropie d'intensité de rayonnements  $\gamma$ . Nous avons 4 détecteurs à 45 et 135 degrés, et 3 détecteurs à 90 degrés. Grâce à la segmentation, nous avons accès,

pour chaque couronne, à huit angles de détection. La liste des angles  $\theta$  (par rapport au faisceau) utilisés pour cette expérience est présentée table 2.1. Nous avons considéré

Angles avants ( $45^\circ$ )	30.3	33.0	40.1	42.2	50.3	51.8	60.2	61.2
Angles milieu ( $90^\circ$ )	75.0	75.4	84.9	85.0	95.0	95.1	104.6	105.1
Angles arrières ( $135^\circ$ )	118.8	119.8	128.2	129.7	137.8	139.8	147.0	149.7

TAB. 2.1 – Angle  $\theta$  par rapport au faisceau des différents segments.

le milieu de la face d'entrée comme point d'interaction photon/détecteur mais le libre parcours moyen du photon dans le germanium aurait pu être pris en compte : 2 cm pour un photon de 1 MeV, 1 mm pour un photon de 100 keV ([Kan95] p130). Le tableau 2.2 montre les angles obtenus si on considère que les rayonnements  $\gamma$  interagissent 1 cm après la face d'entrée du détecteur germanium : la différence entre les deux approches est au maximum de l'ordre de  $1^\circ$ .

Angles avants ( $45^\circ$ )	31.4	33.6	40.5	42.2	49.9	51.1	59.1	59.9
Angles milieu ( $90^\circ$ )	76.1	76.4	85.3	85.4	94.6	94.7	103.6	103.9
Angles arrières ( $135^\circ$ )	120.1	120.9	128.9	130.1	137.8	139.5	146.4	148.7

TAB. 2.2 – Angle  $\theta$  par rapport au faisceau des différents segments en considérant que l'interaction photon/matière a lieu en moyenne 1 cm après la face d'entrée du détecteur germanium.

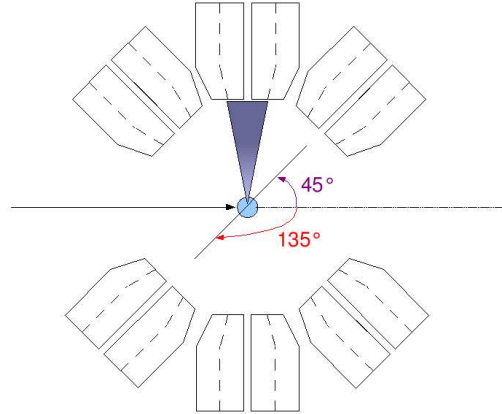


FIG. 2.18 – Configuration d'Exogam pour l'expérience.

## 2.7.2 Etalonnages en énergie et en efficacité

La source de  $^{60}\text{Co}$  a permis de mesurer une résolution globale de la raie à 1173 keV de 2.7 keV LTMH, 2.9 pour celle à 1332 keV. Nous avons utilisé une source de  $^{152}\text{Eu}$

pour calibrer en énergie les 44 cristaux et les 176 segments. Cette source émet des rayonnements  $\gamma$  de 121.8 à 1408 keV (FIG 2.19 *gauche*).

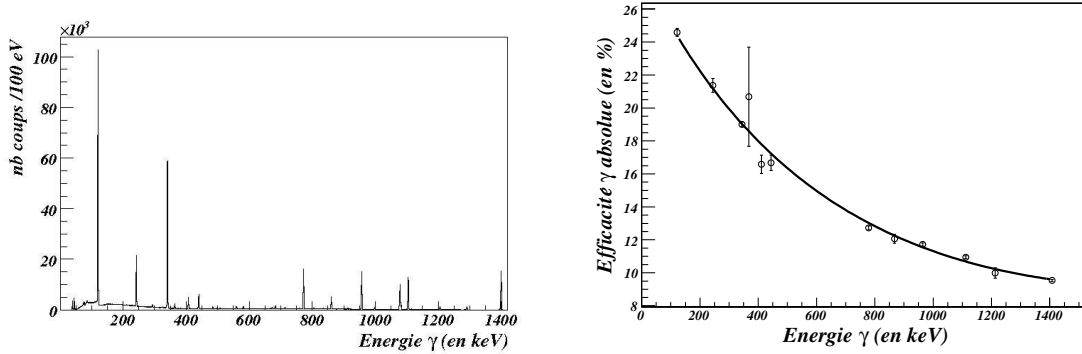


FIG. 2.19 – Spectre  $\gamma$  obtenu avec une source  $^{152}\text{Eu}$  sur une couronne de cristaux Ge (*gauche*). Efficacité relative de notre spectromètre  $\gamma$  (*droite*).

La source d'Europium ne nous a pas servi seulement à calibrer les détecteurs germanium en énergie, elle a aussi servi à déterminer une efficacité relative des rayonnements  $\gamma$  dans la gamme d'énergie de la source (FIG 2.19 *droite*). Nous avons utilisé le logiciel développé par D. C. Radford [wRad] pour le calibrage en énergie mais aussi pour le calcul d'efficacité relative. L'efficacité de détection d'un rayonnement  $\gamma$  dépend de son énergie, de l'angle solide couvert par le détecteur et la géométrie du détecteur. Pour obtenir l'efficacité relative, on détermine le nombre de rayonnements  $\gamma$  observés pour chaque raie de la source d'Europium. Il existe des tables répertoriant l'intensité standard des sources courantes. En normalisant à ces intensités standards, on obtient la courbe d'efficacité relative en fonction de l'énergie.

Nous avons utilisé la source de  $^{60}\text{Co}$  pour normaliser la courbe d'efficacité relative obtenue avec la source de  $^{152}\text{Eu}$ . C'est comme cela que nous obtenons l'efficacité absolue, La source de  $^{60}\text{Co}$  émet deux rayonnements  $\gamma$  à 1173 et 1331 keV en coïncidence.

En utilisant l'activité de la source, nous obtenons une efficacité absolue de 9.3 à 1332 keV et 8.5% à 1173 keV.

### 2.7.3 Effet Doppler

#### Principe

Les rayonnements  $\gamma$  que nous voulons étudier sont émis en vol : ils sont détectés dans le référentiel du laboratoire à une énergie  $E_{det}$  différente de l'énergie  $E_\gamma$  dans le référentiel du noyau. C'est l'effet Doppler. Ces deux énergies sont reliées par la relation suivante :

$$E_\gamma = \gamma E_{det}(1 - \beta \cos \theta)$$

où  $\theta$  est l'angle d'émission du rayonnement par rapport à la direction de déplacement du noyau (FIG. 2.20),  $\beta = v/c$  et  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ .

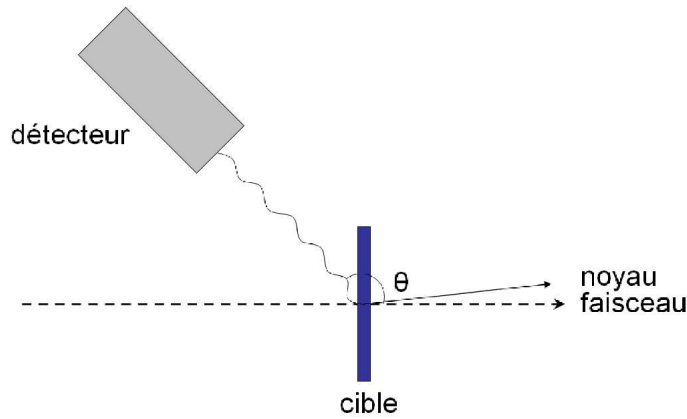


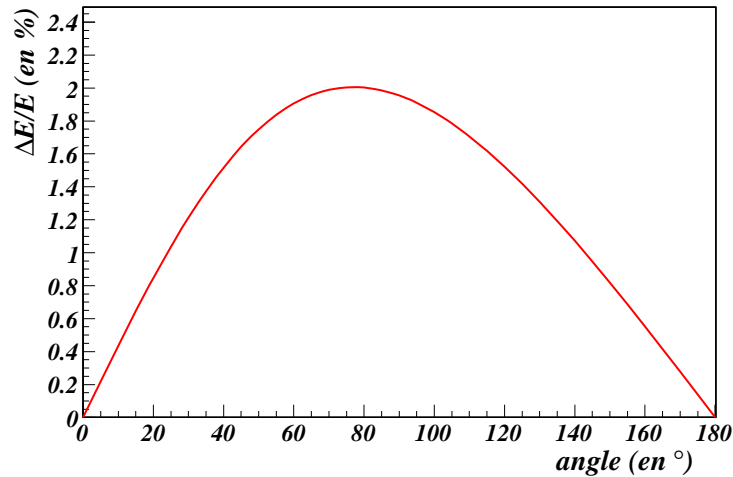
FIG. 2.20 – Effet Doppler.

### Implications

Nous ne connaissons pas l'angle d'émission du rayonnement  $\gamma$  parfaitement à cause de l'ouverture angulaire des segments. Ceci induit des incertitudes au niveau de la correction Doppler et donc un élargissement du pic gamma.

Considérons une incertitude sur l'angle de  $\Delta\theta$ , l'incertitude se propage sur l'énergie  $E$  :

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_\theta = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \Delta\theta$$

FIG. 2.21 – Elargissement Doppler pour une ouverture angulaire de  $\pm 5^\circ$  et  $\beta=0.224$ .

Il faut aussi prendre en compte l'élargissement engendré par l'incertitude sur la

vitesse :

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_\beta = \frac{|\beta - \cos \theta|}{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos \theta)} \Delta \beta$$

Nous devons prendre en compte la superposition quadratique de ces deux effets comme l'illustre la figure 2.22.

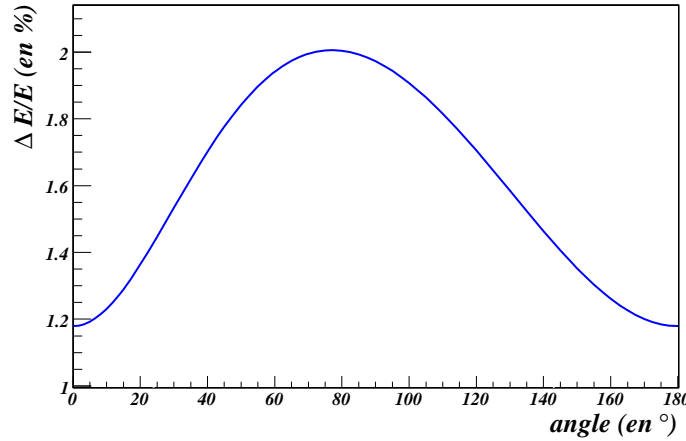


FIG. 2.22 – Elargissement Doppler pour une ouverture angulaire de  $\pm 5^\circ$  et  $\beta=0.224$  et  $\Delta\beta = 5\%$ .

L'élargissement maximal se produit autour de  $80^\circ$  et il est d'environ 2% (FIG. 2.21 et 2.22). La résolution des détecteurs germanium ne pourra donc pas dépasser 20 keV pour un photon de 1 MeV.

Pour illustrer cet effet, nous avons considéré le pic  $\gamma$  à 885 keV du  $^{32}\text{Mg}$ . Nous avons considéré l'angle du trèfle, du cristal ou du segment pour corriger l'effet Doppler (FIG. 2.23). La couverture angulaire d'un segment représente, dans notre configuration,  $10^\circ$ , celle d'un cristal  $20^\circ$  et celle d'un trèfle  $40^\circ$ . La mesure de l'angle par le segment plutôt que par le cristal (et donc par le trèfle!) améliore significativement la résolution du détecteur et le rapport pic sur fond.

Etant donné la faible couverture angulaire de la cinématique de la réaction, nous n'avons pas utilisé l'information de l'angle dans VAMOS pour la correction Doppler car l'approximation faite avec un segment est plus grande.

## 2.7.4 L'Anti-Compton

### Interaction rayonnement $\gamma$ - matière

Un photon interagit avec la matière principalement de trois façons :

- par *effet photoélectrique*. Le photon transfère la totalité de son énergie à l'atome qui en libère une large partie par émission d'un électron.

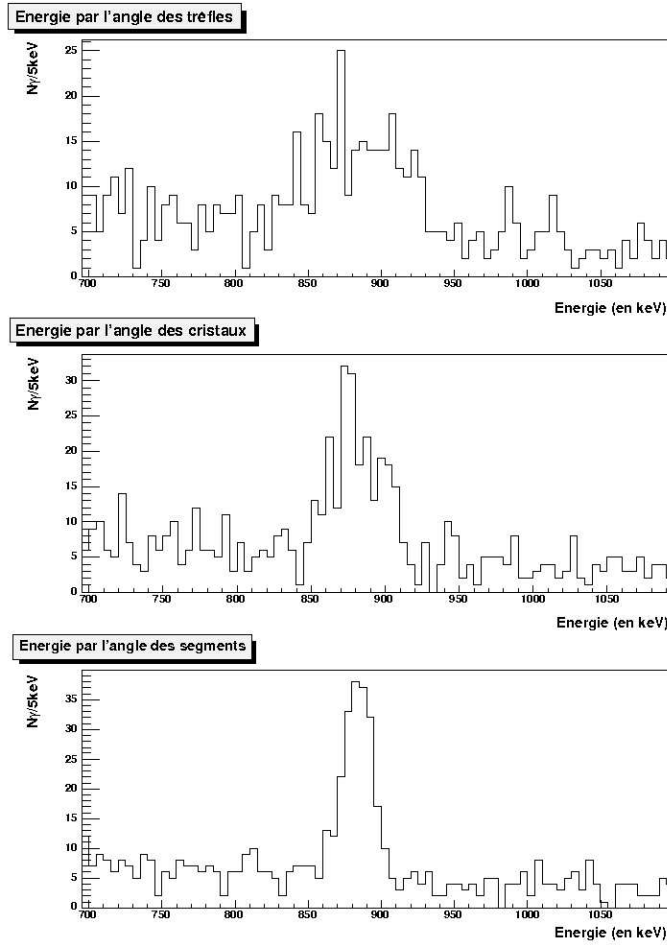


FIG. 2.23 – Elargissement Doppler du  $^{32}\text{Mg}$  suivant que l'angle considéré pour la correction Doppler est obtenu à partir du trèfle, du cristal ou du segment.

- par *effet Compton*. Le photon diffuse sur un électron et lui transfère une partie de son énergie.
- par *création de paires*. Ce processus n'est possible que si le photon a une énergie supérieure à 1022 keV, énergie nécessaire à la création de la paire  $e^+e^-$  (électron-positron).

La figure 2.24 présente le domaine de la prédominance d'un processus sur les deux autres en fonction du milieu absorbeur et de l'énergie du photon.

Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, pour le germanium ( $Z=32$ ), la diffusion Compton est le processus dominant de l'interaction rayonnement-matière.

### L'Anti-Compton passif

Afin de minimiser les effets Compton, chaque trèfle est muni d'une enceinte anti-Compton composé de BGO (détecteur scintillateur en germanate de bismuth). Nous

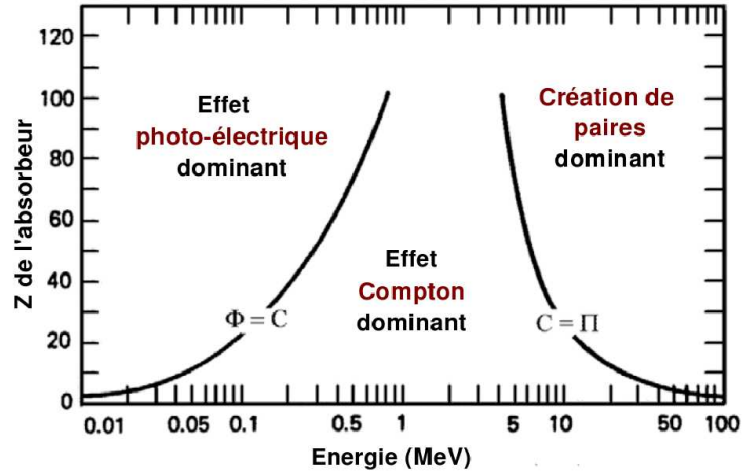


FIG. 2.24 – Effet dominant de l'interaction rayonnement  $\gamma$ -matière en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique  $Z$  du milieu absorbeur, d'après [Kno99].

l'avons utilisé de façon passive, comme un absorbeur de rayonnements  $\gamma$ . Nous étions en configuration « partial shield » : tous les détecteurs BGO n'étaient pas installés pour être dans la configuration la plus proche de la cible.

### La correction de l'Add-back

Les évènements Compton peuvent être en partie « récupérés » si on additionne les signaux des cristaux adjacents. Par exemple, pour un évènement double où deux cristaux du même trèfle ont été touchés, nous considérons qu'il s'agit d'un évènement simple d'énergie égale à la somme des énergies des deux cristaux. Nous négligeons donc la possibilité que ces deux signaux soient indépendants.

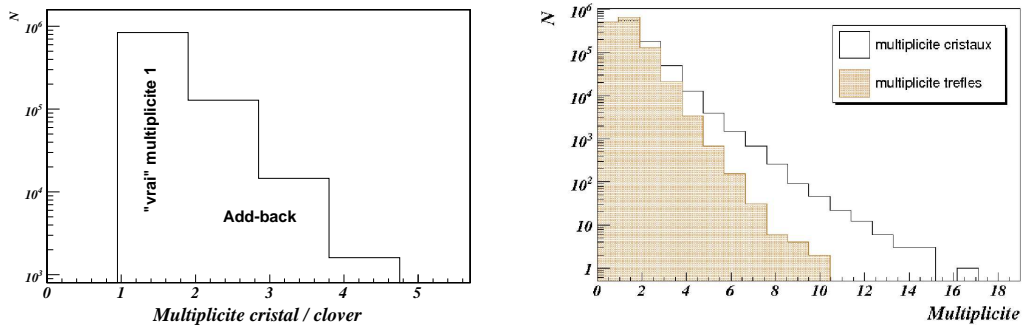


FIG. 2.25 – Multiplicités des cristaux et trèfles pour l' $^{32}\text{Al}$ .

La multiplicité un représente la majeure partie de nos évènements : 68% pour les cristaux et 80.2% pour les trèfles (FIG. 2.25) pour un évènement  $^{32}\text{Al}$ .

### 2.7.5 Modules d'électronique dédiés à Exogam

Exogam et ses détecteurs associés utilisent une électronique spécifique. Pour chaque détecteur, les informations utiles sont l'énergie et le temps. On différencie trois types d'informations : celle provenant des cristaux, des segments et des enceintes anti-Compton. A chacune ses cartes spécifiques. Les informations des cristaux, « contacts centraux » sont traitées par les cartes ECC (Exogam Center Contact). Il y a deux gammes de codage de l'énergie : 6 et 20 MeV. Dans notre cas, l'énergie de séparation d'un neutron la plus haute est celle du  $^{35}\text{P}$  à 8.4 MeV ; nous n'avons donc utilisé que la gamme 6 MeV. Le signal des segments est traité par les cartes GOCCE (Germanium Outer Contact Card for Exogam) ; celui des enceintes BGO (et CsI, non utilisées dans notre cas car nous étions en configuration rapprochée) par les cartes ESS (Escape Suppression Shield).

## 2.8 Electronique et logique de déclenchement

Dans cette expérience, nous avons couplé deux acquisitions : celle de VAMOS et celle d'Exogam. Les événements d'intérêt sont les événements corrélés : VAMOS a détecté un ion et Exogam un ou des rayonnements  $\gamma$  de désexcitation de cet éjectile. L'acquisition de VAMOS est déclenchée par le plastique, le détecteur dont la réponse est la plus rapide. Exogam détecte les rayonnements  $\gamma$  associés aux réactions d'intérêt mais aussi ceux dus à la radioactivité de la salle. Les données d'Exogam ne nous intéressent que si les rayonnements  $\gamma$  observés sont liés à un noyau détecté dans VAMOS. L'acquisition d'Exogam est donc esclave de celle de VAMOS. Le couplage de ces deux acquisitions se fait via le Centrum (module VXI) et le Merge (module VME) [wAcq]. Le Centrum corrèle les deux flots de données provenant de VAMOS et d'Exogam. Le Merge concatène ces deux flots pour construire un événement complet qui sera mis sur bande.

Le schéma d'électronique est donné en Annexe C.

# Distributions Angu- lares

Après avoir décrit quelques notions de base sur les noyaux et les rayonnements  $\gamma$ , nous expliquerons la méthode des distributions angulaires appliquée aux rayonnements  $\gamma$  puis nous l'appliquerons à quelques transitions mesurées dans les noyaux de  $^{34}\text{Si}$  et  $^{32}\text{Mg}$ .

## 3.1 Quelques notions sur les rayonnements $\gamma$

### 3.1.1 Multipolarité de transition

Un état excité d'énergie  $E_i$  peut décroître vers un état d'énergie  $E_f$  par émission d'un rayonnement  $\gamma$ . La connaissance des propriétés de ce rayonnement  $\gamma$  permet de déduire les caractéristiques de l'état initial si on connaît les caractéristiques de l'état final. En effet, l'application des lois de conservation de l'énergie et de la parité (figure 3.1) donne celles de l'état initial.

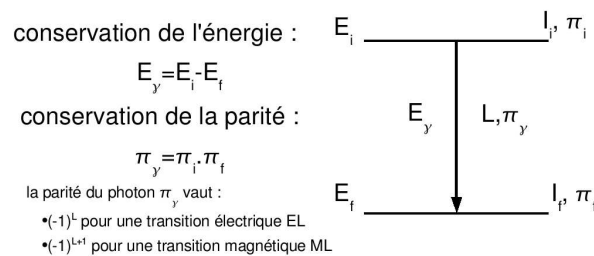


FIG. 3.1 – Règles de conservation pour une transition électromagnétique d'un état quantique initial  $i$  vers l'état final  $j$ .

La composition des moments angulaires impose  $|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f|$ . Si  $I_i$  et  $I_f$  sont fixés, la multipolarité de la transition est limitée. Par exemple, entre un  $3^-$  et un  $2^+$ , les transitions multipolaires possibles sont E1, M2, E3, M4, E5. La plus probable est la transition E1.

### 3.1.2 Probabilité de transition $\gamma$

Suivant le caractère de la transition, la probabilité d'émettre un rayonnement  $\gamma$  entre un état initial et un état final est différent. Une idée de l'ordre de grandeur des temps de demi-vie de ces transitions électriques  $T_{1/2}(Ei)$  et magnétiques  $T_{1/2}(Mi)$  est donné par les estimations de Weisskopf :

$$\begin{aligned} T_{1/2}(E1) &= 6.73 \times 10^{-15} \times A^{-2/3} \times E_\gamma^{-3} & T_{1/2}(M1) &= 2.24 \times 10^{-14} \times A^0 \times E_\gamma^{-3} \\ T_{1/2}(E2) &= 9.37 \times 10^{-9} \times A^{-4/3} \times E_\gamma^{-5} & T_{1/2}(M2) &= 3.12 \times 10^{-8} \times A^{-2/3} \times E_\gamma^{-5} \\ T_{1/2}(E3) &= 1.98 \times 10^{-2} \times A^{-2} \times E_\gamma^{-7} & T_{1/2}(M3) &= 6.60 \times 10^{-2} \times A^{-4/3} \times E_\gamma^{-7} \end{aligned}$$

Les multipolarités d'ordres les plus élevés sont les moins probables car elles ont les durées de vie les plus longues.

### 3.1.3 Alignement

Un ensemble de spins est dit aligné s'il a une distribution axiale symétrique des spins et s'il existe une symétrie de réflexion par rapport à un plan perpendiculaire à un axe de symétrie. Ceci signifie  $p_m = p_{-m}$ . L'alignement produit par un noyau dans un état excité peut être de deux types. Si le moment angulaire est aligné perpendiculairement à l'axe du faisceau, le sous-état magnétique  $m=0$  est peuplé préférentiellement (FIG. 3.2). Il s'agit d'un alignement oblate, observé notamment dans les processus de fusion-évaporation [Mor76]. Si le moment angulaire est aligné parallèlement ou antiparallèlement à l'axe du faisceau, l'alignement est qualifié de prolata et le peuplement des sous états  $m = \pm I_i$  est favorisé. Dans notre cas, nos états excités sont peuplés via

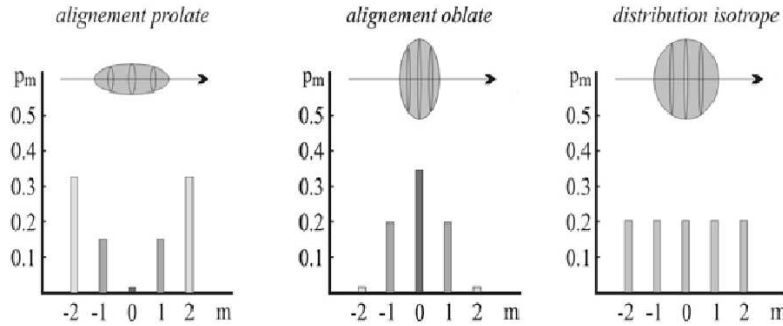


FIG. 3.2 – Les différents types d'alignement.

des réactions inélastiques, de transfert et de fragmentation. La figure 3.2 illustre les différents types d'alignement.

### 3.1.4 Alignement par diffusion inélastique et transfert

Dans une réaction de transfert (ou une diffusion inélastique), la section efficace des sous états magnétiques est donnée par les éléments de matrice diagonaux de la matrice densité :

$$\sigma_m(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \rho_{mm}$$

où l'expression générale de la matrice densité est obtenue à partir des amplitudes de réaction  $F_{lm}(\theta)$  [Sat83, Boh78].

$$\rho_{mm'} = \frac{F_{lm}(\theta) F_{lm'}^*(\theta)}{\sum_m |F_{lm}|^2}$$

L'alignement du spin est défini par la relation [Ray91] :

$$A_0 = \frac{3 \sum_m m^2 \rho_{mm} - I(I+1)}{I(2I-1)}$$

La population des sous états magnétiques, et donc l'alignement, dépendent des conditions de « matching » en moment angulaire. Si les moments angulaires initial et final sont très différents, le transfert doit se faire dans le plan de la réaction, avec une dominance des sous états magnétiques  $m=0$ .

Pour les transferts où les moments angulaires initial et final sont très proches, le moment transféré est hors du plan de réaction, d'où une dominance de  $m = \pm 1$ .

### 3.1.5 Alignement par fragmentation

Les premières mesures d'orientation du spin des fragments issus de la fragmentation des projectiles aux énergies intermédiaires et relativistes ont été réalisées dans les années 90 [Asa90, Asa91, S094]. Il a été montré que l'alignement était maximal pour les noyaux émis à  $0^\circ$  [Asa91, S094].

L'orientation du spin dans les réactions de fragmentation à des énergies relativistes ou intermédiaires peut être décrit qualitativement avec le modèle participant-spectateur. Le fragment sélectionné est le spectateur tandis que les nucléons arrachés au projectile et à la cible sont les participants.

Intuitivement, on peut comprendre le processus comme illustré par le bas de la figure 3.3. Pour un raisonnement plus complet se référer à [Asa90].

La conservation de l'impulsion nous donne :

$$\vec{p}_{initial} = \vec{p}_{final} \quad \vec{p}_{projectile} = \vec{p}_{fragment} + \vec{p}_{participant}$$

et la conservation du moment angulaire implique :

$$\vec{L}_{initial} = \vec{L}_{final} + \vec{L}_{reaction} \quad \vec{0} = \vec{L}_{final} + \vec{r} \wedge \vec{p}_{participant}$$

Considérons le cas  $\vec{p}_{projectile} < \vec{p}_{fragment}$ .

On enlève un nucléon qui bouge parallèlement au projectile. Pour les collisions périphériques (quand  $\vec{p}_{participant}$  est perpendiculaire au vecteur position radiale du nucléon dans le référentiel du projectile  $\vec{r}$ ), cela implique que le participant a un moment angulaire  $\vec{r} \wedge \vec{p}_{participant}$ . On perd donc de l'alignement.

On peut élaborer un raisonnement similaire pour le cas  $\vec{p}_{projectile} > \vec{p}_{fragment}$ .

Considérons le dernier cas,  $\vec{p}_{projectile} \cong \vec{p}_{fragment}$ .

On enlève un nucléon perpendiculaire au projectile; on gagne de l'alignement.

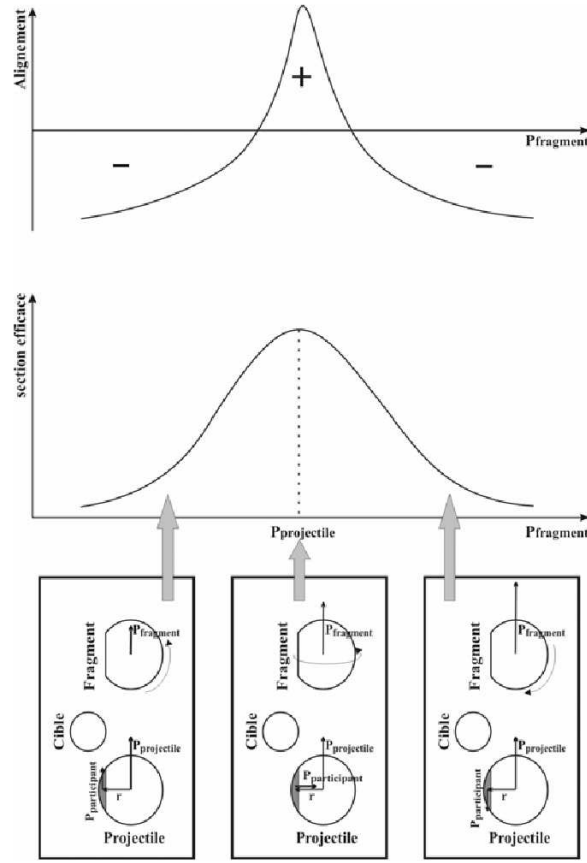


FIG. 3.3 – Production d'alignement dans la réaction de fragmentation [Asa90]

Le haut de la figure 3.3 présente l'alignement attendu dans une réaction de fragmentation en fonction du moment du fragment.

### 3.1.6 Distributions angulaires

L'émission de rayonnements  $\gamma$  lors de réactions nucléaires est anisotrope par rapport à l'axe du faisceau. L'étude de cette anisotropie grâce aux distributions angulaires d'une

transition  $\gamma$  émise à partir d'un état aligné, formé par réaction nucléaire, permet d'obtenir l'assignation de la multipolarité  $L$ . On peut développer l'intensité d'une transition  $\gamma$  sous forme d'une somme de polynômes de Legendre  $P_i$  où  $\theta$  est l'angle d'émission du rayonnement  $\gamma$  par rapport à l'axe du faisceau :

$$W(\theta) = \sum_{i=0}^L a_{2i} P_{2i}(\cos\theta)$$

Les coefficients  $a_{2i}$  dépendent de la réaction (alignement), de la multipolarité de la transition et des spins des états initial et final liés par la transition  $\gamma$ . Pour un alignement oblate, une transition dipolaire pure ( $L=1$ ) a un coefficient  $a_2$  négatif et  $a_4$  nul, tandis qu'une transition quadrupolaire pure ( $L=2$ ) a un coefficient  $a_2$  positif et  $a_4$  négatif (FIG. 3.4).

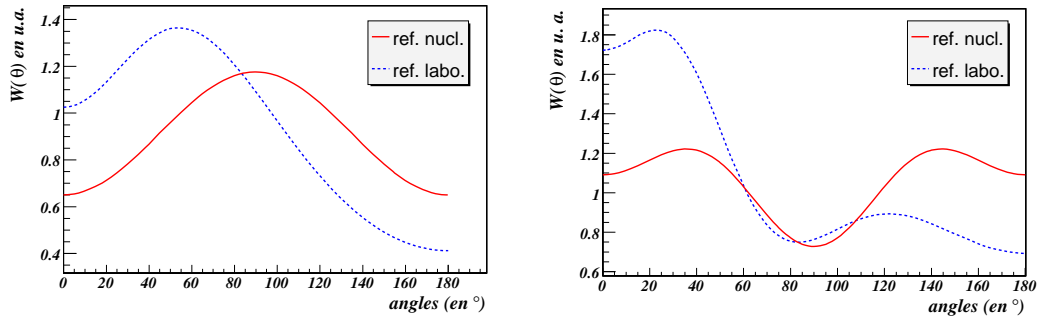


FIG. 3.4 – Distributions angulaires attendues pour une transition  $L=1$  (*gauche*) et  $L=2$  (*droite*) avec  $\beta=0.224$ .

### 3.1.7 Corrélations angulaires $\gamma - \gamma$

L'émission d'un rayonnement  $\gamma$  par un noyau non orienté est isotrope. Cependant, dans le cas d'une cascade, il peut y avoir corrélation angulaire entre la direction d'émission du rayonnement  $\gamma_1$  et celle du rayonnement  $\gamma_2$ . Il existe une probabilité d'orientation du spin du noyau après l'émission du premier rayonnement qui est fonction du type d'émission multipolaire électrique ou magnétique, laquelle est rattachée aux nombres quantiques des moments angulaires initial  $I_i$  et final  $I_f$ , ainsi que de l'état intermédiaire  $I$ .

$$W(\theta) = \sum_{i=0}^L a_{2i}(I_i, I, I_f) P_{2i}(\cos\theta)$$

On peut utiliser des tables [Yam67] pour estimer les coefficients  $a_k$ , dans ce cas on ne considère que les termes dipolaire et quadrupolaire et

$$a_k = F_k(I_f, L_1, L_2, I) \times F_k(I, L'_1, L'_2, I_i)$$

où les termes  $L_1$  et  $L_2$  prennent éventuellement en compte le mélange entre deux Les  $F_k$  sont les coefficients F tabulés par Ferentz et Rosenzweig :

$$F_k(I_f, L_1, L_2, I_i) = (-1)^{I_i+I_f-1} \sqrt{(2L_1+1)(2L_2+1)(2I_i+1)} \\ < L_1 L_2 k 0 \mid L_1 1 L_2 - 1 > W(I_i I_i L_1 L_2; k I_f)$$

où  $< L_1 L_2 k 0 \mid L_1 1 L_2 - 1 >$  est un coefficient de Clebsch-Gordan et  $W(I_i I_i L_1 L_2; k I_f)$  un coefficient de Racah.

Pour illustrer la méthode, nous allons utiliser la source de  $^{60}\text{Co}$ . Le  $^{60}\text{Co}$  se désintègre par émission  $\beta^-$  à 99% sur l'état à 2.5 MeV du  $^{60}\text{Ni}$ . Ce dernier se désexcite en cascade (FIG. 3.5) par une émission quadripolaire ( $I_i = 4 \rightarrow I = 2$ ) d'un rayonnement  $\gamma$  de 1.17 MeV puis d'un rayonnement  $\gamma$  de 1,33 MeV ( $I = 2 \rightarrow I_f = 0$ ).

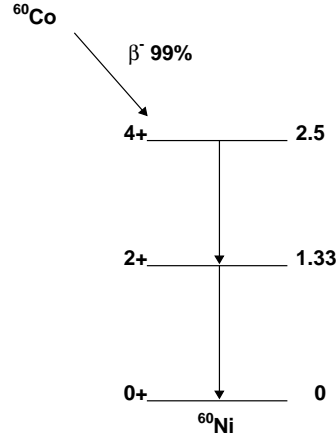


FIG. 3.5 – Schéma de décroissance  $\beta^-$  du  $^{60}\text{Co}$ .

D'après les tables, la corrélation angulaire d'une cascade  $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$  est :

$$W(\theta) = A_0 (1 + 0.102 \times P_2 + 0.09 \times P_4)$$

La figure 3.6 présente la comparaison entre la courbe obtenue avec cette expression et les résultats expérimentaux obtenus. L'accord est excellent.

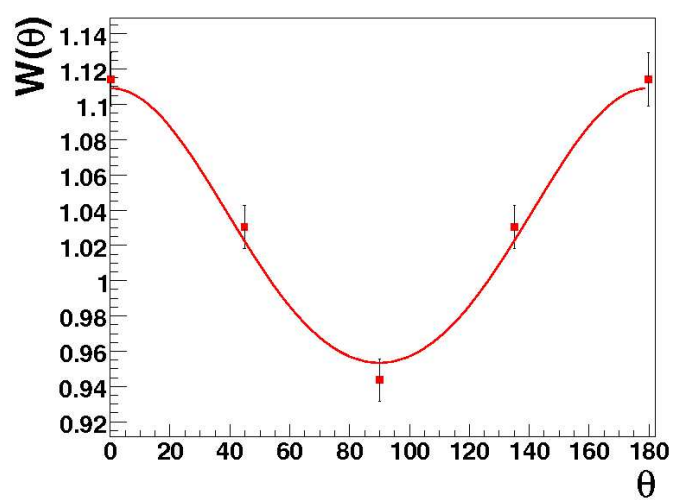


FIG. 3.6 – Corrélation angulaire  $\gamma - \gamma$  de la cascade  $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{60}\text{Ni}$ .

## 3.2 Distributions Angulaires Expérimentales

L'un des objectifs de l'expérience était de déterminer le spin/parité du niveau à 2322.3 keV du  $^{32}\text{Mg}$ , pour lequel des résultats contradictoires ont été obtenus par décroissance  $\beta$  ([Klo93], parité négative), technique d'excitation en vol ([Aza02b],  $4^+$ ) et diffusion inélastique ([Mit02],  $3^-$ ).

Après avoir brièvement exposé la méthode d'extraction des distributions angulaires, nous l'appliquerons dans un premier temps au  $^{34}\text{Si}$ , noyau pour lequel la statistique est satisfaisante ; le  $2^+$  et l'état identifié comme un  $3^-$  par des considérations de peuplement par décroissance  $\beta$  [Bau89] sont fortement peuplés. Nous terminerons par l'étude des premiers états excités du  $^{32}\text{Mg}$  par comparaison avec le  $^{34}\text{Si}$ .

### 3.2.1 La méthode

La méthode consiste à construire un spectre  $\gamma$  pour chaque ensemble de détecteurs situés au même angle par rapport au faisceau puis à compter le nombre de coups  $N_\gamma(E_\gamma, \theta)$  dans le pic situé à l'énergie  $E_\gamma$  pour chaque angle  $\theta$ . La distribution angulaire  $W(\theta)$  peut s'écrire :

$$W(\theta) = \frac{N_\gamma(E_\gamma, \theta)}{\epsilon(E_\gamma, \theta)}$$

où  $\epsilon(E_\gamma, \theta)$  est l'efficacité de notre système de détection à l'énergie  $E_\gamma$  et à l'angle  $\theta$ . Cette efficacité dépend de deux paramètres : l'énergie détectée et l'angle d'émission. L'efficacité  $\gamma$  d'Exogam a été déterminée à l'aide de sources radioactives émettant des rayonnements  $\gamma$ . Les noyaux de la source sont au repos dans le référentiel du laboratoire, or les noyaux étudiés dans l'expérience présente, ne sont pas au repos dans le référentiel du laboratoire. Ils ont une énergie de l'ordre de 30 AMeV qui correspond à une vitesse de 7.5 cm/ns soit  $\beta \sim 0.25$ . Il y a donc une différence d'angle solide due au boost de Lorentz [Stu03] :

$$d\Omega_{lab} = \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta \cos \theta_{nucl}} d\Omega_{nucl}$$

Il faut donc corriger l'efficacité de ce facteur :

$$\epsilon(E_\gamma, \theta) = \tilde{\epsilon}(E_{det.}, \theta) \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{nucl}}$$

où  $\tilde{\epsilon}$  est l'efficacité déduite de la source à l'énergie détectée  $E_{det.}$  (sans correction Doppler) et  $d\Omega_{lab}/d\Omega_{nucl}$  la correction d'angle solide due au changement de référentiel.

A partir des distributions angulaires, on peut aussi déterminer l'alignement (cf § 3.1.3).

En effet, une distribution angulaire de rayonnements  $\gamma$  peut s'écrire :

$$W(\theta) = \sum_k A_k B_k(I_i) P_k(\cos \theta)$$

où  $B_k$  sont les paramètres d'orientation et  $A_k$  les coefficients qui dépendent du spin des états initial  $I_i$  et final  $I_f$  et de la ou des multipolarités de la transition, tabulés [Yam67] pour des transitions complètement alignées.

Les paramètres d'orientation  $B_k(I)$  s'expriment en fonction de la population des sous-états magnétiques  $P(m)$  :

$$B_k(I) = \sqrt{2I+1} \sum_m (-1)^{I+m} \langle I - mIm | k0 \rangle P(m)$$

où  $\langle I - mIm | k0 \rangle$  est un coefficient de Clebsch-Gordan.

On considère que le peuplement des sous-états magnétiques peut être défini par une gaussienne :

$$P(m) = \frac{e^{-m^2/2\sigma^2}}{\sum_m e^{-m^2/2\sigma^2}}$$

centrée en  $m=0$  pour un alignement oblate ou en  $m=\pm I$  pour un alignement prolate.

Dans chacune des deux configurations, on peut donc définir un  $B_2^{max}(I)$  qui correspond au cas où la population des sous-états magnétiques est limitée à  $m=0$  (alignement oblate) ou  $m=\pm I$  (alignement prolate) [Stu03].

L'alignement est défini comme :

$$A_O = \frac{B_2(I)}{B_2^{max}(I)}$$

Dans le cas de la définition oblate, on a donc :

$$B_2^{max}(I) = \sqrt{5} \sqrt{2I+1} (-1)^I \langle I0I0 | 20 \rangle$$

Soit en évaluant les coefficients de Clebsch-Gordan,

$$B_2^{max}(I) = \sqrt{5} \frac{-2I(I+1)}{\sqrt{(2I+3)(2I+2)2I(2I-1)}}$$

Pour obtenir l'alignement, il faut donc calculer les coefficients "maximum"  $B_2^{max}(I)$  des polynômes de Legendre.

### 3.2.2 Notre cas test : le $^{34}\text{Si}$

Le  $^{34}\text{Si}$  est l'un des noyaux pour lequel nous avons le plus de statistique. Son premier état excité est un  $2^+$  à 3.33 MeV d'énergie d'excitation (cf FIG. 3.7). Un état à 4.257 MeV qui décroît vers le  $2^+$  a été proposé comme un état  $3^-$  par des considérations de peuplement en décroissance  $\beta$  [Bau89].

A priori, nous nous attendons à une transition E1 donc  $L=1$  pour la transition  $3^- \rightarrow 2^+$  et E2 donc  $L=2$  pour  $2^+ \rightarrow 0^+$ . Ces deux transitions ont des multipolarités

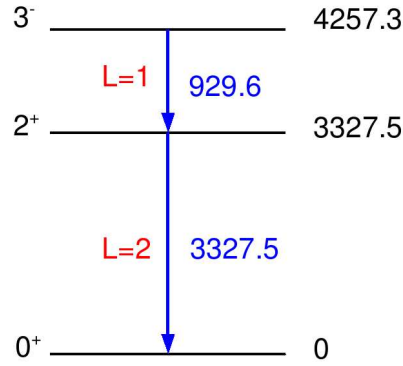


FIG. 3.7 – Schéma de niveaux simplifié du  $^{34}\text{Si}$ .

différentes : l'une dipolaire, l'autre quadrupolaire. La forme des distributions angulaires est donc elle aussi différente. C'est sur cette différence que repose notre assignation. Pour pouvoir comparer les distributions angulaires du  $^{34}\text{Si}$  et du  $^{32}\text{Mg}$ , il faut un processus de peuplement similaire ; c'est pourquoi nous nous intéressons ici au  $^{34}\text{Si}$  peuplé par diffusion inélastique. De plus du fait de la faible statistique (surtout pour le  $^{32}\text{Mg}$ ) nous limiterons les fits en polynômes de Legendre à l'ordre deux :  $W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos(\theta))$ . Le résultat de nos distributions angulaires est présenté FIG. 3.8. La différence de forme de ces deux courbes est significative, en particulier la courbure est inversée entre les deux transitions, ce qui correspond bien au comportement attendu entre une transition  $L=1$  et  $L=2$ . La distribution angulaire présentée figure 3.8 pour la transition à 929 keV correspond à la première confirmation expérimentale de l'attribution de spin/parité  $3^-$  à l'état à 4.257 MeV.

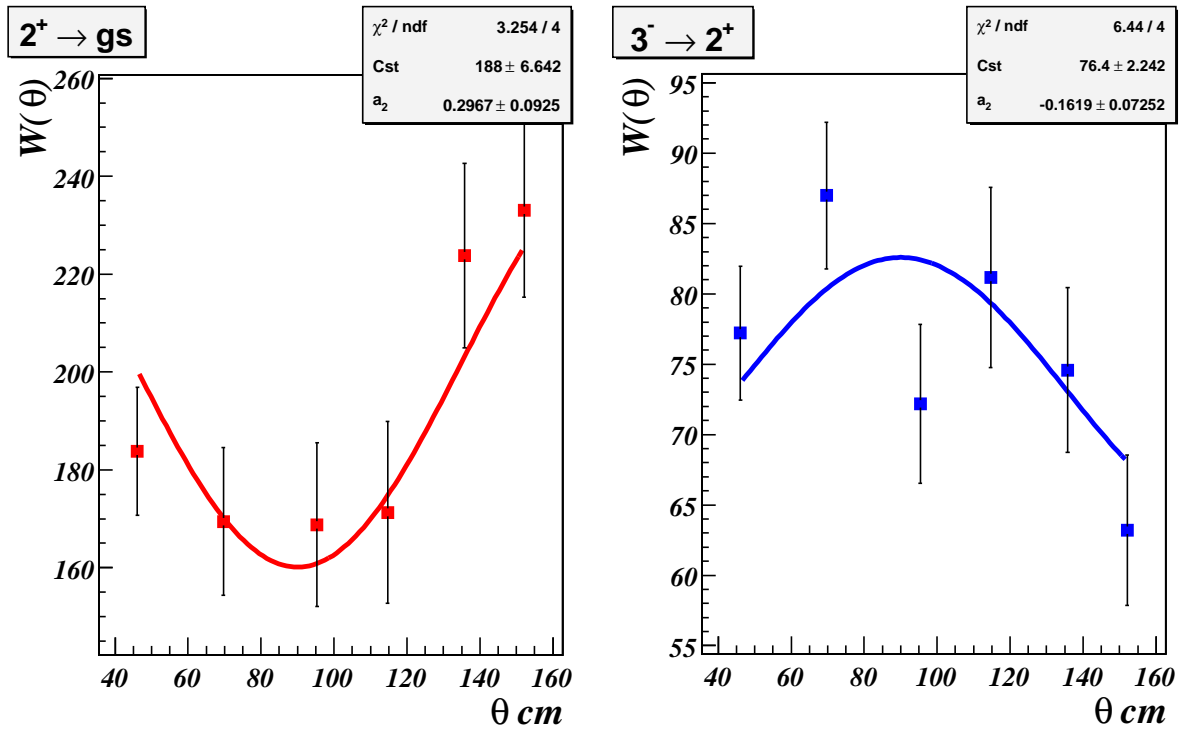
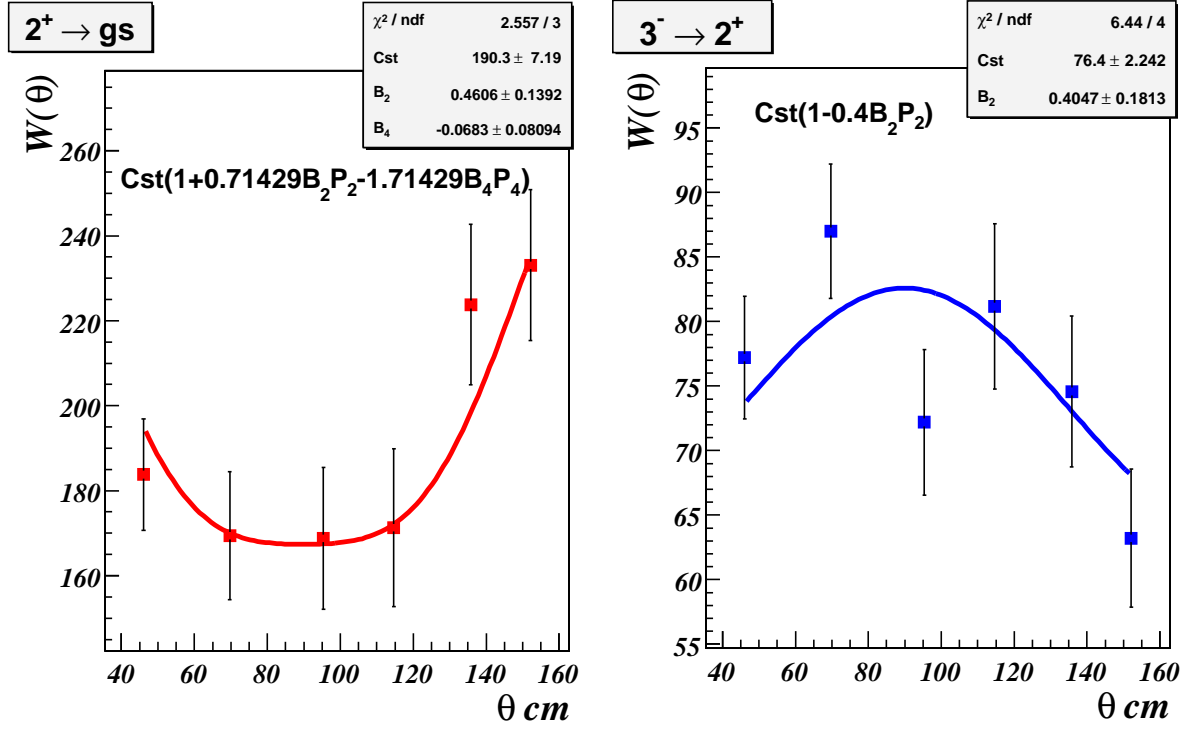


FIG. 3.8 – Distributions angulaires des transitions  $3^- \rightarrow 2^+$  et  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{34}\text{Si}$ .

<sup>34</sup>Si : extraction d'alignementFIG. 3.9 – Distributions angulaires des transitions  $3^- \rightarrow 2^+$  et  $2^+ \rightarrow 0^+$  du <sup>34</sup>Si.

D'après les tables [Yam67](définition oblate),  
pour une transition  $3^- \rightarrow 2^+$ , on a  $A_2 = 0.34641$  et  $A_2 B_2^{max} = -0.4$ .  
Pour une transition  $2^+ \rightarrow 0^+$ , on a  $A_2 = -0.59761$  et  $A_2 B_2^{max} = 0.71429$ .  
En utilisant ces informations, pour ajuster nos données (cf FIG. 3.9), on trouve un alignement de 40(18)% pour la transition  $3^- \rightarrow 2^+$  et de 46(13)% pour la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$ . L'alignement semble avoir été conservé entre ces deux transitions.

3.2.3 Notre cas d'étude : le <sup>32</sup>Mg

Pour le <sup>32</sup>Mg, la tâche est plus ardue car la statistique est très faible [Oll03]. Nous présentons quand même les tentatives d'assignation.

Nous avons tracé, sur la figure 3.10, les distributions angulaires pour les transitions  $\gamma$  de 885 keV ( $2^+ \rightarrow 0^+$ ) et 1436 keV dont nous voulons déterminer la multipolarité. Pour le <sup>32</sup>Mg nous avons étudié les distributions angulaires pour la diffusion inélastique ainsi que la voie ( $d, ^3\text{He}$ ).

La distribution angulaire obtenue pour la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  a approximativement la même courbure dans les deux cas étudiés et également la même courbure que celle observée pour la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  dans le <sup>34</sup>Si. En revanche, les distributions angu-

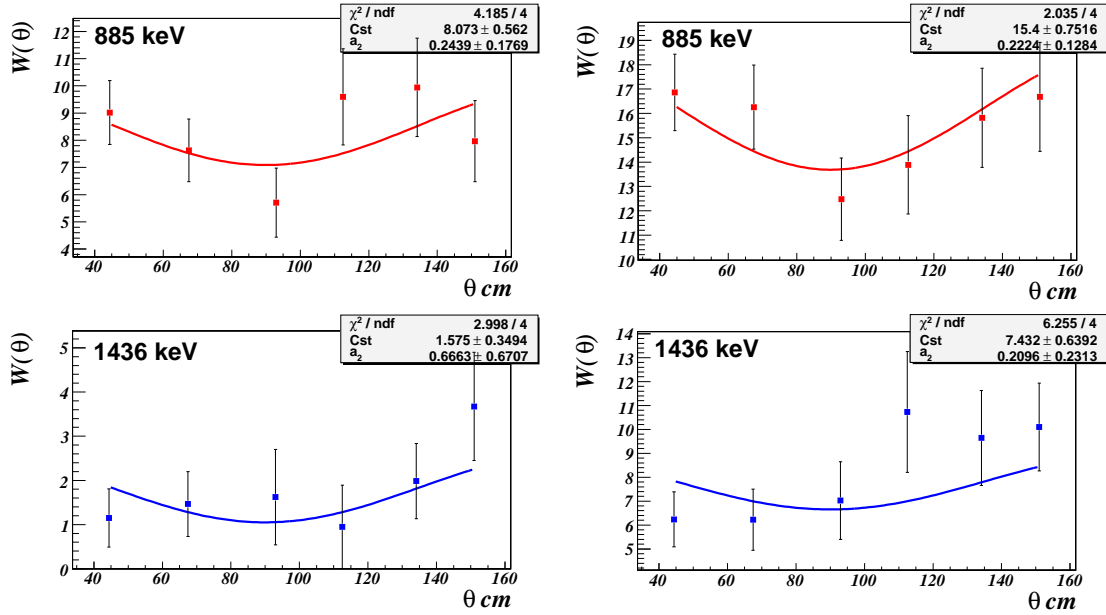


FIG. 3.10 – Distributions angulaires des transitions  $\gamma$  à 885 keV et 1436 keV du  $^{32}\text{Mg}$  obtenues par les réactions inélastique (*gauche*) et  $^{33}\text{Al}(d, ^3\text{He})^{32}\text{Mg}$  (*droite*).

lares mesurées pour la transition à 1436 keV sont pratiquement plates avec une valeur du coefficient  $a_2$  compatible avec 0.

On peut comparer quantitativement ces distributions angulaires à ce qui a été obtenu pour le  $^{34}\text{Si}$ , où le coefficient  $a_2$  vaut  $0.21 \pm 0.09$  pour la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  et  $-0.21 \pm 0.07$  pour la transition  $3^- \rightarrow 2^+$ . Dans le cas du  $^{32}\text{Mg}$ , pour la voie  $(d, ^3\text{He})$  où la statistique est la meilleure, le coefficient  $a_2$  vaut  $0.22 \pm 0.13$  pour la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  et est donc en bon accord avec le résultat obtenu pour le  $^{34}\text{Si}$ . En revanche, pour la transition  $\gamma$  à 1436 keV, la valeur du  $a_2$  de  $0.21 \pm 0.21$  exclut une transition  $L=1$  de  $2\sigma$ .

Une assignation  $2^+$ ,  $1^+$  ou  $1^-$ , telle que proposée par Pritychenko *et al.* [Pri99] est également à exclure car la transition vers le fondamental aurait été vue. L'assignation la plus probable pour l'état à 2.321 MeV est donc un  $4^+$ , ce qui semble être confirmé par des résultats de diffusion inélastique sur une cible de protons réalisée au RIKEN [Tak07].

Notons également que les derniers résultats obtenus par décroissance  $\beta$  [Mat07] permettent de lever l'incompatibilité qui existait avec les résultats de Klotz *et al.* [Klo93] concluant à une multipolarité forcément négative pour cet état. En effet, Mattoon *et al.* [Mat07] indiquent que ce niveau peut être peuplé par des transitions de plus haute énergie modifiant ainsi la valeur de son  $\log ft$ .



# Spectroscopie $\gamma$ des noyaux autour de N=20

Nous allons présenter dans ce chapitre, les schémas de niveaux obtenus pour les différents noyaux étudiés :  $^{28}\text{Ne}$ ,  $^{30,31,32}\text{Mg}$ ,  $^{31,32,33,34}\text{Al}$ ,  $^{33,34,35}\text{Si}$  et  $^{35}\text{P}$ . Pour chacun de ces noyaux, détectés au plan focal de VAMOS, nous avons étudié les rayonnements  $\gamma$  émis en coïncidence.

L'identification des différents noyaux constituant le faisceau incident a également permis de sélectionner les différentes voies de réactions pouvant conduire au même noyau en voie de sortie : diffusion inélastique (d,d'), réaction de pick-up (d,p) ou réaction de stripping (d,t) ou (d, $^3\text{He}$ ). Dans ces deux derniers cas, les taux de comptages observés montrent que des réactions de fragmentation sur le carbone contenu dans la cible s'ajoutent aux réactions de transfert.

## 4.1 Procédure d'analyse des données

Outre la sélection du noyau en voie de sortie, et éventuellement d'une voie de réaction particulière par la sélection d'un noyau d'entrée, plusieurs sélections ont été appliquées sur les événements de l'expérience. Tous les spectres présentés dans ce travail ont été obtenus par la procédure décrite ci-dessous.

### 4.1.1 Sélection en temps

Nous nous intéressons aux rayonnements  $\gamma$  en coïncidence avec un noyau en sortie de cible provenant éventuellement d'un noyau particulier en entrée de cible.

Les rayonnements  $\gamma$  étudiés sont prompts, émis immédiatement par le noyau excité (de l'ordre de la nanoseconde). Une fenêtre temporelle relativement étroite peut être imposée pour sélectionner les événements d'intérêt.

La figure 4.1 montre le rapport entre le temps du noyau (temps VAMOS) et le temps du rayonnement  $\gamma$  (temps Exogam). On remarque sur la figure une zone de corrélation correspondant au cas où le rayonnement  $\gamma$  provient de la désexcitation du noyau. Pour pouvoir utiliser une fenêtre de temps indépendante du noyau étudié, nous avons utilisé comme temps une combinaison linéaire des temps VAMOS et Exogam. Pour s'affranchir

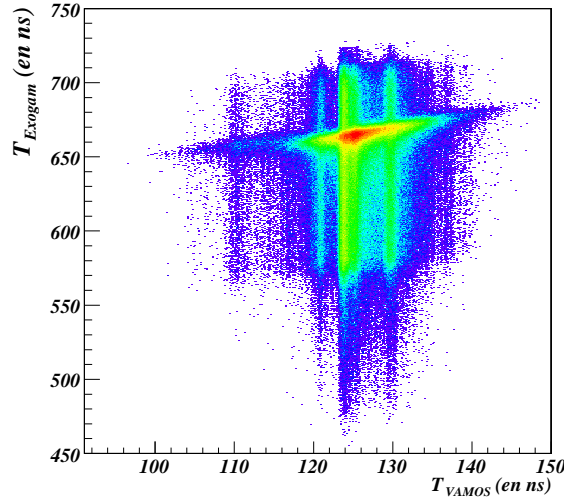


FIG. 4.1 – Corrélation entre les temps VAMOS et Exogam.

des différents temps cristaux d'Exogam nous les avons également synchronisés. Nous avons considéré une fenêtre de 16 ns, bon compromis entre un minimum de fortuites et un maximum de « vraies ».

Dans le cas «diffusion inélastique», le pic  $\gamma$  prompt est superposé à un fond important de coïncidences fortuites, dû au taux de comptage important associé au faisceau incident. La figure 4.2 compare les spectres en temps associés à la diffusion inélastique du  $^{34}\text{Si}$

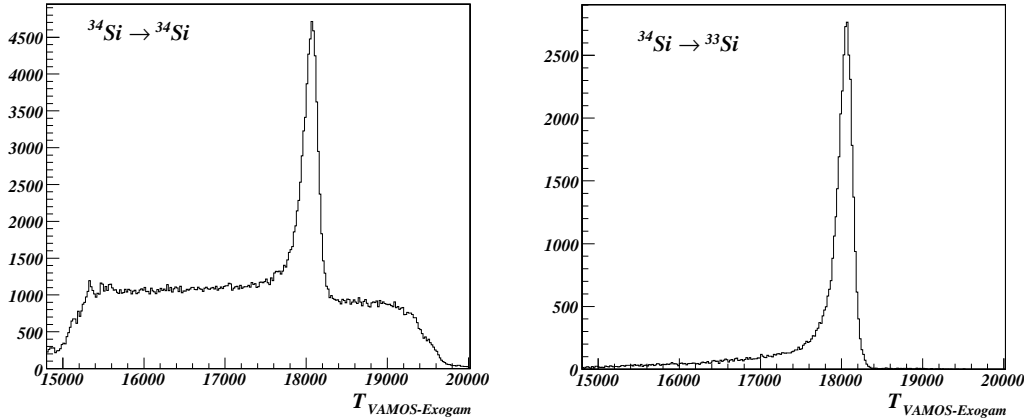


FIG. 4.2 – Le temps VAMOS-Exogam : deux exemples  $^{34}\text{Si} \rightarrow ^{34}\text{Si}$  et  $^{34}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Si}$ .

et la voie de réaction  $^{34}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Si}$  (le transfert (d,t) ou la fragmentation). Le même type de comportement que la partie gauche de la figure est observé quand seul le noyau éjectile est sélectionné (pas de sélection de voie de réaction). Dans ces deux cas, diffusion inélastique et sans sélection de voie de réaction, les coïncidences fortuites peuvent être

soustraites sous le pic des vraies coïncidences en considérant une autre fenêtre en temps, décalée du pic des vraies.

### 4.1.2 Réjection de l'empilement

Etant donné le haut taux de comptage, nous avons utilisé deux sélections pour limiter cet empilement. Nous avons utilisé la corrélation temps-énergie dans la chambre à ionisation qui identifiait le faisceau (cf. §2.4.2) et le temps plastique (cf. §2.6.2) qui identifiait le noyau de recul.

### 4.1.3 La source de $^{60}\text{Co}$ : exemple du travail sur les rayonnements $\gamma$

Une fois les différentes conditions appliquées, nous nous intéressons aux rayonnements  $\gamma$  associés à un noyau particulier.

Nous utilisons tout d'abord le spectre "single", représentant le nombre de coups en fonction de l'énergie dans l'ensemble des détecteurs Exogam. Il nous permet d'observer les différentes raies associées à ce noyau. Pour pouvoir situer les différentes raies entre elles, nous utilisons en plus la matrice  $\gamma - \gamma$ , spectre bi-dimensionnel incrémenté si deux détecteurs différents détectent un rayonnement  $\gamma$ . On dit que ces deux rayonnements  $\gamma$  sont en coïncidence. La figure 4.3 illustre la construction de la matrice  $\gamma - \gamma$ . A chaque évènement, on incrémente les points  $(E_1, E_2)$  et  $(E_2, E_1)$  afin de symétriser la matrice et ainsi ne privilégier aucun détecteur.

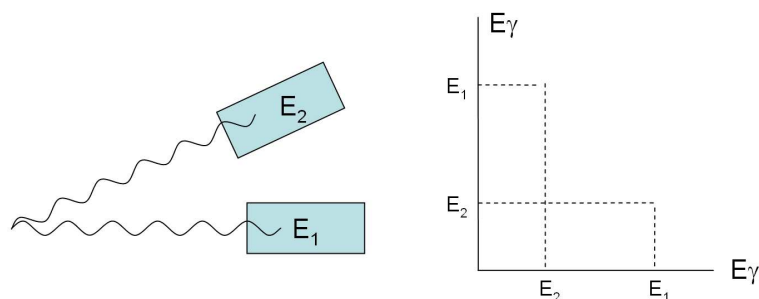


FIG. 4.3 – Construction de la matrice  $\gamma - \gamma$ .

Pour illustrer la méthode, nous allons examiner les spectres obtenus grâce à la source de  $^{60}\text{Co}$ . Nous allons étudier la décroissance  $\beta^-$  de ce noyau. Comme le montre la figure 4.4, 3 rayonnements  $\gamma$  sont observés : 1173(1), 1332(1) et 1461(1) keV. Le troisième est dû aux rayonnements parasites de la salle (potassium 40) et provient notamment du béton. Les deux autres rayonnements  $\gamma$  observés sont en coïncidence dans la matrice  $\gamma - \gamma$  (FIG. 4.5), comme le montrent aussi les spectres obtenus en projetant les coïncidences avec l'un des deux rayonnements  $\gamma$ .

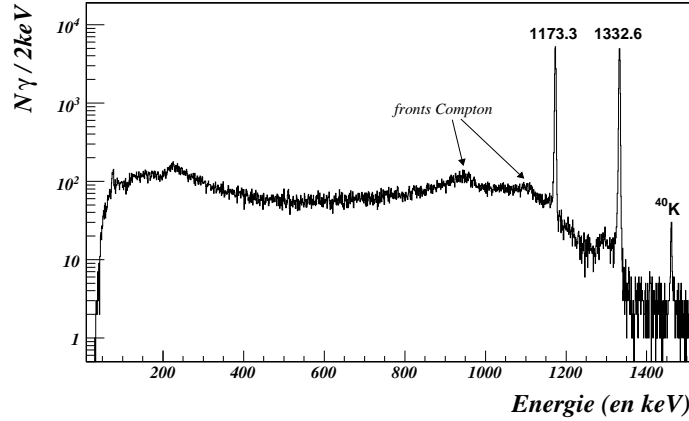


FIG. 4.4 – Spectre “single” de la décroissance  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$ .

On remarque deux lignes où il y a une corrélation entre l'énergie des deux détecteurs. Il s'agit de lignes associées à l'effet Compton. En effet, un photon  $h\nu$  a diffusé inélastiquement sur un électron lui cédant une partie de son énergie (récupérée par le détecteur). Le photon diffusé  $h\nu'$  peut à son tour faire un effet Compton ou un effet photoélectrique. S'il fait un effet photoélectrique, la somme des deux énergies est de l'ordre de l'énergie du photon primaire  $h\nu$ , d'où la corrélation observée sur la figure 4.5. Ce type d'effet est pris en compte par la correction de « add-back », qui permet de reconstruire l'énergie totale du rayonnement  $\gamma$  initial. Il peut aussi y avoir de multiples effets Compton (dans un même détecteur).

L'énergie du photon diffusé  $h\nu'$  se définit à partir de l'énergie du photon primaire  $h\nu$  et de l'angle  $\theta$  de diffusion :

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad \text{où} \quad \gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

On détecte l'électron de recul dans le premier détecteur. Le photon diffusé  $h\nu'$  peut être détecté dans un autre détecteur.

L'énergie de l'électron est maximale dans le cas de la rétrodiffusion ( $\theta = \pi$ ) :

$$T_e^{max} = h\nu \frac{2\gamma}{1 + 2\gamma}$$

On peut remarquer que les fronts Compton (FIG. 4.5) s'arrêtent à cette énergie.

Pour pouvoir construire un schéma de niveau, il faut aussi connaître l'ordre de décroissance des différents états peuplés. Le nombre de rayonnements  $\gamma$  associés à chaque transition, corrigé de l'efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$ , permet d'établir l'ordre. Les intensités des niveaux observés dans les différents noyaux étudiés dans ce travail sont tabulées dans l'annexe D.

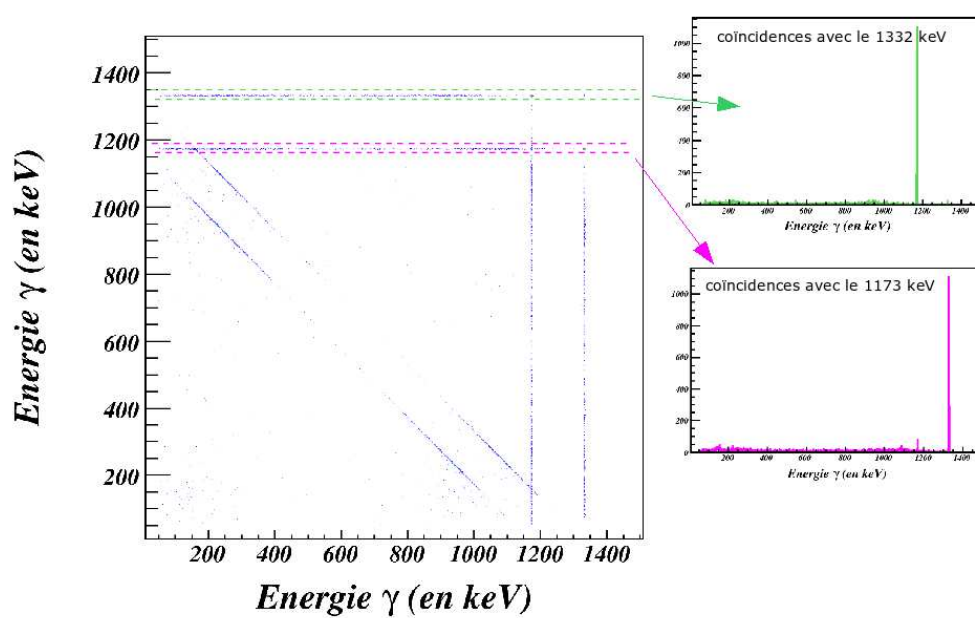


FIG. 4.5 – Matrice  $\gamma - \gamma$  de la décroissance  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$ .

## 4.2 le $^{32}\text{Mg}$

Le  $^{32}\text{Mg}$  est un noyau clé de la région. Nombre d'états excités sont connus grâce aux études de ce noyau par décroissance  $\beta$  ([Klo93, Mat07]). Le spin et la parité du noyau père  $^{32}\text{Na}$  ne sont pas connus ce qui limite les assignations de spin et de parité pour les états peuplés dans le noyau fils  $^{32}\text{Mg}$ . Seul l'état fondamental et le premier état excité à 885 keV ont des attributions de spin et de parité sans ambiguïté ( $0^+$  et  $2^+$ ). La figure 4.6 montre le schéma de niveau proposé par Klotz *et al.* [Klo93] en décroissance  $\beta$ . Ce noyau

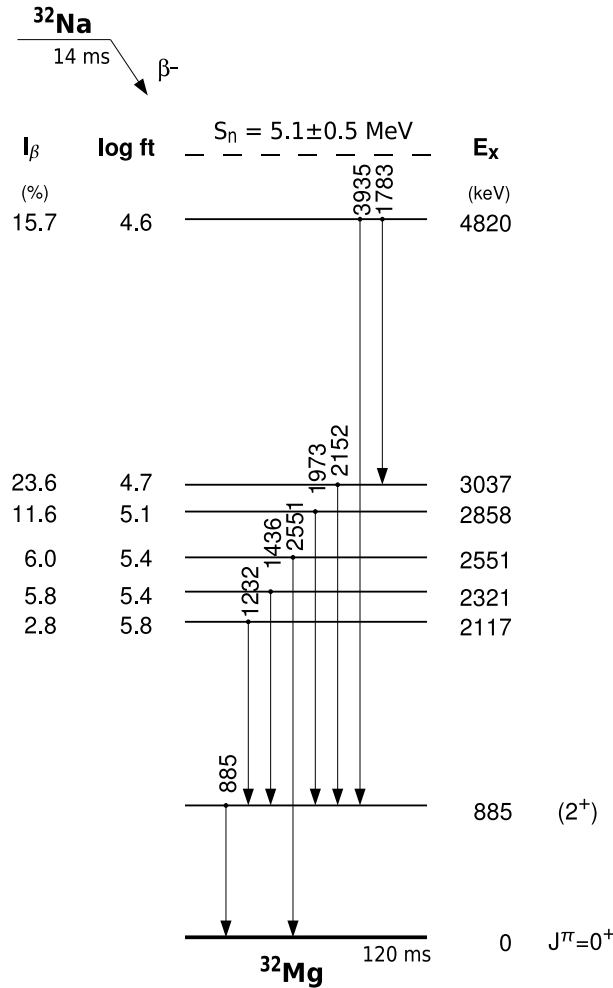


FIG. 4.6 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{32}\text{Mg}$  [Klo93].

a aussi été étudié par fragmentation [Bel00, Aza02b], par réaction inélastique [Mit02] et « knock-out » de deux protons [Baz04] et excitation coulombienne [Pri99, Chi01, Chu05]. De ces diverses études, il ressort des propositions d'assignation de spin et de parité, notamment pour l'état à 2.3 MeV. Il est proposé comme étant un  $4^+$  par Bazin *et al.* [Baz04] et Belleguic *et al.* [Bel00]. Ce n'est pas la seule proposition envisagée. Des

expériences d'excitation coulombienne [Pri99, Chu05] suggèrent plutôt un  $1^\pm$  ou  $2^+$ , le  $4^+$  n'est pas envisagé dans l'interprétation de ces expériences car le processus de peuplement d'un tel état doit être faible. En décroissance  $\beta$ , Klotz *et al.* [Klo93] proposent un  $3^-$  ou  $4^-$ . En effet, d'après leur schéma de décroissance, ils ne trouvent pas d'indication de la population de ce niveau par des états de plus haute énergie. Le  $\log ft$  de cet état, qui correspond à la demie vie comparative de la transition  $\beta$ , est compatible avec celui d'une transition de Gamow-Teller permise : si le spin-parité du fondamental du  $^{32}\text{Na}$  est un  $3^-$  (resp.  $4^-$ ), les niveaux peuplés préférentiellement directement sont les  $4^-$ ,  $3^-$  et  $2^-$  (resp.  $5^-$ ,  $4^-$  et  $3^-$ ). Un travail plus récent par décroissance  $\beta$  [Mat07] revient sur l'assignation forcément négative de cet état : des décroissances de niveaux de plus haute énergie sont observés vers cet état. Ceci diminue l'intensité  $\gamma$  directe de cet état et augmente donc son  $\log ft$  qui devient alors compatible avec celui d'une transition première interdite et rend donc possible l'assignation de cet état à un  $4^+$ .

Nous proposons de poursuivre cette étude par réactions inélastique, de transfert et de fragmentation. La figure 4.7 nous montre le peuplement des différents rayonnements

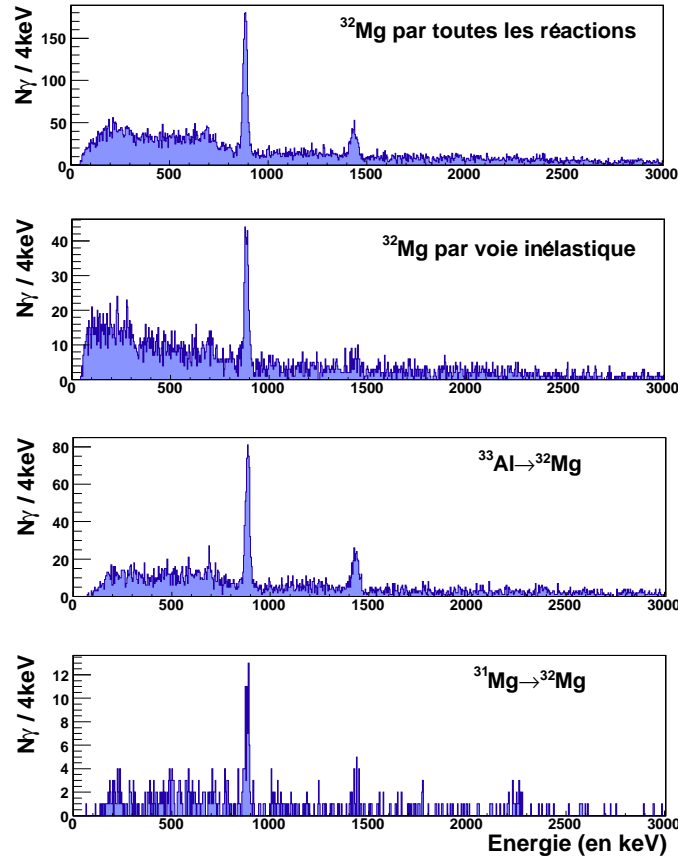


FIG. 4.7 – Spectres  $\gamma$  du  $^{32}\text{Mg}$  suivant les différentes voies de réaction considérées.

$\gamma$  suivant la voie de réaction : en diffusion inélastique seule la raie  $\gamma$  à 885 keV ressort très bien tandis qu'en réactions de transfert  $-(d, ^3\text{He})$  ou  $(d,p)$ - et de fragmentation celle

à 1436 keV est aussi très visible. On peut, de plus, noter la présence d'une raie vers 2.2 MeV dans le transfert (d,p) ainsi qu'un rayonnement  $\gamma$  vers 1048 keV. Dans la voie (d, $^3\text{He}$ ) et toutes réactions, on observe deux autres rayonnements  $\gamma$  à 2410 et 2840 keV.

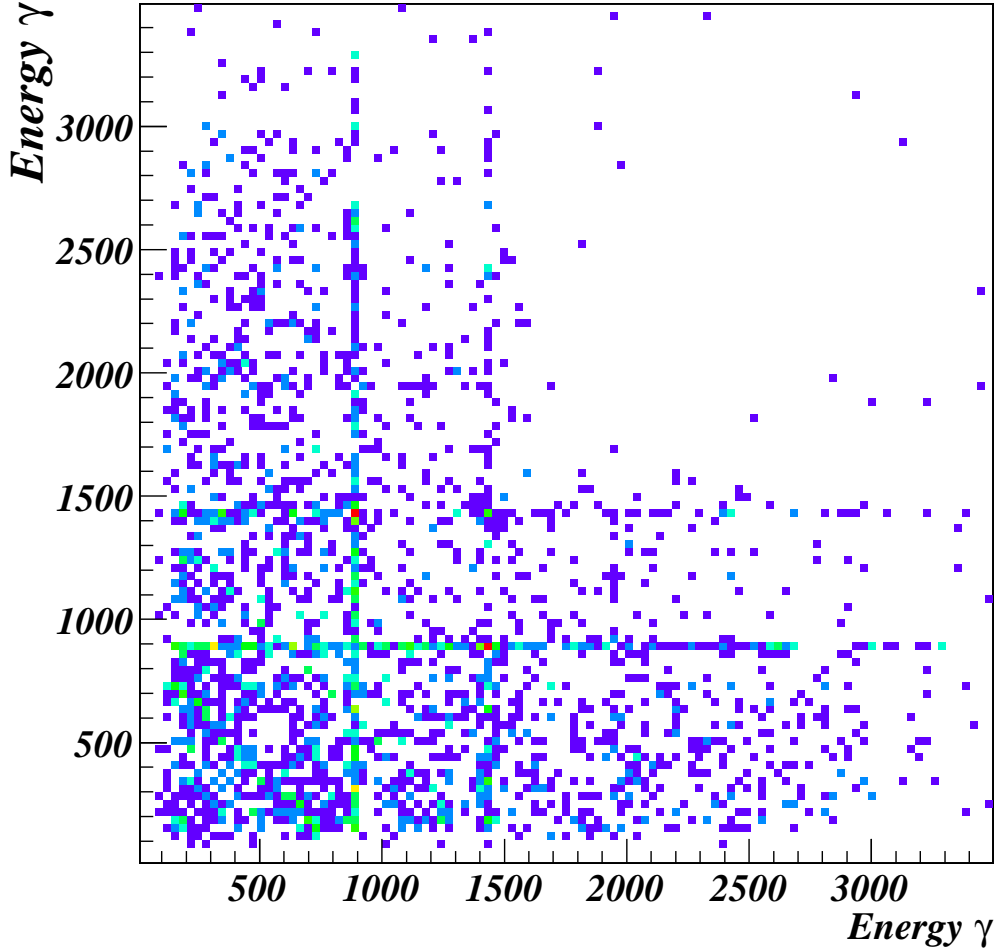


FIG. 4.8 – Matrice  $\gamma - \gamma$  du  $^{32}\text{Mg}$  pour la réaction (d, $^3\text{He}$ ).

Dans la matrice  $\gamma - \gamma$  (FIG. 4.8), la coïncidence entre les 885 keV et 1436 keV est clairement visible. On peut de plus voir une accumulation de coups très supérieure au bruit autour de 1400-1500 keV. Cet élargissement est une indication de l'existence de 2 rayonnements  $\gamma$  autour de 1400 keV. La distribution est relativement large, ce qui peut indiquer que le deuxième niveau a un temps de vie plus long. En effet, dans le cas où un état a une durée de vie longue (supérieure à quelques centaines de ps), il décroît après la cible, et le calcul des angles des différents secteurs d'Exogam est donc faux. Par conséquent, les corrections Doppler sont, elles aussi, incorrectes, d'où l'élargissement de la ligne correspondant à cet état. La figure 4.9 illustre la forme de la

coïncidence due à la mauvaise correction Doppler. On peut noter que si ce rayonnement  $\gamma$  est mal corrigé Doppler, le 1436 keV doit l'être aussi. L'aire des deux pics en coïncidence doit être la même mais à cause des traînes Doppler, une partie des coups de l'énergie supérieure est sous le pic de basse énergie. On peut remarquer que la correction Doppler ne fait que minimiser l'énergie du rayonnement  $\gamma$  : l'angle vrai est forcément plus grand. C'est pourquoi nous avons estimé que l'énergie de ce rayonnement  $\gamma$  doit se situer vers 1500(40)keV. Son temps de demi-vie doit se situer dans la gamme 100ps-1 ns. La figure 4.10 présente le  $\chi^2$  obtenu pour le fit du spectre expérimental avec deux transitions, dont l'une a un temps de demi-vie compris entre 0.01 et 10 ns. Le meilleur  $\chi^2$  est obtenu pour un temps de demi-vie est de  $0.4^{+0.2}_{-1}$  ns.

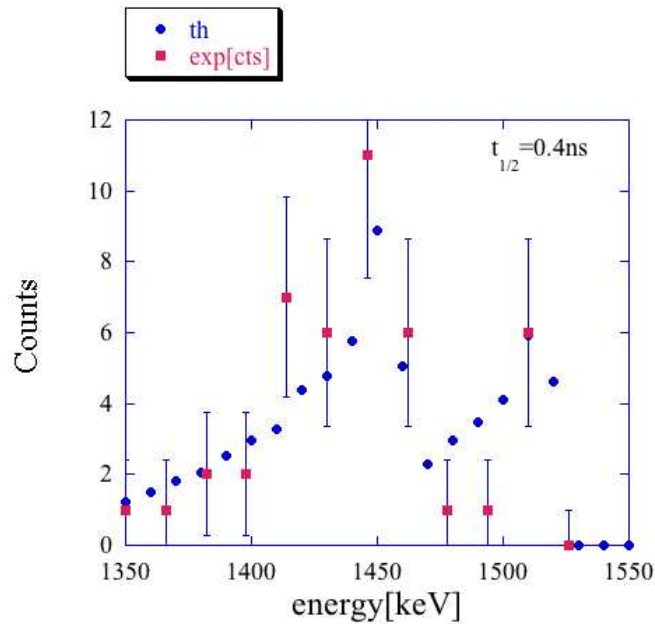


FIG. 4.9 – Comparaison entre les points expérimentaux et une simulation du doublet en considérant que le deuxième rayonnement  $\gamma$  a une énergie de 1500 keV et un temps de demi-vie de 400ps.

En utilisant la projection de la matrice  $\gamma - \gamma$  avec un rayonnement  $\gamma$  à 1436 keV, on trouve que ce deuxième rayonnement  $\gamma$  contribue à 19(5)% de la population des deux niveaux.

D'autres rayonnements  $\gamma$  peuvent être proposés à partir de la matrice  $\gamma - \gamma$  : 1780, 1950, 2950 et 3280 keV. Le schéma de niveaux que nous proposons est présenté figure 4.11, avec les assignations de spin/parité proposés dans notre travail. Les transitions tracées en noir sont des transitions déjà observées dans des travaux antérieurs, celles en rose sont les transitions observées pour la première fois dans ce travail. Le rayonnement  $\gamma$  à 1780 keV n'est vraisemblablement pas celui déjà vu en décroissance  $\beta$  car nous n'observons pas de rayonnement  $\gamma$  à 2150 keV. On observe ce rayonnement

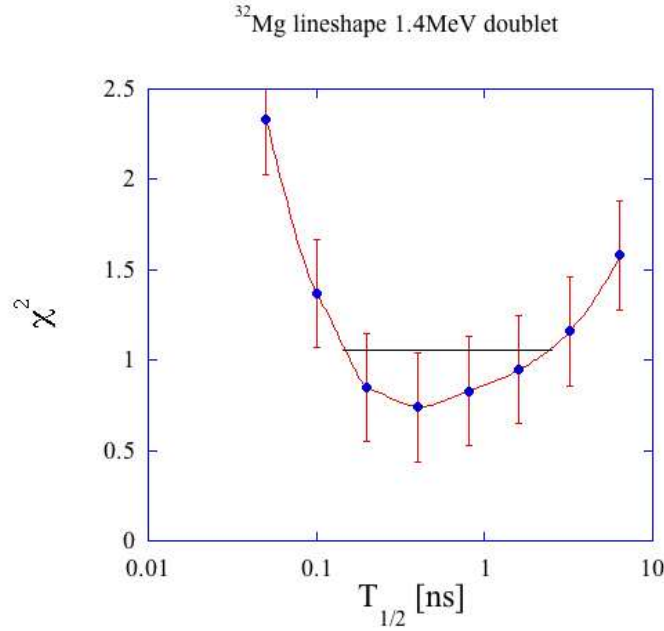
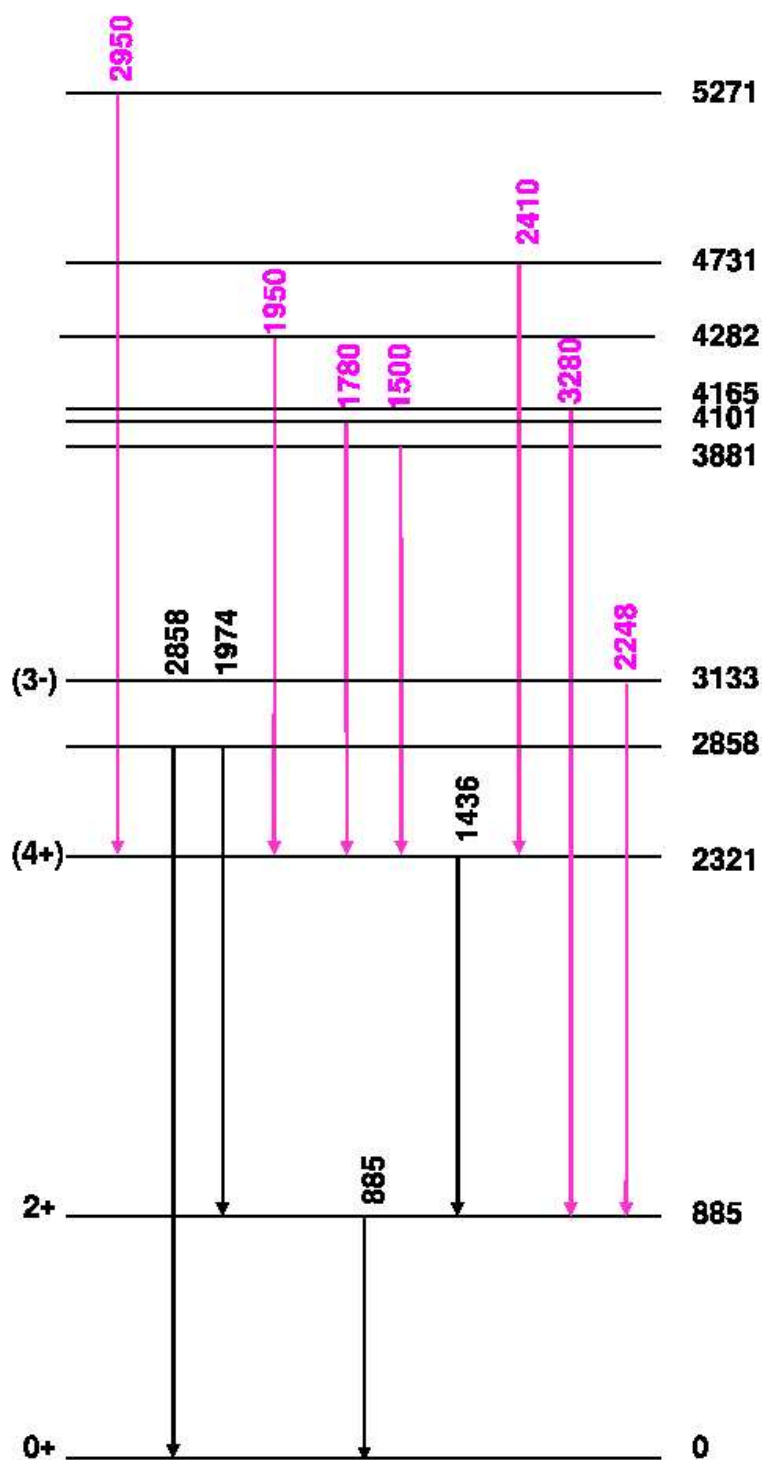


FIG. 4.10 – Calcul du  $\chi^2$  du temps de vie du niveau à 1500 keV.

$\gamma$  en coïncidence avec la transition à 885 keV et éventuellement avec celle à 1436 keV. Nous avons donc placé ce rayonnement  $\gamma$  au dessus du rayonnement  $\gamma$  à 1436 keV.

Pour le rayonnement  $\gamma$  à 1950 keV, il peut s'agir du rayonnement  $\gamma$  observé à 1973 keV en décroissance  $\beta$ . Il peut aussi s'agir du rayonnement  $\gamma$  à 1950(20) keV observé par Belleguic *et al.* [Bel00] qui est proposé comme étant la transition de  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ . Le rayonnement à 2870(40)keV qu'observent Belleguic *et al.* [Bel00] est sûrement notre 2840(30) keV (rayonnement à 2858 keV sur le schéma de niveau 4.11). Si l'état visible dans l'expérience présente, en décroissance  $\beta$  et en spectroscopie  $\gamma$  en ligne est le même, l'assignation au  $2_2^+$  n'est possible que si le  $^{32}\text{Na}$  a un spin/parité  $3^-$  et que cet état est peuplé en décroissance  $\beta$  par d'autres rayonnements  $\gamma$ . Le rayonnement  $\gamma$  à 2410 keV est vu en coïncidence avec les rayonnements  $\gamma$  à 885 keV et 1436 keV et n'a pas été observé précédemment.

Enfin intéressons nous au rayonnement  $\gamma$  à 2248 keV, visible uniquement dans la voie (d,p). La statistique de la voie n'est pas suffisante pour utiliser la matrice  $\gamma - \gamma$ . D'après l'intensité de cette transition, elle peut décroître sur l'état fondamental, l'état à 885 keV ou celui à 2321 keV. Il y a 22 coups dans le spectre simple. Les 6% d'efficacité d'Exogam à 2.2 MeV nous donnent 1 ou 2 coups en coïncidence, or nous avons un coup pour la coïncidence entre le rayonnement  $\gamma$  à 885 keV et celui à 2248 keV. Nous proposons donc de le placer au dessus du rayonnement  $\gamma$  à 885 keV. C'est un état peuplé uniquement par la voie de transfert (d,p), c'est pourquoi nous proposons comme assignation  $3^-$ , qui pourrait correspondre au couplage d'un neutron en  $\nu f_{7/2}$  avec un trou en  $\nu d_{3/2}$ . Il est cependant à noter qu'un  $3^-$  devrait être observé en décroissance  $\beta$ .

FIG. 4.11 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{32}\text{Mg}$ .

### 4.3 les autres isotopes de magnésium

#### 4.3.1 $^{30}\text{Mg}$

Les informations sur le  $^{30}\text{Mg}$  sont connues surtout grâce aux études en décroissance  $\beta$  [Gui84, Bau89b, Mac05]. Les figures 4.12 et 4.13 présentent les schémas de niveaux proposés par Baumann *et al.* [Bau89b] et plus récemment par Mach *et al.* [Mac05], qui diffèrent de manière significative. Le premier état excité a aussi été observé par fragmentation [Gla02] et par excitation coulombienne [Chi01, Sch05]. Le  $^{30}\text{Mg}$  est à la limite de l'îlot d'inversion, on s'attend donc à observer un deuxième  $0^+$  comme pour le  $^{34}\text{Si}$ . L'état à 1789 keV est proposé comme candidat par Mach *et al.* [Mac05].

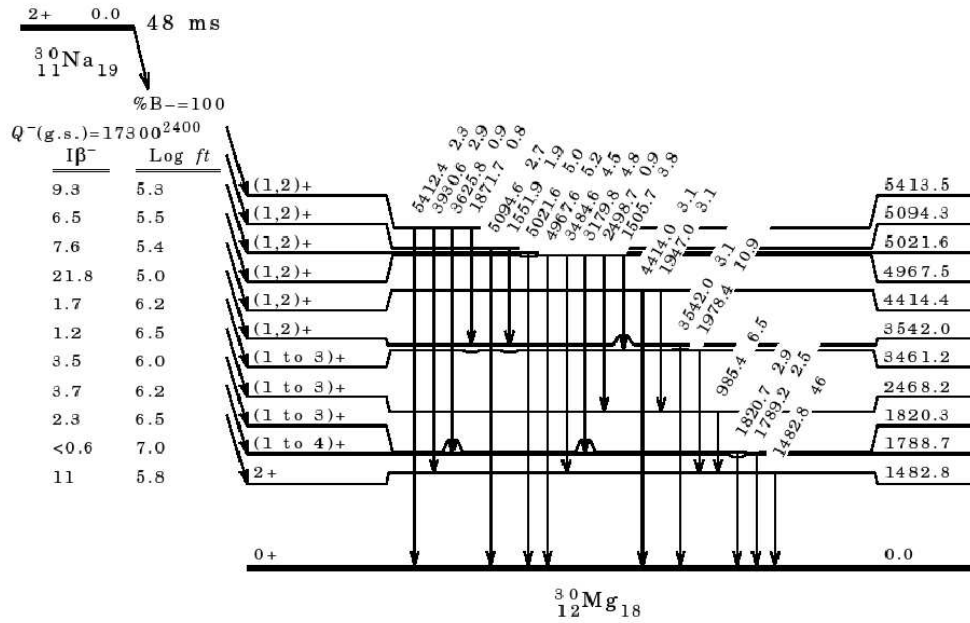


FIG. 4.12 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{30}\text{Mg}$  par décroissance  $\beta$  d'après [Bau89b].

Dans l'expérience présente, nous avons accès à différentes voies de fragmentation et à la diffusion inélastique (FIG. 4.14). Dans toutes les voies, la transition reliant le premier état excité  $2^+$  au fondamental (rayonnement  $\gamma$  à 1483 keV) est visible.

D'après la matrice  $\gamma - \gamma$  (FIG. 4.15), la seule coïncidence évidente est entre les rayonnements  $\gamma$  à 1482 keV et 980 keV. Nous arrivons donc au schéma de niveaux suivant (FIG. 4.16). La décroissance  $\beta$  assigne pour ce deuxième niveau excité un spin/parité 1, 2 ou  $3^+$ . Comme dans l'expérience présente, aucune transition du deuxième niveau vers le fondamental n'a été observé, il paraît plus probable qu'il s'agisse d'un 3 car sinon on devrait voir la transition entre ce niveau et le fondamental. On devine également une structure très large vers 1800-2000 keV qui pourrait indiquer la présence d'un isomère

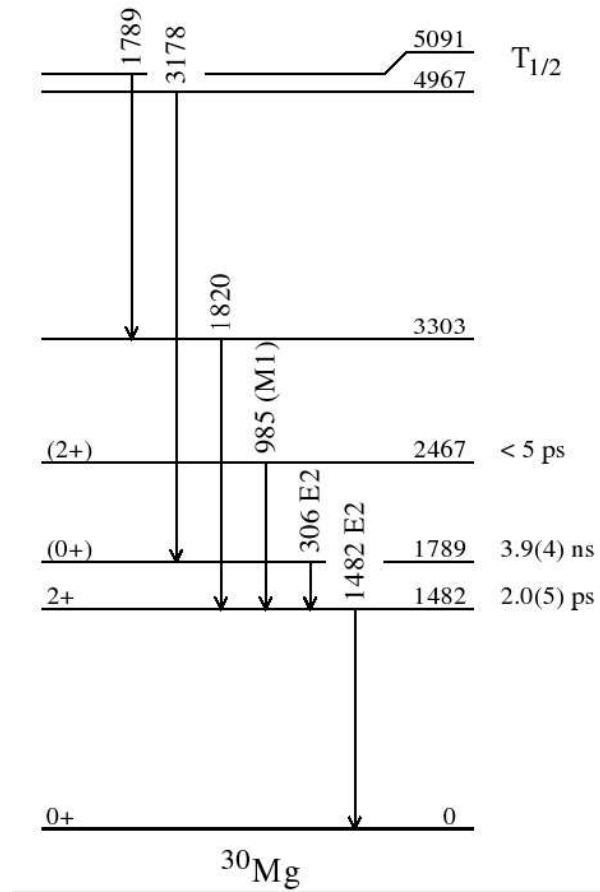


FIG. 4.13 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{30}\text{Mg}$  par décroissance  $\beta$  et  $\beta-n$  [Mac05].

dans le  $^{30}\text{Mg}$ . Un isomère a effectivement été observé à 1789 keV [Mac05], état qui décroît vers le premier état excité par une transition de 306 keV (cf FIG.4.13). Pour expliquer nos données, il faudrait que cet état isomérique soit situé à plus haute énergie d'excitation, en particulier au dessus de la transition à 1820 keV, telle que proposée par Mach *et al.* [Mac05].

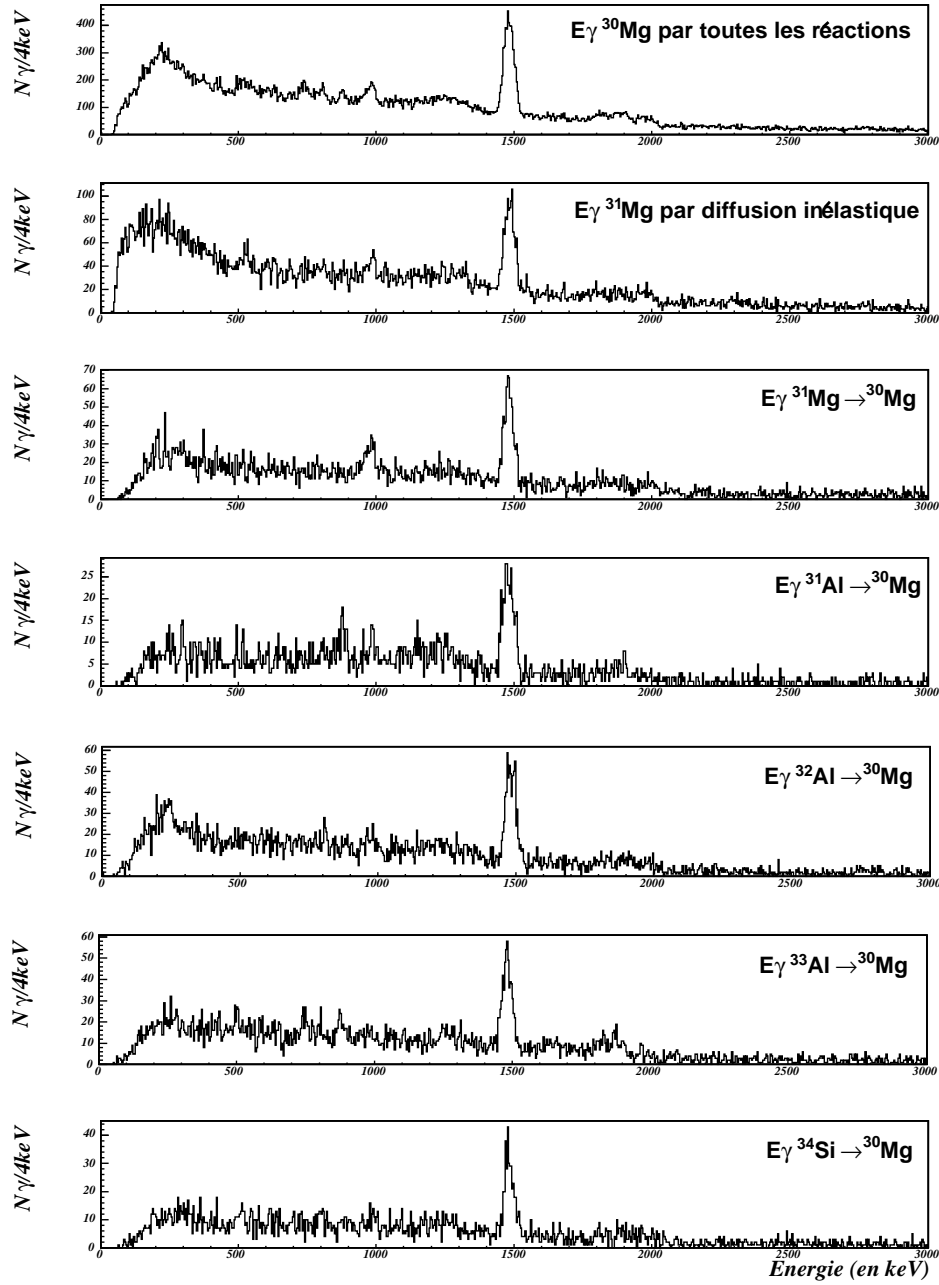


FIG. 4.14 – Spectres  $\gamma$  du  $^{30}\text{Mg}$  suivant les différentes voies de réaction considérées.

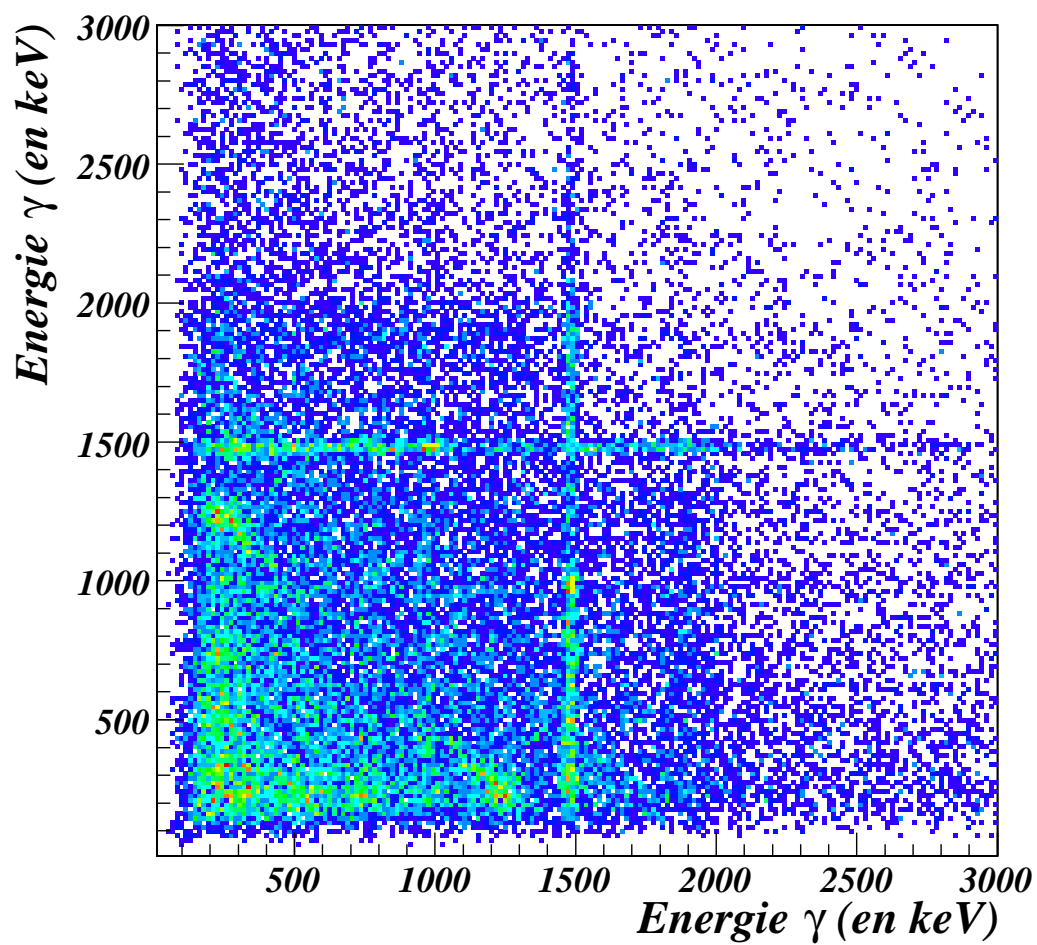


FIG. 4.15 – Matrice  $\gamma - \gamma$  du  $^{30}\text{Mg}$  pour toutes les réactions.

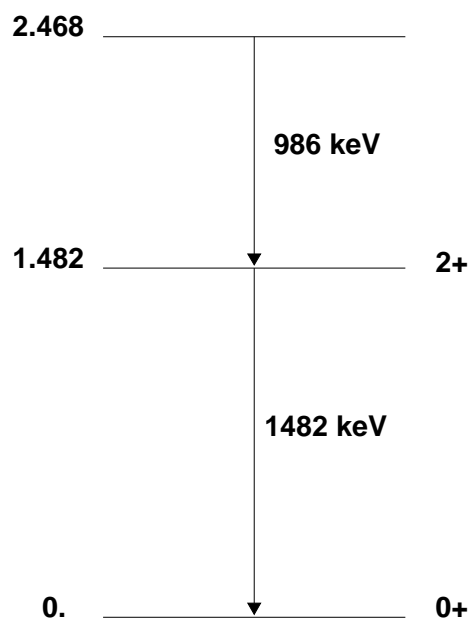


FIG. 4.16 – Schéma de niveaux observés pour le  $^{30}\text{Mg}$ .

### 4.3.2 $^{31}\text{Mg}$

Le  $^{31}\text{Mg}$  appartient à l'îlot d'inversion. Son état fondamental a été attribué comme un  $1/2^+$  [Ney05] alors que le modèle en couches sphérique prédit un  $3/2^+$  ; il s'agit donc d'un état intrus  $2p2h$ . Pour obtenir ce  $1/2^+$ , il faut raisonner dans le cadre du modèle de Nilsson. Avec une déformation prolata de l'ordre de  $\beta \sim 0.4$ , l'orbite  $1/2$  de la couche  $f_{7/2}$  passe en dessous de l'orbite  $1/2$  de la couche  $d_{3/2}$ . Le neutron célibataire se trouve donc dans l'orbite  $1/2$  de la couche  $d_{3/2}$  d'où le  $1/2^+$  (FIG. 4.17). Mis à part les mesures de masse et de rayon, ce noyau n'a été étudié qu'en décroissance  $\beta$  ou  $\beta - n$  [Gui84, Klo93, Mac05]. Ces deux types de décroissances apportent des résultats complémentaires. Ainsi en décroissance  $\beta - n$  on accède à des états de spin/parité impossible à observer en décroissance  $\beta$  comme l'état  $11/2^-$  proposé par Mach *et al.* [Mac05]. La figure 4.18 montre le schéma de niveau obtenu en décroissance  $\beta$ .

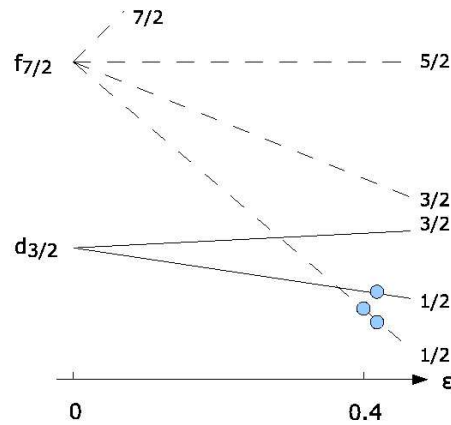


FIG. 4.17 – Etat fondamental du  $^{31}\text{Mg}$  dans une représentation de type Nilsson.

Le  $^{31}\text{Na}$  fait partie de l'îlot d'inversion, avec une configuration  $2p2h$  dans son état fondamental. Les états peuplés en décroissance  $\beta$  et dont la valeur du  $\log ft$  est inférieure à 5.9 (transition permise [Kan95]) peuvent avoir la même configuration. On déduit donc de la figure 4.18 que 6 états correspondent à ce critère. Il s'agit de l'état fondamental et des états à 51, 673 keV, 2.2 MeV, 3.76 MeV et 3.81 MeV. Tous ces états peuvent donc correspondre à des configurations  $2p2h$ . D'après Neyens *et al.* [Ney05], Mach *et al.* [Mac05] et Maréchal *et al.* [Mar05], les deux premiers états correspondent effectivement à des configurations  $2p2h$  à 93 et 95 %.

Le couplage de deux particules dans la couche  $\nu f_{7/2}$  avec un neutron en  $d_{3/2}$  permet d'obtenir 5 états différents : un état  $3/2^+$ , si les deux particules sont couplées à un  $0^+$  et 4 états  $1/2^+$  à  $7/2^+$ , si elles sont couplées à un  $2^+$ . En décroissance  $\beta$  seul le  $7/2^+$  n'est pas accessible. Selon Neyens *et al.* [Ney05], le fondamental correspond à l'état  $1/2^+$  et le premier état excité à 51 keV, à un  $3/2^+$ .

Les différentes voies de réactions utilisables dans l'expérience présente sont la diffusion inélastique, les transferts (d,p), (d,t) et (d, $^3\text{He}$ ) et fragmentations équivalentes

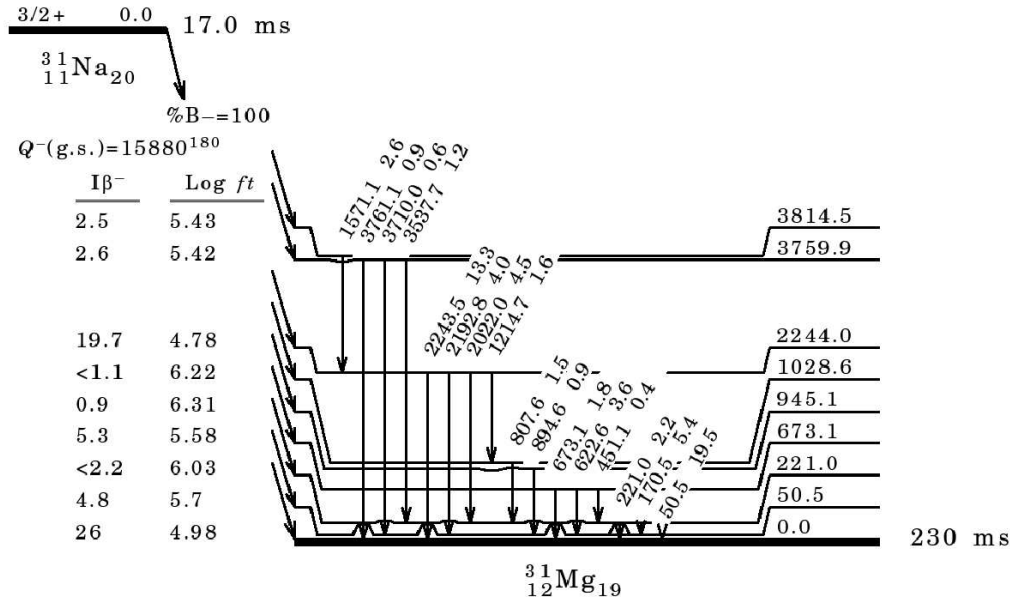


FIG. 4.18 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{31}\text{Mg}$  par décroissance  $\beta$  [Klo93].

(FIG. 4.19). Nous observons les rayonnements  $\gamma$  suivants : 170, 221, 452, 622, 673, 724, 894 et 1767 keV. La matrice  $\gamma - \gamma$  n'est pas utilisable du fait de la faible statistique, nous avons donc comparé les rayonnements  $\gamma$  observés dans l'expérience présente et dans la littérature, ie. en décroissance  $\beta$  et  $\beta - n$  (FIG. 4.18). Les deux premiers niveaux sont espacés de 51 keV, cette transition n'est pas visible dans l'expérience présente du fait de la durée de vie de cette transition. Nous n'avons pas placé le rayonnement  $\gamma$  à 1767 keV car il peut tout aussi bien décroître vers le fondamental ou les premiers états excités : la limite pour observer un rayonnement  $\gamma$  est que le niveau d'où se désexcite ce rayonnement  $\gamma$  ne dépasse pas l'énergie de séparation d'un neutron du noyau ( $S_n = 2404(101)$  keV).

On peut remarquer que le niveau à 945 keV est peuplé principalement en diffusion inélastique et un peu (d,t), celui à 673 keV en (d, $^3\text{He}$ ) comme le 1767 keV ; celui à 221 keV plutôt en (d,p). L'état à 673 keV est fortement peuplé ce qui indique qu'il est un bon candidat pour un état  $3/2^+$  ou  $5/2^+$ , se désexcitant par une transition  $E_2$  vers le fondamental  $1/2^+$ . Les états à 221 et 945 keV peuvent correspondre à des transitions interdites en décroissance  $\beta$  et donc avoir une parité négative. L'état à 221 keV est fortement peuplé par réaction (d,p) est un bon candidat pour un état  $3/2^-$ , correspondant à une particule dans la couche  $\nu p_{3/2}$ .

Tous ces résultats sont présentés sur la figure 4.20.

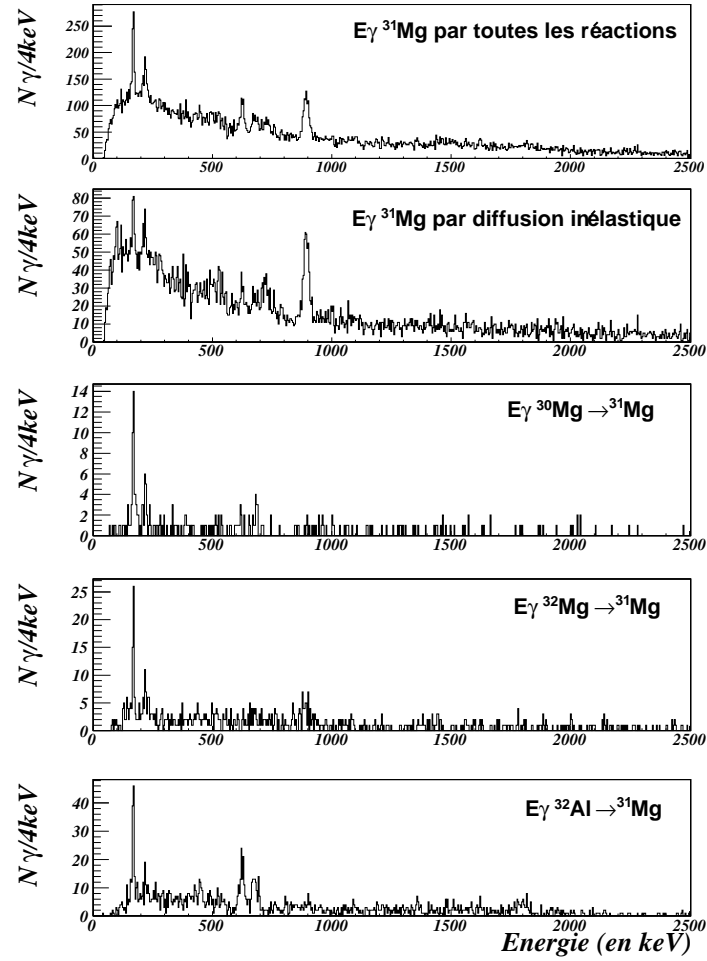


FIG. 4.19 – Spectres  $\gamma$  du  $^{31}\text{Mg}$  suivant les différentes voies de réaction considérées.

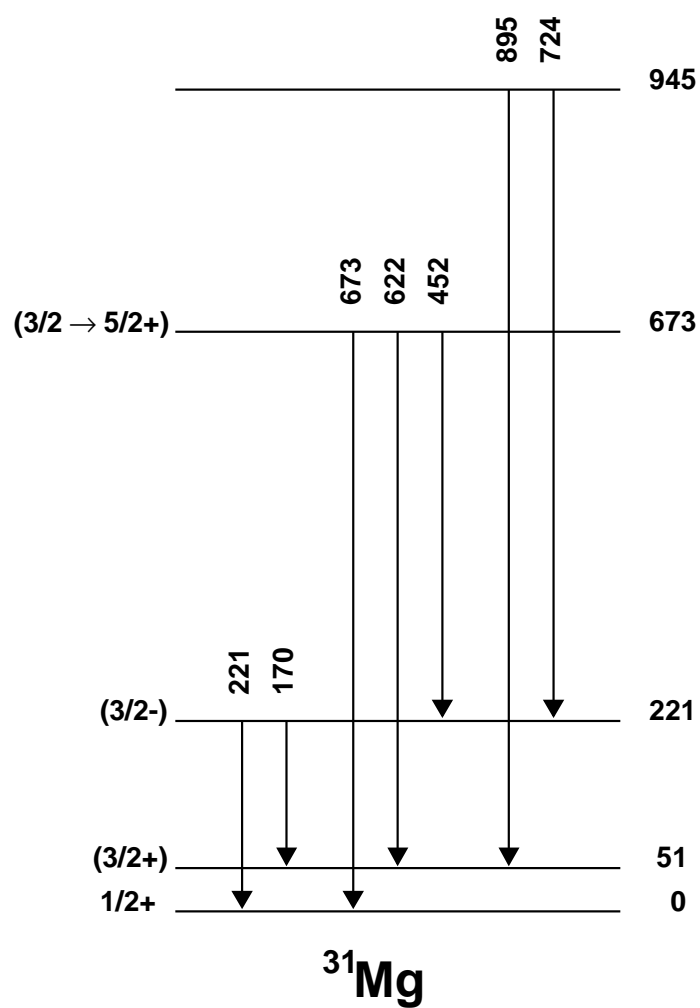


FIG. 4.20 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{31}\text{Mg}$ .

## 4.4 le $^{34}\text{Si}$

De nombreuses expériences (complémentaires) ont été faites sur le  $^{34}\text{Si}$ . Tout d'abord, deux expériences de transfert à partir du  $^{36}\text{S}$ , ont observé pour l'une, un état à 5.33 MeV [Fif85], pour l'autre un état à 3.59 MeV [May84]. Dans les deux cas, ces états sont assignés comme des  $2^+$ . Nombre d'états excités (FIG. 4.21) sont connus grâce aux études de ce noyau par décroissance  $\beta$  [Bau89, Num01], mais aussi par réaction profondément inélastique [For94], diffusion inélastique [Mit02, Iwa03] et fragmentation [End02] (knock-out d'un neutron). Le  $B(E2)$  mesuré par excitation coulombienne [Ibb98] peut être interprété en termes de grande contribution de la configuration déformée  $2\hbar\omega$  du  $2^+$  alors que l'état fondamental est surtout dominé par la configuration sphérique. De ce mélange de configuration, un  $0_2^+$ , correspondant à la configuration déformée, est prédit dans les modèles au dessous du  $2_1^+$ .

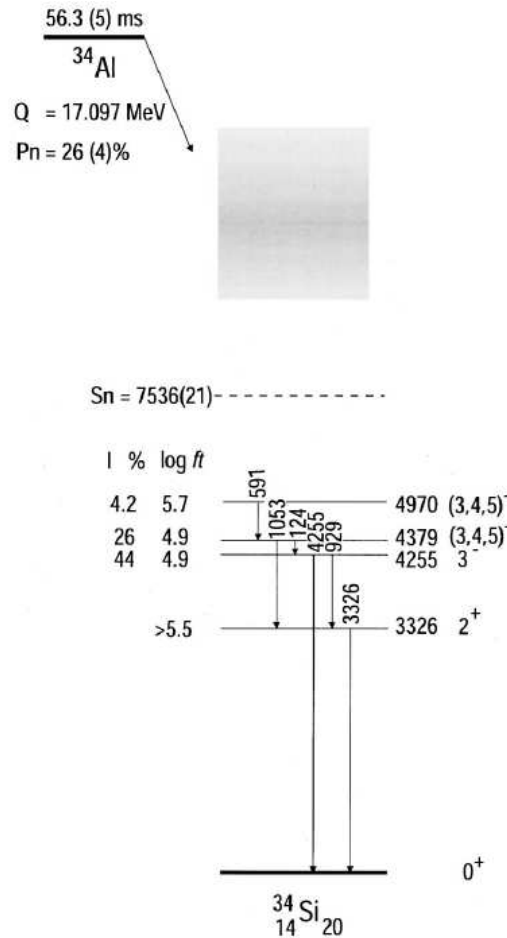


FIG. 4.21 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{34}\text{Si}$  [Num01].

Sur la figure 4.22, on peut voir les différentes voies de réactions observées dans

l'expérience présente : diffusion inélastique, transfert (d,p) et (d,t), fragmentation. les rayonnements  $\gamma$  sont peuplés dans les mêmes proportions quelle que soit la réaction à l'exception de celui à 3.3 MeV. La plupart des rayonnements  $\gamma$  que nous observons l'ont déjà été par Nummela *et al.* [Num01] (FIG.4.21) et Iwasa *et al.* [Iwa03], même si certains n'étaient pas placés sur le schéma de niveau. Un travail à partir de la matrice  $\gamma - \gamma$  (FIG. 4.23) a permis de corroborer la plupart des propositions de placement de Iwasa *et al.* [Iwa03]. Ainsi nous proposons de placer les rayonnements  $\gamma$  à 2676 keV et 1715 keV juste au dessus du  $2^+$ , ie au-dessus du niveau à 3.3 MeV. Iwasa *et al.* [Iwa03] proposait de placer le rayonnement  $\gamma$  à 1480 keV comme pouvant décroître du  $2^+$  et d'assigner ce niveau au deuxième  $0^+$ , prédit par les théoriciens. La matrice  $\gamma - \gamma$  nous suggère que ce rayonnement  $\gamma$  est en coïncidence avec le  $2^+$ . Ceci est confirmé par la figure 4.24 qui présente le spectre  $\gamma$  obtenu en coïncidence avec la transition à 3.3 MeV. Nous proposons de le placer en parallèle avec le rayonnement à 2676 keV et avec comme rayonnement  $\gamma$  fils celui à 1191 keV.

L'expérience de diffusion inélastique dédiée à la recherche de la transition  $0_2^+ \rightarrow 0_{gs}^+$  n'ayant pas trouvé d'indication de l'existence de cet état au dessous du  $2^+$  [Mit02], nous avons aussi cherché cet état au dessus du  $2^+$ . Nous avons donc cherché une transition de relativement basse énergie (quelques centaines de keV) en coïncidence avec la transition à 3.3 MeV. Dans nos spectres « single » (FIG. 4.22) mais surtout dans la « gate  $2^+$  » (FIG. 4.24), un rayonnement  $\gamma$  non-observé jusqu'alors se devine à 670 keV. Nous le proposons comme étant le deuxième  $0^+$ . Sur la figure 4.25 nous avons tracé les corrélations angulaires entre ce rayonnement  $\gamma$  et celui entre le premier  $2^+$  et le fondamental  $0^+$ . Les courbes supposent que le 670 keV a comme spin parité initial 0, 1, 2, 3 ou  $4^+$ .

Même si les barres d'erreur sont un peu trop grandes pour tirer une conclusion définitive, la forme de la corrélation angulaire est bien caractéristique d'une cascade  $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ . Cet état est donc un bon candidat pour le deuxième état excité  $0^+$ , correspondant à la configuration déformée.

Ce résultat est en contradiction avec la plupart des calculs de modèle en couches pour lesquels, cet état doit se trouver en dessous du  $2^+$  déformé du  $^{34}\text{Si}$ , de manière à reproduire les propriétés des noyaux de l'îlot d'inversion et en particulier le fondamental du  $^{32}\text{Mg}$ .

Tous les résultats sur le  $^{34}\text{Si}$  obtenus dans notre expérience sont présentés sur la figure 4.26.

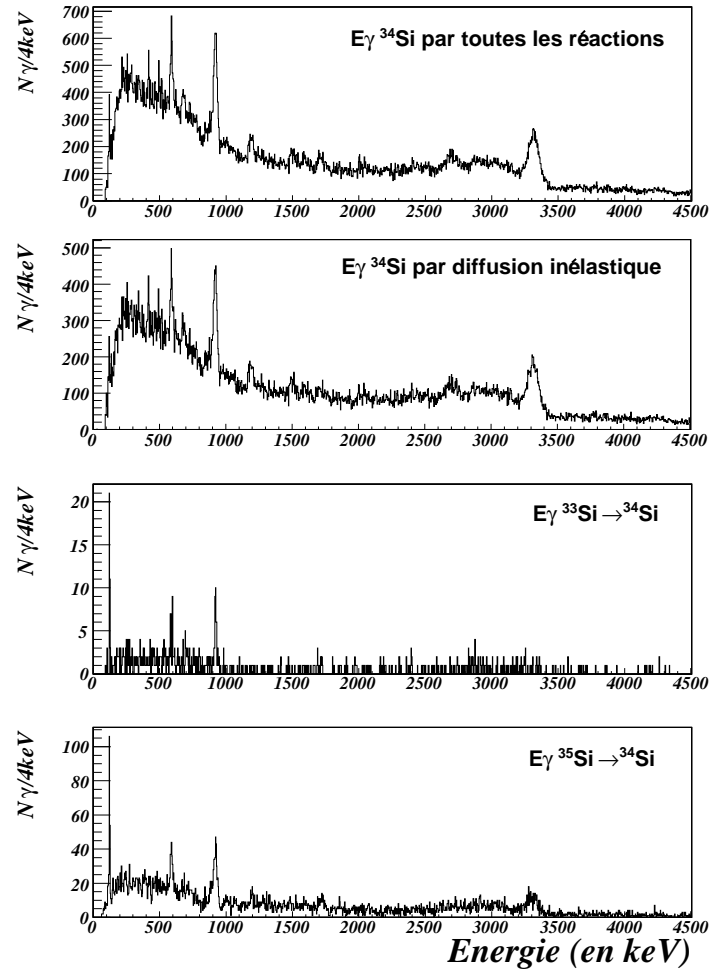


FIG. 4.22 – Spectres  $\gamma$  du  $^{34}\text{Si}$  suivant les différentes voies de réaction considérées, avec soustraction des fortuites pour la voie inélastique et la condition *toutes réactions*.

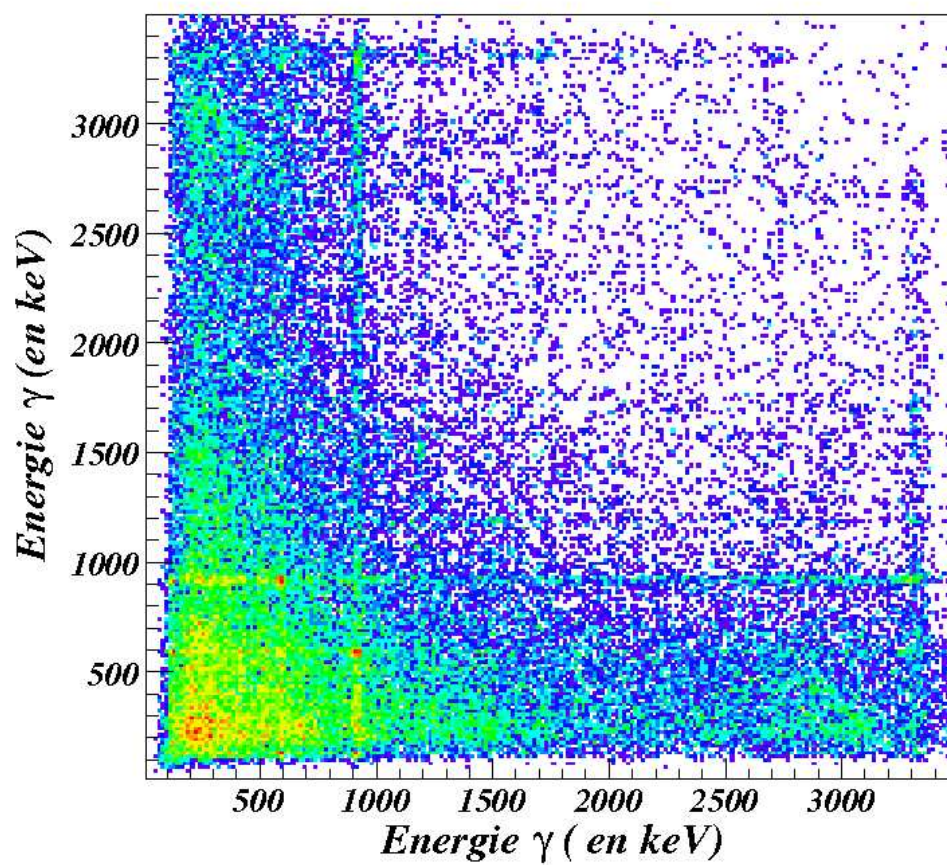


FIG. 4.23 – Matrice  $\gamma - \gamma$  du  $^{34}\text{Si}$  pour toutes les réactions (et donc principalement la diffusion inélastique).

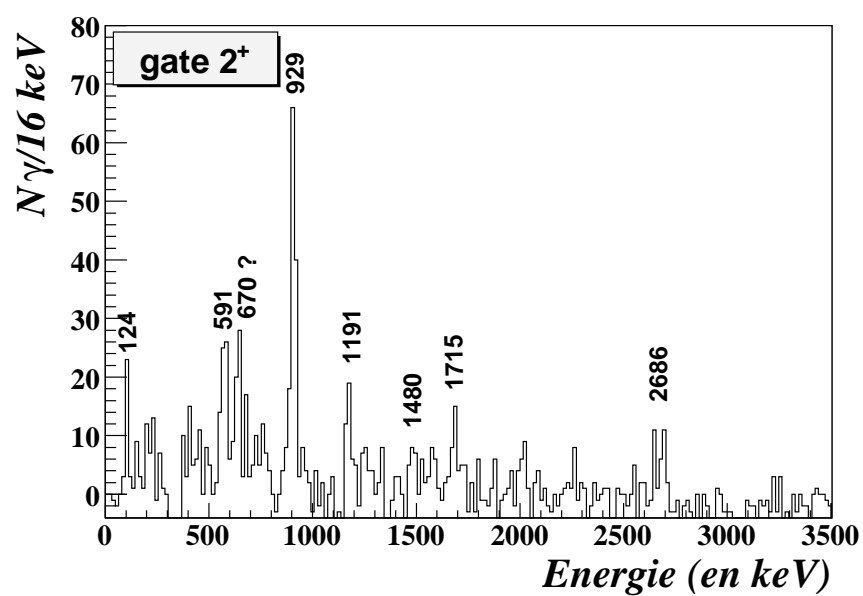


FIG. 4.24 – Fenêtre de coïncidences avec la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  à 3326 keV.

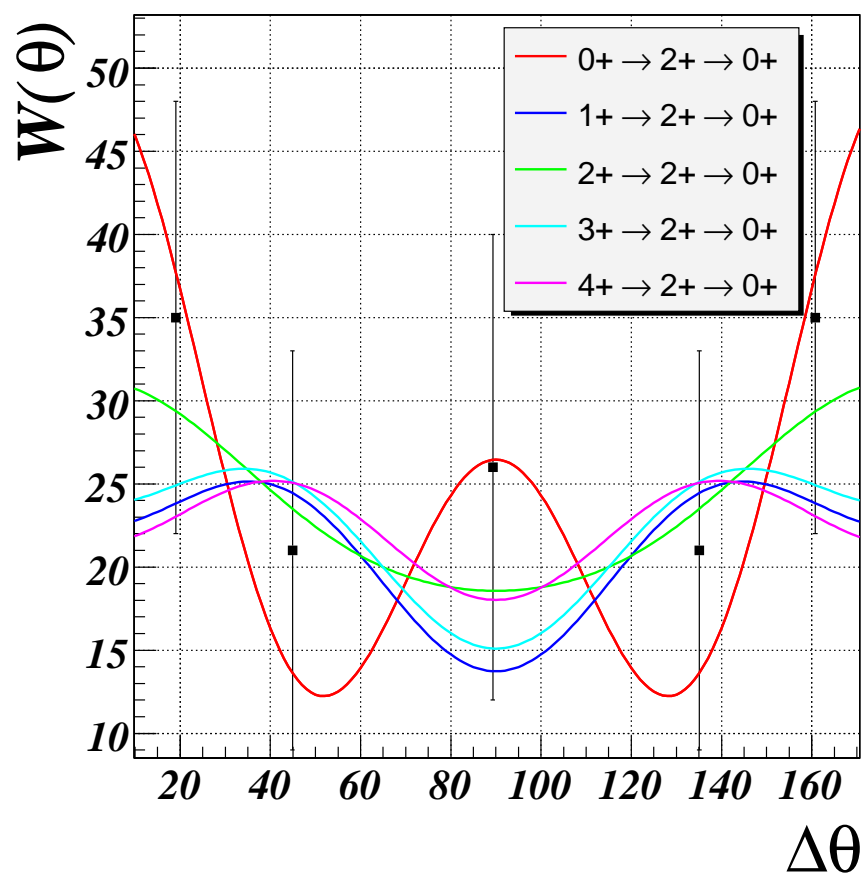
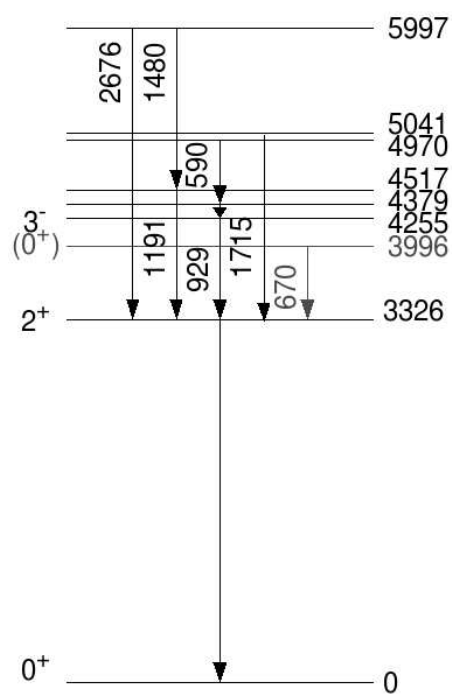


FIG. 4.25 – Corrélations angulaires pour le rayonnement  $\gamma$  à 670 keV.

FIG. 4.26 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{34}\text{Si}$ .

## 4.5 les autres isotopes de silicium

Les  $^{33}\text{Si}$  et  $^{35}\text{Si}$  sont intéressants car ils complètent notre connaissance de la fermeture de couche N=20 ( $d_{3/2}$  -  $f_{7/2}$ ) en rajoutant ou en enlevant un neutron. Grâce à cette particule (ou ce trou), on peut sonder l'espacement des premières couches de l'espace de valence ( $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$ ) comme du coeur ( $s_{1/2}$ ,  $d_{5/2}$ ).

### 4.5.1 $^{33}\text{Si}$

Le  $^{33}\text{Si}$  a été étudié par décroissance  $\beta$  [Mor02], par réaction de transfert [Fif85, Fif86], par réaction profondément inélastique [For94], par fragmentation [End02] et par excitation coulombienne [Pri00]. Dans la grande majorité des cas, deux niveaux sont observés : un à 1010 keV et un autre vers 4320 keV (FIG. 4.27).

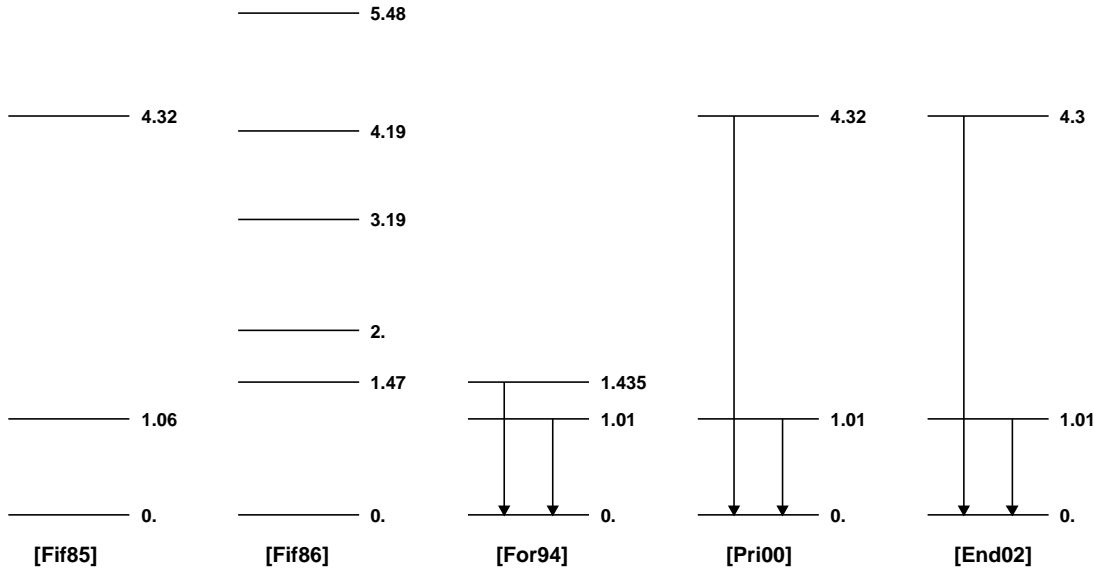


FIG. 4.27 – Schémas de niveaux proposé pour le  $^{33}\text{Si}$ .

Les spectres  $\gamma$  obtenus pour les différentes voies de réaction dans l'expérience présente contiennent ces 2 transitions, mais nous observons en plus 2 transitions à 970(10) keV et 1735(10) keV (FIG. 4.28) ; on peut aussi deviner une raie vers 700 keV mais elle est noyée dans le fond Compton. On remarque que la voie la plus importante est celle provenant du  $^{34}\text{Si}$  (FIG. 4.28) car c'est un noyau très produit en voie d'entrée. La matrice  $\gamma - \gamma$  montre clairement les coïncidences entre le rayonnement  $\gamma$  à 1010 keV et celui à 970 keV (FIG. 4.29).

Nous n'observons pas l'état à 1435 keV vu par Fifield *et al.* [Fif86] et Fornal *et al.* [For94]. S'il s'agit d'un  $7/2^-$ , comme ils le proposent, la transition  $7/2^- \rightarrow 3/2^+$  est une M2 (+E3), donc avec un temps de vie relativement long que nous ne pouvons observer avec notre dispositif. En revanche, l'état à 1980 keV est probablement identique à l'état à 2 MeV vu par [Fif86], assigné comme  $3/2^-$ .

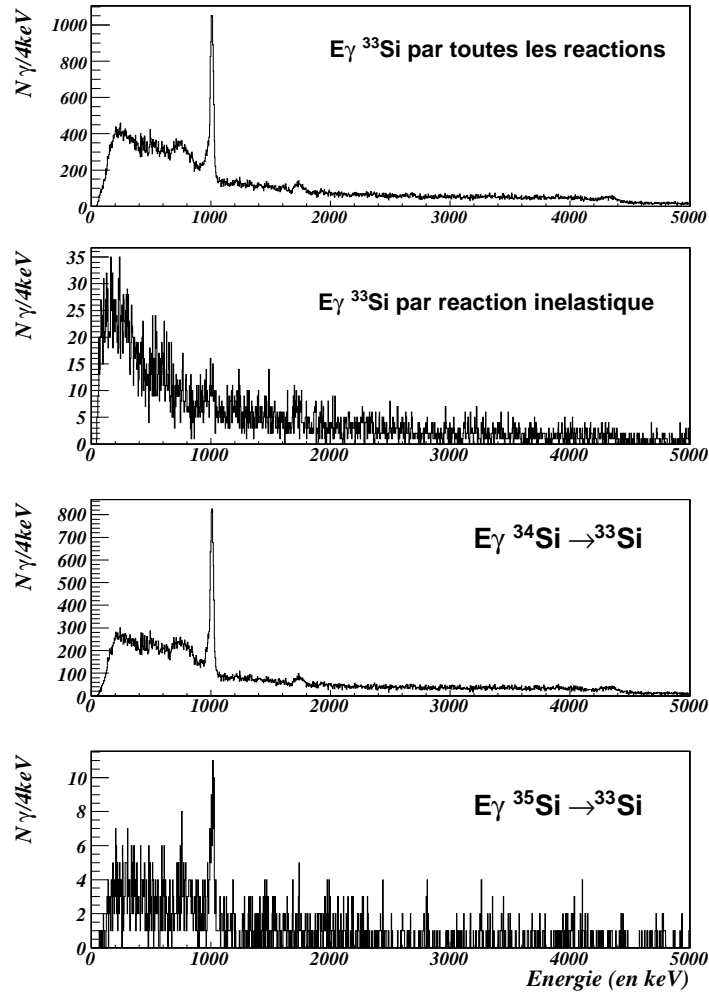
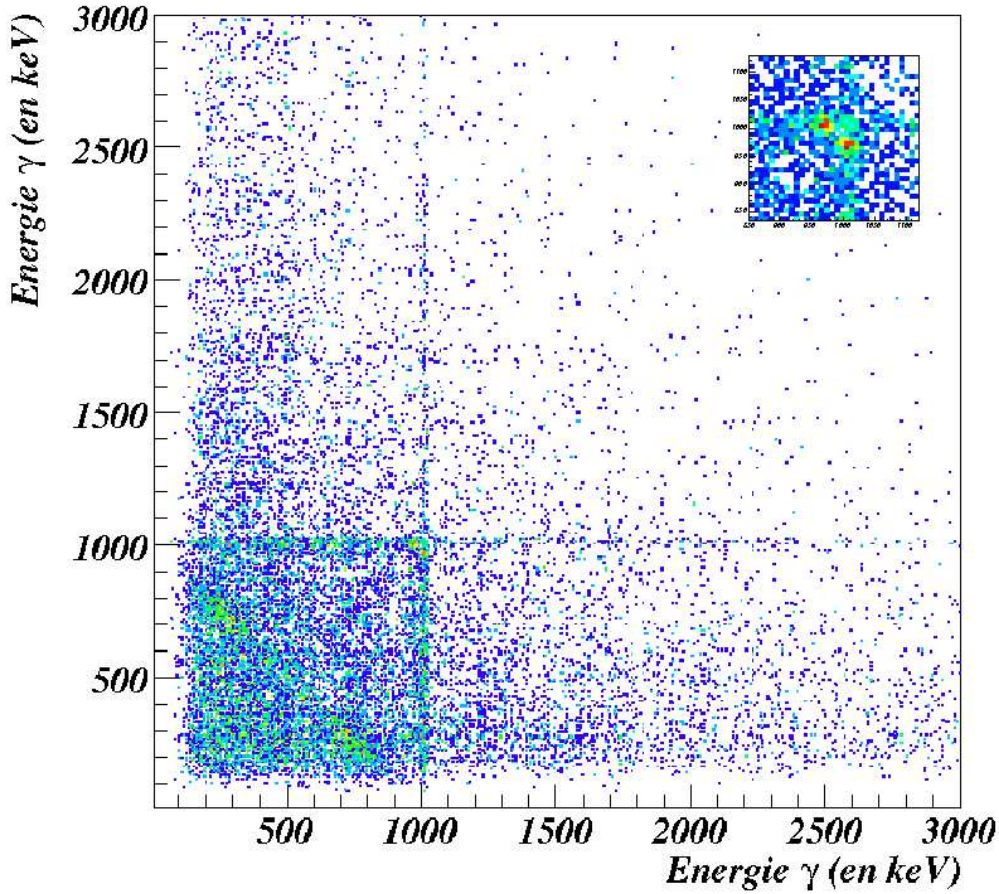


FIG. 4.28 – Spectres  $\gamma$  du  $^{33}\text{Si}$  suivant les différentes voies de réaction considérées.

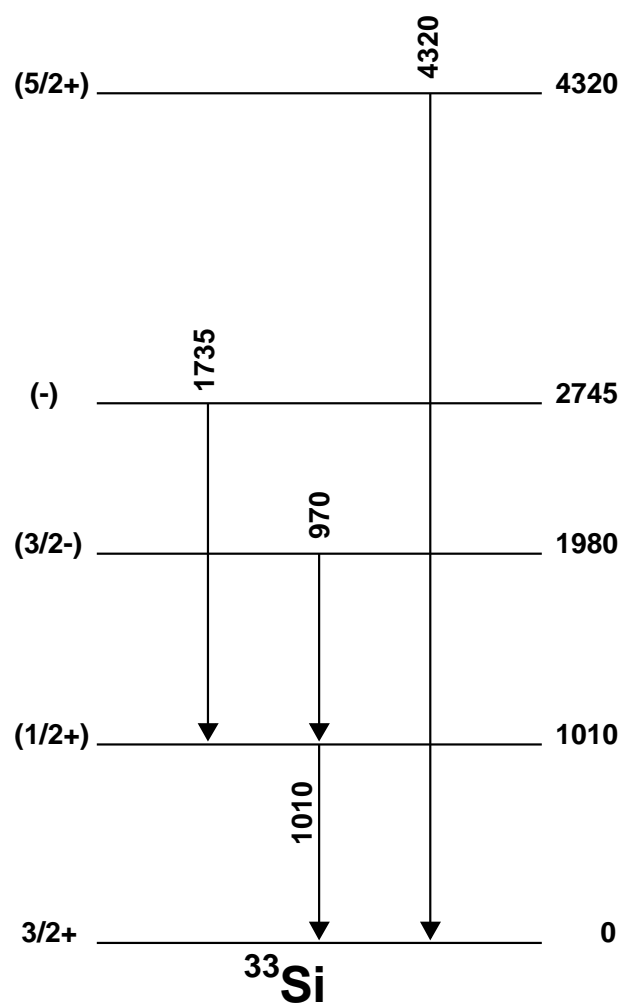
Intéressons nous maintenant au rayonnement  $\gamma$  à 1735 keV. La coïncidence avec le 1010 keV n'est pas très visible dans la matrice  $\gamma - \gamma$  alors que l'intensité dans les spectres "single" est en principe suffisamment importante pour que les coïncidences dans la matrice  $\gamma - \gamma$  soient visibles. En effet, avec les 500(50) coups dans le pic "single", on s'attend à observer environ 45(6) dans le pic de coïncidence. On en trouve 37(10). Le rayonnement  $\gamma$  à 1735 keV est donc vraisemblablement en coïncidence avec celui à 1010 keV. Nous proposons donc le schéma de niveau de la figure 4.30.

Le modèle en couche SD (niveaux accessibles jusqu'à la couche  $d_{3/2}$  en neutron comme

FIG. 4.29 – Matrice  $\gamma - \gamma$   $^{33}\text{Si}$ .

en proton) prévoit deux niveaux [Bro07, Now07] : le premier vers 1 MeV, correspondant à un état  $1/2^+$  (excitation d'un neutron  $s_{1/2}$  vers  $d_{3/2}$ ) ; le second vers 4 MeV, correspondant à un état  $5/2^+$  (excitation d'un neutron  $d_{5/2}$  vers  $d_{3/2}$ ). Si on observe d'autres niveaux dans cet intervalle, il peut s'agir d'états de parité négative faisant intervenir la couche  $fp$ .

Dans notre analyse, nous observons deux niveaux dans ce cas : l'un vers 2 MeV, l'autre vers 2.7 MeV. Pour le premier, nous pouvons proposer le même assignation que Fifield *et al.* [Fif86] à savoir un  $3/2^-$ . Les calculs d'Alex Brown *et al.* [Bro07] montrent que cet état est un mélange de configurations  $p_{3/2}$  à 75% et  $f_{7/2}$  à 25%. Le deuxième peut être  $3/2^-$  avec un autre mélange de configuration ou un  $1/2^-$ . On s'attend à avoir un noyau avec des états fragmentés comme le  $^{35}\text{S}$  [Ram85, Bee97].

FIG. 4.30 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{33}\text{Si}$ .

### 4.5.2 $^{35}\text{Si}$

Le  $^{35}\text{Si}$  est un noyau à 21 neutrons ce qui permet d'étudier l'évolution de l'énergie à une particule. Les premiers résultats sur ce noyau ont été obtenus par décroissance  $\beta$  ([Num01], FIG. 4.31).

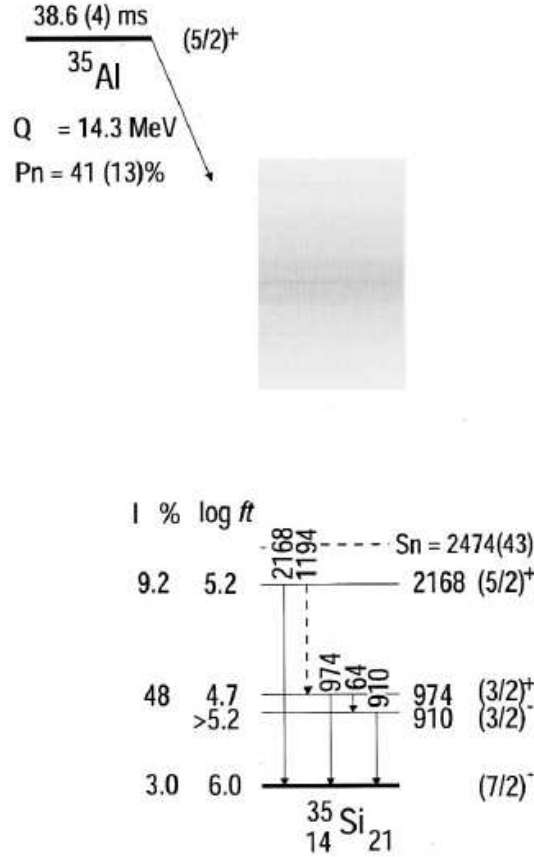


FIG. 4.31 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{35}\text{Si}$  par [Num01].

Le  $^{35}\text{Si}$  a été produit à partir du  $^{35}\text{Si}$  et du  $^{34}\text{Si}$  dans l'expérience présente. Le rapport pic sur fond est plus favorable dans le cas  $^{34}\text{Si} \rightarrow ^{35}\text{Si}$  qu'en diffusion inélastique (FIG. 4.32) ; nous nous limiterons donc à l'étude des niveaux excités du  $^{35}\text{Si}$  peuplés par réactions de transfert d'un neutron à partir du  $^{34}\text{Si}$ . Ce neutron vient donc s'ajouter au  $^{34}\text{Si}$  dont le fondamental correspond principalement au remplissage complet de la couche  $\nu d_{3/2}$ .

Dans notre spectre « single », nous distinguons deux rayonnements  $\gamma$  : 905(1) et 1133(3) keV. On peut les associer aux rayonnements  $\gamma$  à 910.11(30) et 1130.28(40) keV de l'expérience précédente [Num01] non placé pour le second. Nos deux rayonnements  $\gamma$  sont en coïncidence (FIG. 4.33), nous proposons donc le schéma suivant (FIG. 4.34). La transition à 1130 keV peuple le premier état excité à partir d'un état à 2038 keV.

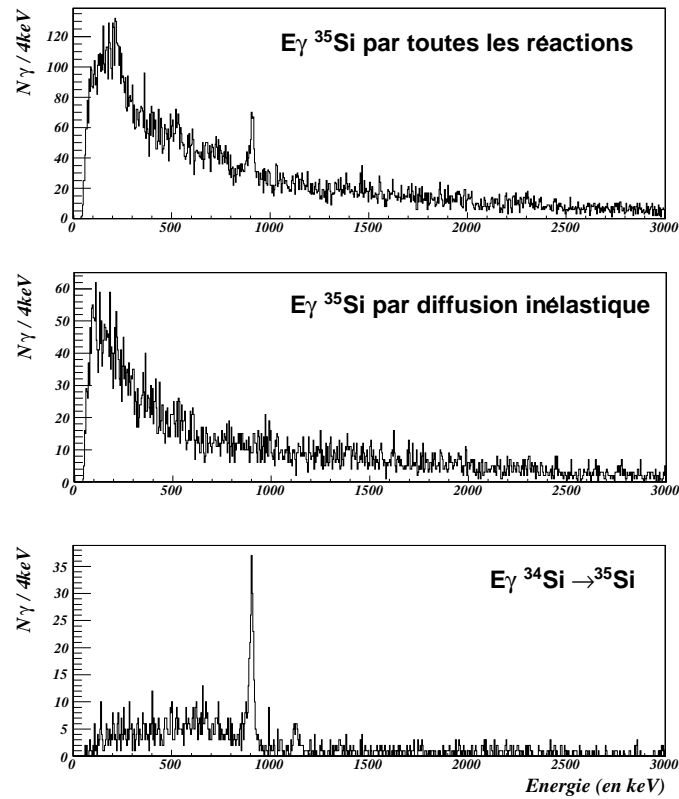


FIG. 4.32 – Spectres  $\gamma$  du  $^{35}\text{Si}$  suivant les différentes voies de réaction considérées.

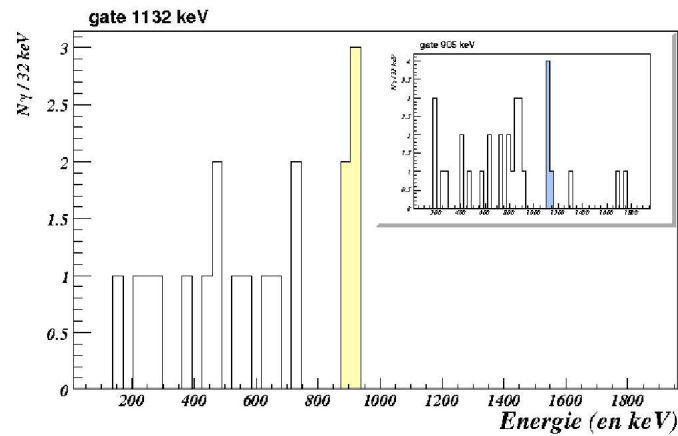
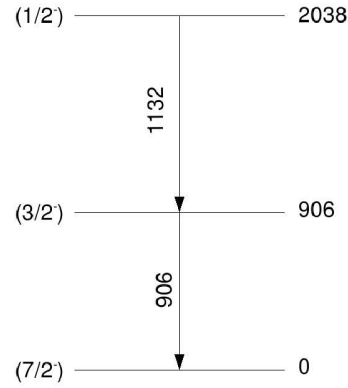
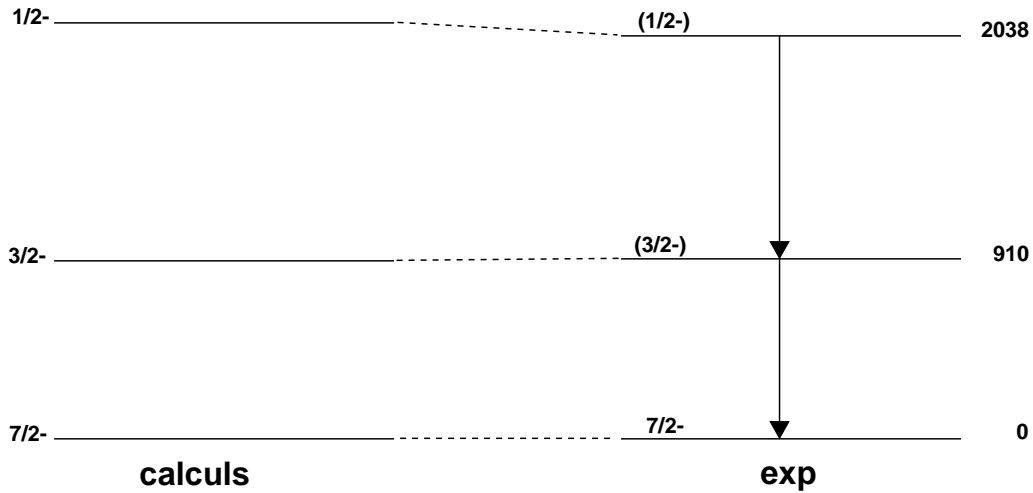


FIG. 4.33 – Gates 906 et 1132 keV.

Nous étudions le  $^{35}\text{Si}$  par le biais de la réaction (d,p) ; la sélectivité de cette réaction permet d'accéder aux états où un neutron est mis dans la couche  $p_{3/2}$  ou  $p_{1/2}$ . On aurait

FIG. 4.34 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{35}\text{Si}$ .FIG. 4.35 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{35}\text{Si}$  comparé au calcul modèle en couches [Gau07].

donc accès aux gaps en énergie entre les couches  $f_{7/2}$  et  $p_{3/2}$  d'une part et  $p_{3/2}$  et  $p_{1/2}$  d'autre part. L'assignation que nous proposons est donc  $3/2^-$  et  $1/2^-$  pour les états à 906 et 2038 keV. Ces assignations sont en accord avec les résultats de Nummela *et al.* [Num01] en décroissance  $\beta$  où ces deux états ne sont pas peuplés directement. En effet, le fondamental du  $^{35}\text{Al}$  est de parité positive. En décroissance  $\beta$ , les états de même parité dans le noyau fils sont peuplés préférentiellement. Les états de parité négative dans le

$^{35}\text{Si}$  ne sont accessibles que s'ils sont alimentés par des états de parité positive.

La prédiction du modèle en couches (FIG. 4.35, [Gau07]) correspond à ce que nous trouvons expérimentalement : deux états de parité négative  $3/2^-$  et  $1/2^-$  à des énergies de 900 et 2104 keV avec des facteurs spectroscopiques de 0.86 et 0.89. La couche  $p_{1/2}$  peut contenir 2 particules, la couche  $p_{3/2}$  4 particules et la couche  $f_{7/2}$  8 particules. On a donc deux fois plus de chances de peupler la couche  $p_{3/2}$  que la  $p_{1/2}$ . On doit donc trouver une population directe du  $3/2^-$  deux fois plus élevée que celle du  $1/2^-$ . D'après l'annexe A, l'intensité du  $1/2^-$  est de 10(2), celle du  $3/2^-$  de 60(5)-10(2)=50(6). On obtient un rapport de 0.20(5). Ce résultat est donc sensiblement trop faible, mais néglige la population éventuelle de l'état  $3/2^-$  à 906 keV par d'autres voies de désexcitation qui n'ont pas pu être mises clairement en évidence par manque de statistique. Pour avoir une idée de l'évolution des intervalles d'énergie entre les couches, nous pouvons comparer le schéma de niveau du  $^{35}\text{Si}$  à celui du  $^{37}\text{S}$  qui est le noyau qui a 2 protons de plus (FIG. 4.36). Dans le  $^{37}\text{S}$  en réaction (d,p) [Pis84, Gun01], les deux niveaux peuplés principalement sont les  $3/2^-$  et  $1/2^-$  (à 646 et 2638 keV). Si on considère que le comportement de ces deux noyaux est similaire, notre assignation est valide et l'intervalle d'énergie entre les couches  $f_{7/2}$ - $p_{3/2}$  augmente entre le  $^{37}\text{S}$  et le  $^{35}\text{Si}$  tandis que celui  $f_{7/2}$ - $p_{1/2}$  diminue, ce qui conduit à une réduction du splitting spin orbit d'environ 1 MeV (FIG. 4.36).

Un effet similaire mais moins spectaculaire de l'évolution du splitting spin orbit  $p_{1/2} - p_{3/2}$  quand on enlève les protons de la couche  $s_{1/2}$ , a été récemment observé dans le cas de l' $^{46}\text{Ar}$  (par rapport au  $^{48}\text{Co}$ ), et interprété en terme de dépendance en densité de l'interaction spin-orbite [Gau06]. Cette réduction du splitting spin-orbit est prédit par les calculs de champ moyen relativiste [Tod04], et est interprété par une réduction de la densité des protons au centre du  $^{34}\text{Si}$ .

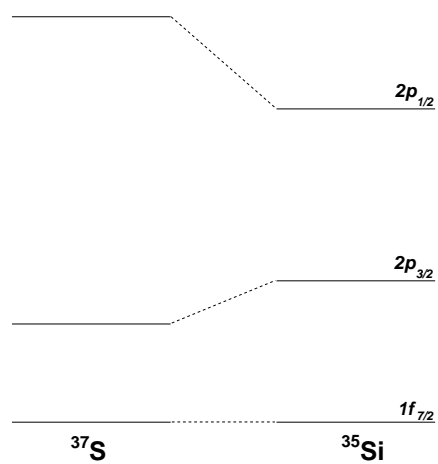


FIG. 4.36 – Représentation simplifiée de l'évolution de l'espacement des couches dans les  $^{37}\text{S}$  et  $^{35}\text{Si}$ .

## 4.6 les isotopes d'aluminium

### 4.6.1 $^{31}\text{Al}$

Le  $^{31}\text{Al}$  a surtout été étudié par décroissance  $\beta$  [Gui84, Mar05] mais aussi par réaction  $^{15}\text{N}(^{18}\text{O}, 2p)$  [Pan81] et transfert [Woo88]. Les informations sur ce noyau sont nombreuses (FIG. 4.37). Nous observons des rayonnements  $\gamma$  à 666(1), 946(2), 1613(2), 2330(2), 2660(3) et 3615(8) keV. D'après nos données (FIG. 4.38), la réaction inélastique favorise moins les rayonnements  $\gamma$  à basse énergie que la voie  $^{32}\text{Al} \rightarrow ^{31}\text{Al}$  (transfert (d,t) ou fragmentation).

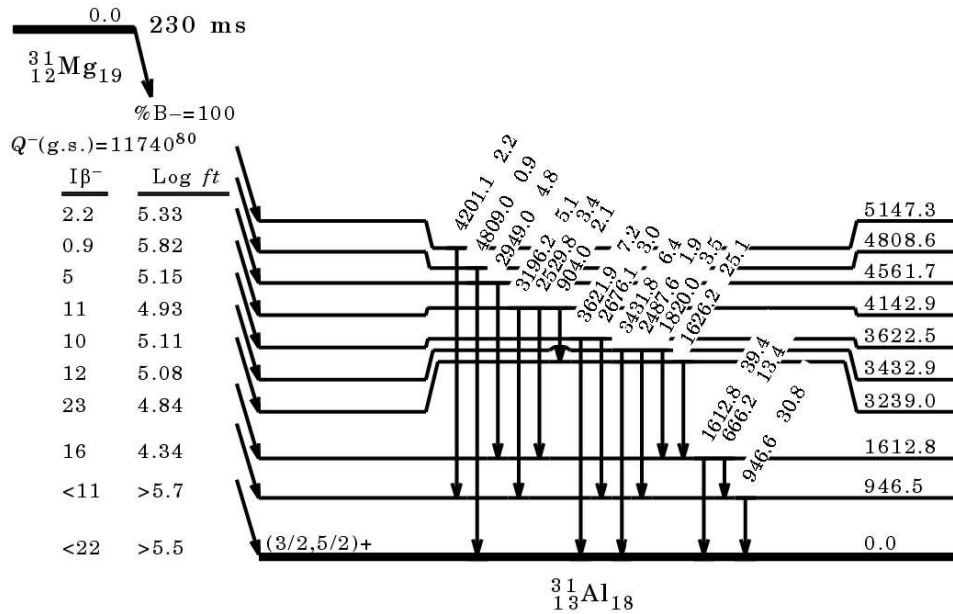


FIG. 4.37 – Schéma de niveaux proposé par [Mar05] pour le  $^{31}\text{Al}$ .

La statistique est faible pour l'utilisation de la matrice  $\gamma-\gamma$ , cependant la coïncidence 666-947 keV est relativement claire (FIG. 4.39). La transition  $\gamma$  à 947 keV semble en coïncidence avec les 2660 et 2028 keV ; ce dernier rayonnement  $\gamma$  n'est pas clairement visible ni dans les spectres « single ». Pour savoir où placer les différents rayonnements  $\gamma$ , nous avons recours aux mesures d'intensité globale des photopics (cf ANNEXE D) : un niveau vers lequel en décroît d'autres sera plus peuplé que ces autres niveaux. Il faut mettre une restriction à cette méthode car les rayonnements  $\gamma$  à 2028 et 2660 keV sont au-dessus de la dernière raie de calibrage en efficacité d'Exogam et les erreurs d'extrapolation peuvent être importantes. Ainsi même si l'intensité de la transition  $\gamma$  à 947 keV est plus faible que celles des transitions à 666, 2028 et 2660 keV réunies, il est possible que ces 3 derniers rayonnements  $\gamma$  décroissent via la transition à 945 keV car l'intensité des rayonnements  $\gamma$  à 2028 et 2662 keV peut être surestimée.

La figure 4.40 montre deux schémas de niveaux possibles pour le  $^{31}\text{Al}$ . En effet,

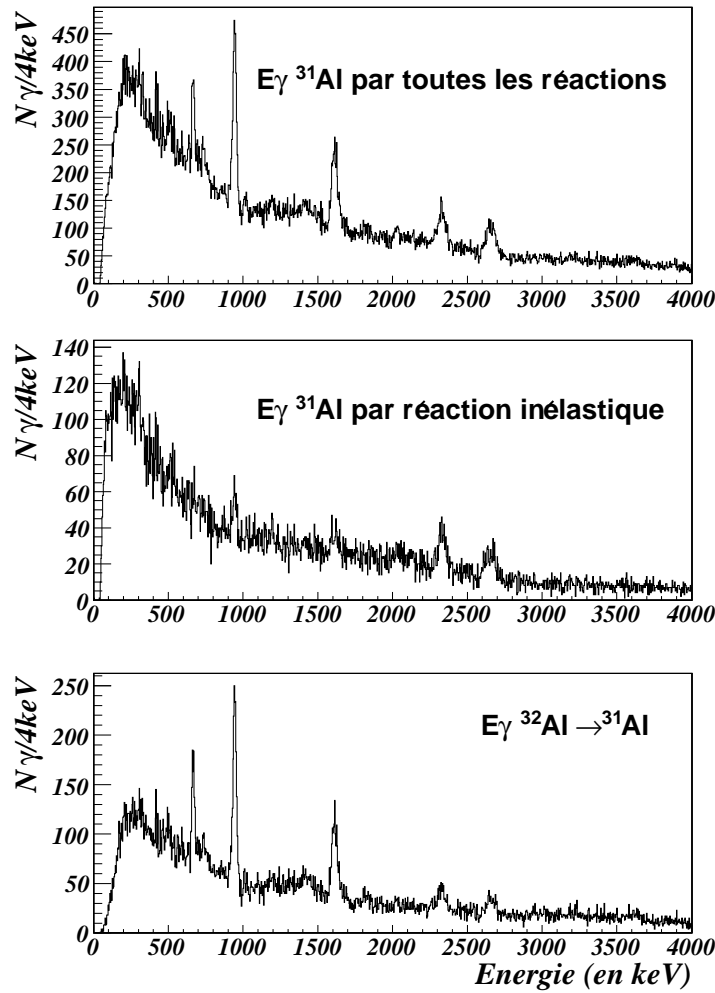


FIG. 4.38 – Spectres  $\gamma$  du  $^{31}\text{Al}$  suivant les différentes voies de réaction considérées.

compte tenu des barres d'erreur sur la valeur absolue des énergies, en particulier pour les transitions de plus de 2 MeV, il est possible que les transitions à 2662 keV et 3615 keV soient respectivement celle vues en décroissance  $\beta$  à 2676 et 3622 keV. Le 1626 keV n'est vraisemblablement pas visible et n'a donc pas été placé sur le schéma de niveaux proposé.

Par rapport au schéma de niveaux proposé précédemment, nous observons deux nouveaux états à 2330 et 2975 keV. En revanche, nous n'observons pas les états à 3229, 3432 keV, ni ceux au-dessus de 3622 keV.

Les calculs réalisés par Péru *et al.* [Per00, Per07] prévoient le schéma de niveau présenté figure 4.42. Les niveaux sont repérés par  $K^\pi$  où  $K$  est la projection de spin sur l'axe de symétrie du noyau. Dans ce cadre, les trois niveaux de basse énergie sont associés à la couche  $d_{5/2}$  (proton), l'état  $1/2^+$  à la couche  $s_{1/2}$ , enfin deux autres états de plus haute énergie correspondent à la couche  $d_{3/2}$ . Nous nous sommes attachés au premier

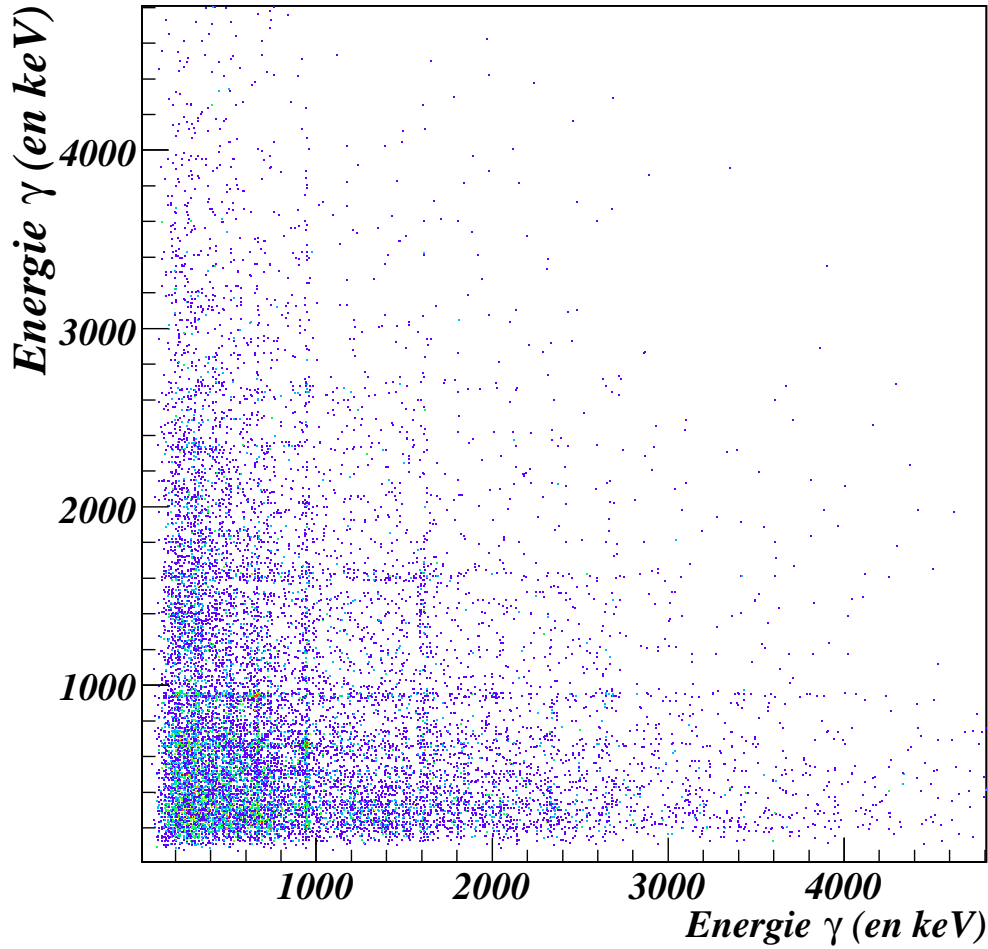


FIG. 4.39 – Matrice  $\gamma - \gamma$  du  $^{31}\text{Al}$  pour toutes les réactions.

schéma de niveau. En comparant les prédictions avec nos données, on peut associer l'état fondamental et le premier état excité à des états dus à la couche  $d_{5/2}$ ,  $5/2^+$  et  $3/2^+$ . Nous n'avons pas trouvé l'état  $1/2^+$  qui peut être couplé à l'état  $1/2^+$  dû à la couche  $s_{1/2}$  qui pourrait être l'état à 1613 keV. L'état à 3620 keV pourrait correspondre à l'un des états de la couche  $d_{3/2}$  ( $1/2^+$  ou  $3/2^+$ ). Les états à 2330 et 2975 keV seraient dans ce scénario des états collectifs construits respectivement sur le fondamental et le premier état excité à 947 keV. La figure 4.40 résume ces attributions de spins.

Un autre scénario envisageable dans le cadre de ce modèle correspond au cas où l'état  $1/2^+$  du triplet de basse énergie ne disparaît pas. L'état fondamental, et les états à 947 et 1613 keV correspondent alors respectivement aux états de spin/parité  $5/2^+$ ,  $3/2^+$  et  $1/2^+$  de la même sous-couche  $d_{5/2}$ . L'état à 3620 keV serait alors l'état  $1/2^+$ , et on ne verrait pas dans notre expérience les états à haute énergie. Ce scénario ne semble pas valable en raison de l'absence de la transition entre l'état à 3620 keV et celui à 1613 keV.

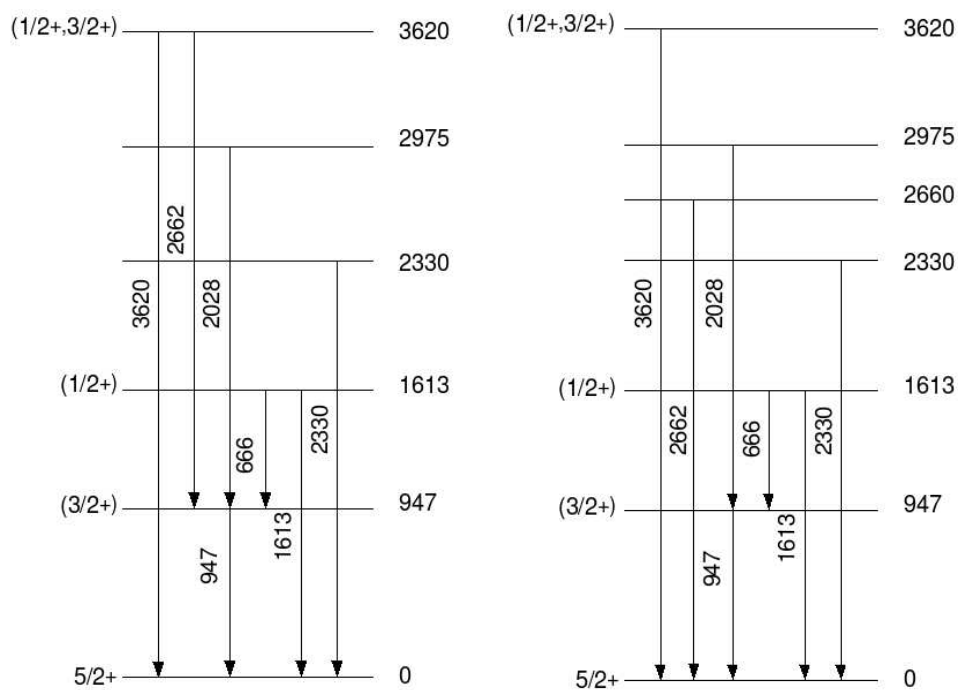


FIG. 4.40 – Différents schémas de niveaux proposés pour le  $^{31}\text{Al}$ .

En effet, dans ce scénario, ce dernier état a la même structure que l'état fondamental et le premier état excité, et on devrait donc voir une transition du même type que les transitions de 3620 keV et 2662 keV vers les autres partenaires du triplet.

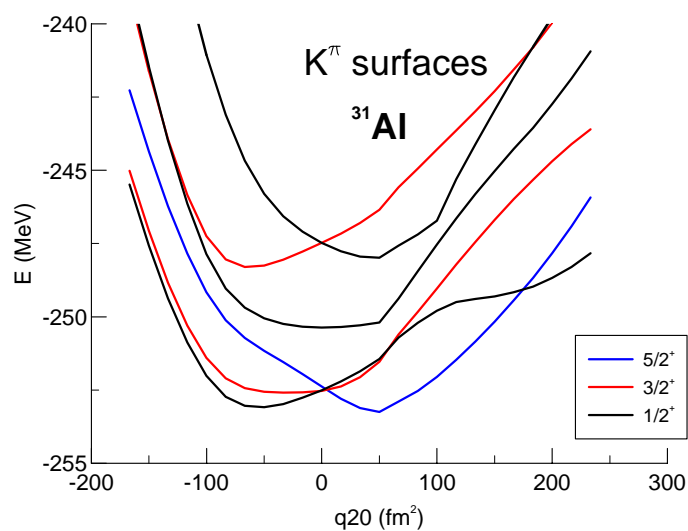


FIG. 4.41 – Energie des différentes orbites proton suivant la déformation pour le  $^{31}\text{Al}$ .

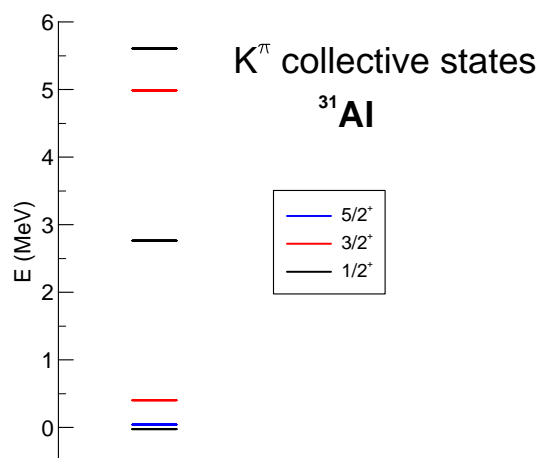


FIG. 4.42 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{31}\text{Al}$  par les calculs de Péru *et al.* [Per07].

### 4.6.2 $^{32}\text{Al}$

Ce noyau se situe à la limite de l'îlot d'inversion. Il a déjà été étudié par décroissance  $\beta$  [Rob96, Gre04] et par réaction profondément inélastique [For97]. Il possède un état isomère à 957 keV de temps de vie 200(20)ns (FIG. 4.43). Cet état décroît par émission d'un rayonnement  $\gamma$  de 222 keV. La probabilité d'observer cette transition au voisinage de la cible est de l'ordre de 0.1%. En effet, dans ce cas l'efficacité d'Exogam est d'environ 20% qu'il faut multiplier par la probabilité de décroissance de l'état isomérique qui est de l'ordre de 0.5%. Les rayonnements  $\gamma$  que nous observons sont donc soit au-dessus, soit ne passent pas par ce niveau.

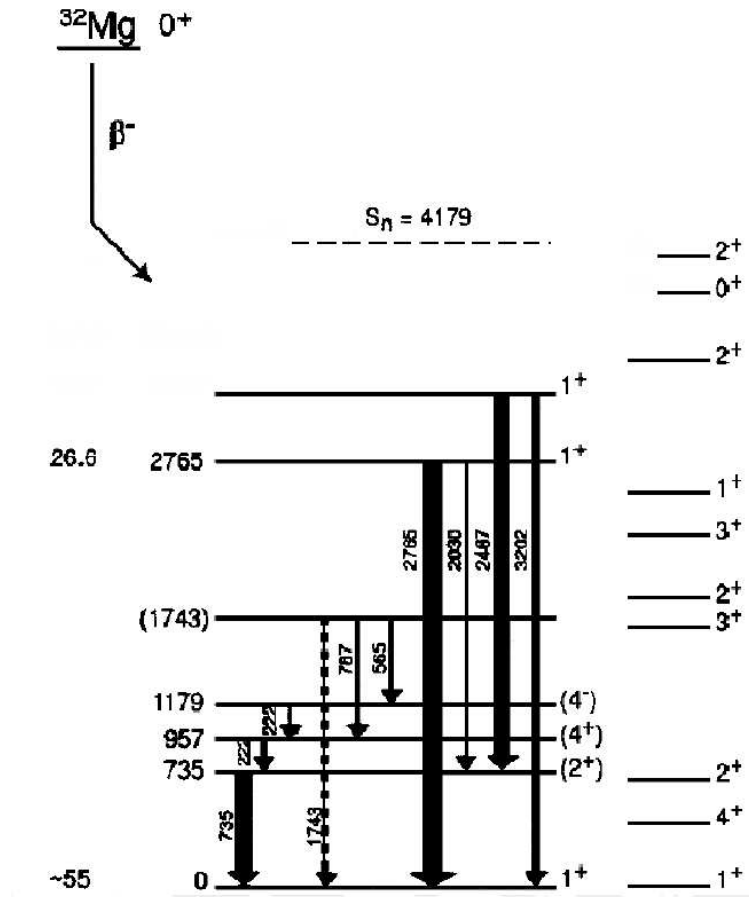


FIG. 4.43 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{32}\text{Al}$  [Gre04].

La figure 4.44 montre les différentes voies de réaction observées pour l' $^{32}\text{Al}$  : diffusion inélastique, réactions de transfert (d,p), (d,t) et (d, $\alpha$ ) et fragmentation sur le carbone avec les même noyaux d'entrée. On peut remarquer que dans la voie inélastique, les raies gamma sont larges car à cause de l'isomère, la correction Doppler n'est plus correcte. En effet, l'isomère peut être produit au niveau de SISSI ; l'angle de la correction Doppler ne correspond donc pas à celui d'émission. Cet isomère peut aussi être produit dans la cible

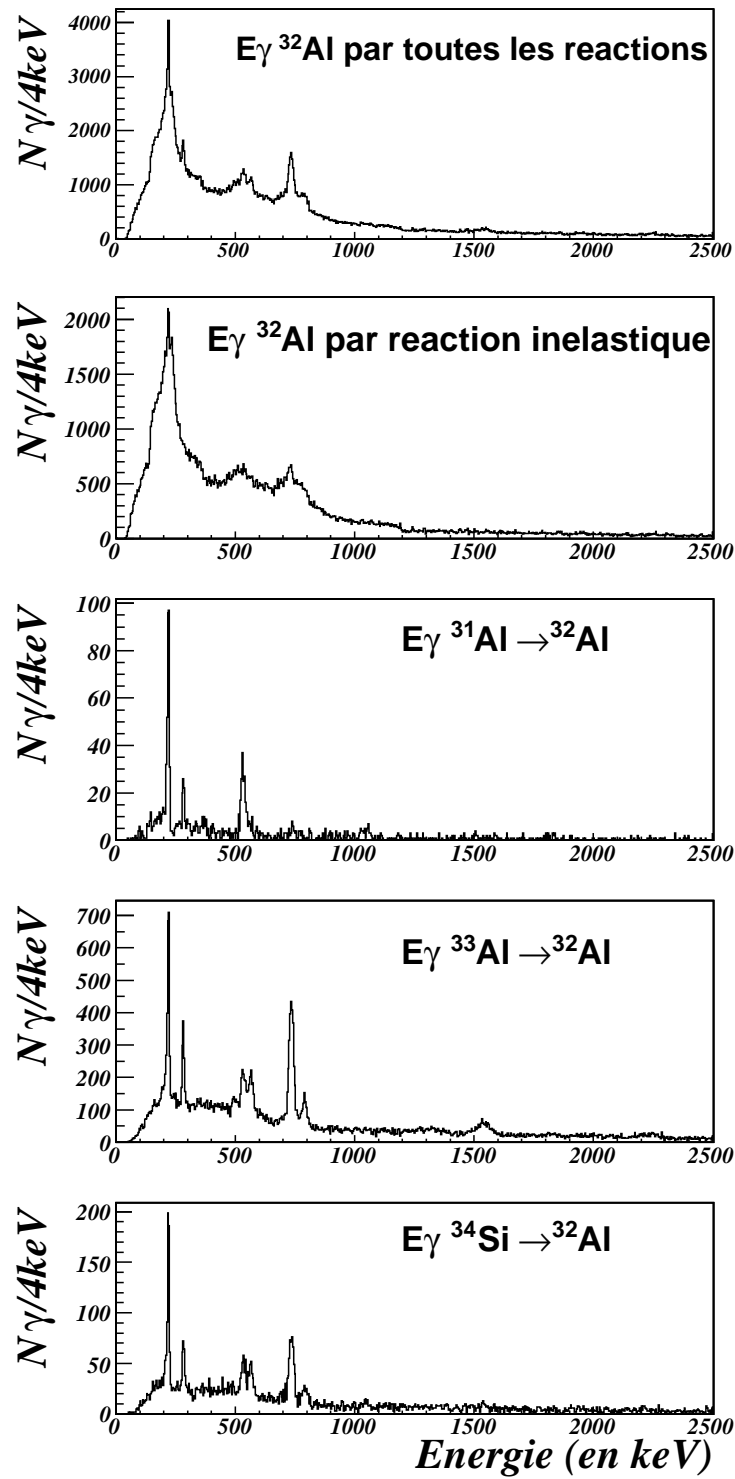


FIG. 4.44 – Spectres  $\gamma$  du  $^{32}\text{Al}$  suivant les différentes voies de réaction considérées.

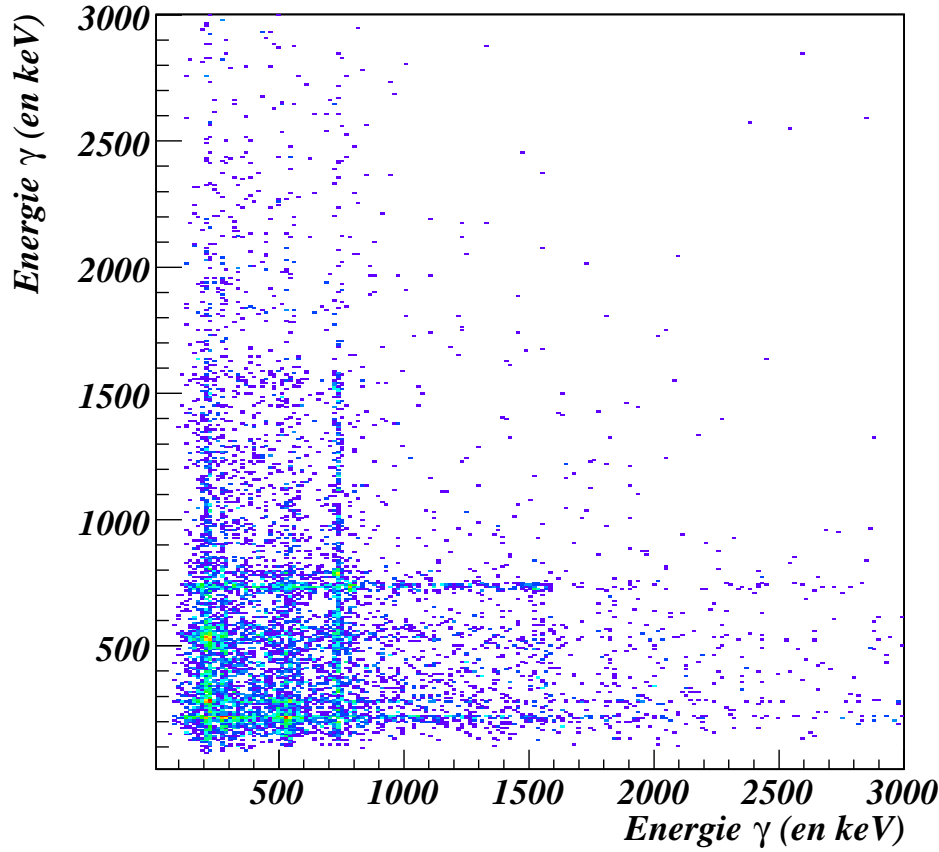


FIG. 4.45 – Matrice  $\gamma - \gamma$   $^{32}\text{Al}$  provenant des  $^{31,33}\text{Al}$  et  $^{34}\text{Si}$ .

et ne décroître que bien après, dans ce cas encore l'angle pour la correction Doppler n'est pas correct. Nous n'avons donc pas pris en compte cette voie de réaction. Nous avons observé les rayonnements  $\gamma$  suivants : 222(1) keV, 281(1) keV, 534(1) keV, 565(2) keV, 735(1) keV, 789(1) keV, 1040(2) keV, 1538(3) keV et 2223(4) keV. On peut remarquer que la désexcitation  $\gamma$  est différente suivant chaque voie.

Le transition à 734 keV est en coïncidence avec celle à 787 et éventuellement avec celle à 1538 keV (FIG. 4.45 - TAB. 4.1). D'après les travaux cités précédemment, il y a deux rayonnements  $\gamma$  à 222 keV. La première raie a un temps de vie de 200(20)ns. Le 222 keV observé est donc très majoritairement le deuxième. Ce 222 keV est en coïncidence avec le 281 et un ou les rayonnements  $\gamma$  autour de 500 keV. Au vu de la matrice  $\gamma - \gamma$ , il semble que seul le 535 keV soit en coïncidence avec le 222 keV. La figure 4.46 propose un schéma de niveaux.

Nous observons deux rayonnements  $\gamma$  à 2232 et 1538 keV qui ne sont pas observés en décroissance  $\beta$ . Une réanalyse des données en décroissance  $\beta$  [Gre07] a permis de lever les différences entre notre schéma de niveau et celui de décroissance  $\beta$  (figure 4.43) :

en coïncidence avec	$E_\gamma$	Intensité (u. a.)
735 keV	787 keV	28.5(30)
	1538 keV	23.6(40)
220 keV	280 keV	21(2)
	534 ou 565 keV	36.6(30)
280 keV	220 keV	19(2)
	534 ou 565 keV	13.7(30)
534 ou 565 keV	220 keV	34.5(30)
	280 keV	11(2)
787 keV	734 keV	29(3)
1538 keV	734 keV	20(2)

TAB. 4.1 – Coïncidences  $\gamma$  dans le  $^{32}\text{Al}$ .

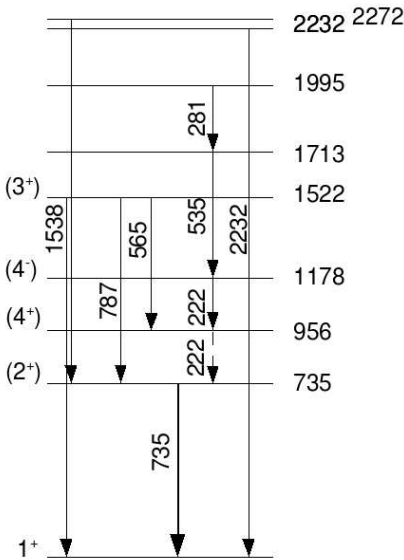


FIG. 4.46 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{32}\text{Al}$ .

l'état à 1743 keV disparaît pour devenir notre état à 1522 keV.

### 4.6.3 $^{33}\text{Al}$

L' $^{33}\text{Al}$  est un noyau à 20 neutrons ; a priori, il lui manque un proton dans la couche  $d_{5/2}$  et la couche  $d_{3/2}$  neutron est complètement remplie dans son état fondamental mais il est prédit ou bien sphérique [Cau98] ou bien 50 % sphérique 50 % déformé [Uts01] : une partie des neutrons peuvent être dans la couche  $\nu f_{7/2}$ . Les études précédentes ont été faites par fragmentation [Bel00], par diffusion inélastique [Mit02] et par décroissance  $\beta$  [Tim01]. Les schémas de niveaux extraits de ces trois références sont présentés sur la figure 4.47.

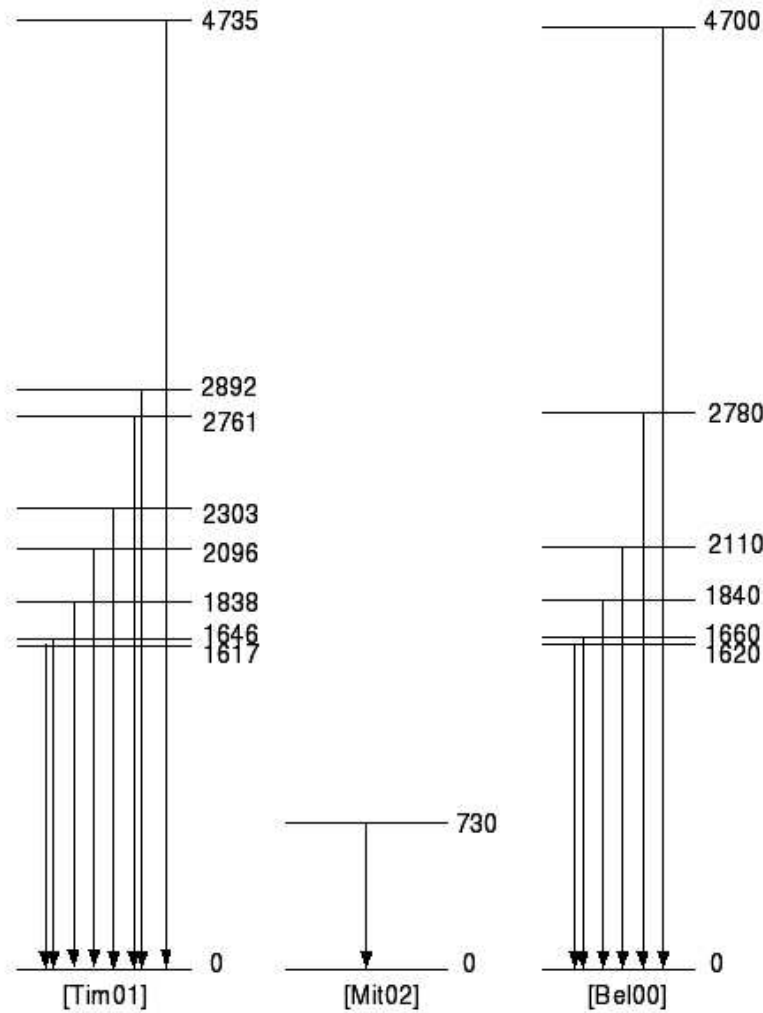


FIG. 4.47 – Schémas de niveaux proposés pour le  $^{33}\text{Al}$ .

Nous avons produit l' $^{33}\text{Al}$  par le biais de différentes réactions : diffusion inélastique, réactions de transfert ( $d,p$ ), ( $d,^3\text{He}$ ), ( $d,\alpha$ ) et fragmentation équivalente (FIG. 4.48). La voie prépondérante est l'inélastique. Suivant la voie considérée, le « chemin » de

désexcitation est différent : en diffusion inélastique, les rayonnements  $\gamma$  prépondérants sont les 747 keV et 1838 keV, tandis qu'en réaction (d,p), ce serait plutôt les 497 keV et 2780 keV et en réaction (d, $^3\text{He}$ ) les transitions autour de 1600 keV.

Les transitions à 747 et 1838 keV sont clairement en coïncidence dans les données  $\gamma - \gamma$  (FIG. 4.49). La mesure de l'intensité totale pour la réaction (d, $^3\text{He}$ ) donne :  $I(1838 \text{ keV})=132$  (en unités arbitraires) et  $I(757 \text{ keV}) = 100$  (en unités arbitraires). La transition à 1838 keV décroît sur celle à 747. C'est en accord avec les schémas de niveaux proposés par Timis *et al.* [Tim01] et Belléguic *et al.* [Bel00] mais pas Mittag *et al.* [Mit02] (FIG. 4.47). Le pic à 1639 keV est trop large, ce qui indiquerait qu'il y a deux raies vers 1639 keV, en accord avec les résultats précédents [Bel00, Tim01]. En figure 4.50, nous proposons un schéma de niveaux pour l' $^{33}\text{Al}$ . Notre travail a permis de rajouter deux niveaux sur le schéma à 2585 keV et 3278 keV.

L' $^{33}\text{Al}$  est l'un des exemples les plus représentatifs de l'expérience présente où le chemin de désexcitation  $\gamma$  est différent suivant la réaction considérée. Par la réaction (d,p), on peut penser que les excitations "particule" neutron sont favorisées. Les états à 2780 et 3278 keV doivent être, si on considère cette interprétation, des états de parité négative. Pour la fragmentation, on s'attend à peupler des états collectifs ou des états de "trou" protons puisqu'on joue sur le nombre de protons. Pour la diffusion inélastique ou la fragmentation, on aura des états de "trou" ou collectifs, de parité positive. En comparant à la décroissance  $\beta$ , le log ft de toutes les transitions observées aussi dans l'expérience présente indique qu'elles sont de parité positive et de spin compris entre 1/2 et 5/2.

Les calculs de Péru *et al.* [Per00, Per07] prévoient le schéma de niveaux présenté figure 4.52. Comme pour l' $^{31}\text{Al}$ , on s'attend à observer 3 états à basse énergie dus à la couche proton  $d_{5/2}$ , puis un état  $1/2^+$  provenant de la couche  $s_{1/2}$  et enfin 2 états à plus haute énergie provenant de la couche proton  $d_{3/2}$ . Si on prend en compte la possibilité que deux neutrons puissent occuper les couches fp et plus particulièrement la couche  $f_{7/2}$ , on obtient des niveaux autour de l'énergie obtenue pour celle de la couche  $s_{1/2}$ .

Le schéma de niveaux obtenu dans l'expériences ne correspond pas aux calculs du groupe de Bruyère-le-Châtel. Par rapport aux calculs de modèle en couches [Bel00, Now00] (FIG. 4.53), certains états sont bien reproduits : états de parité positive autour de 1.9 MeV, de parité négative autour de 2.8 MeV. Les deux types de calcul prédisent des états à relativement basses énergies qui n'ont pas été vu expérimentalement, ni dans ce travail, ni dans Belléguic *et al.* [Bel00], ni dans Timis *et al.* [Tim01].

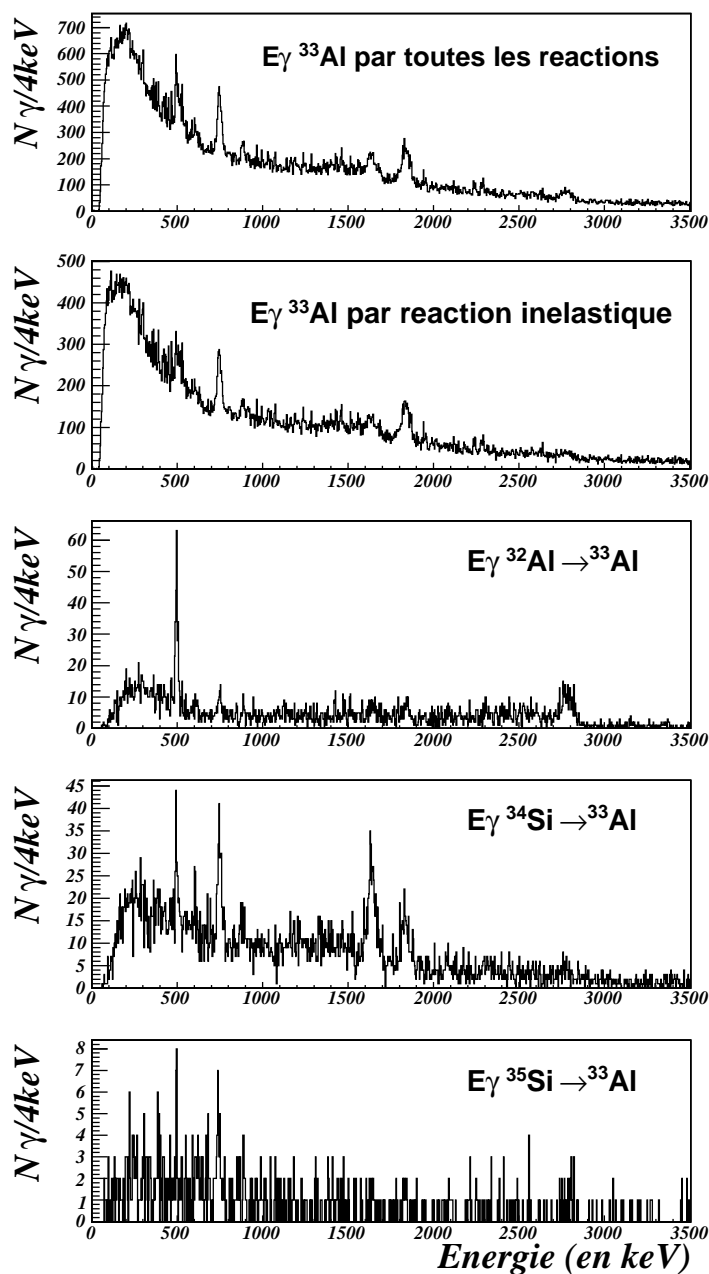


FIG. 4.48 – Spectres  $\gamma$  du  $^{33}\text{Al}$  suivant les différentes voies de réaction considérées.

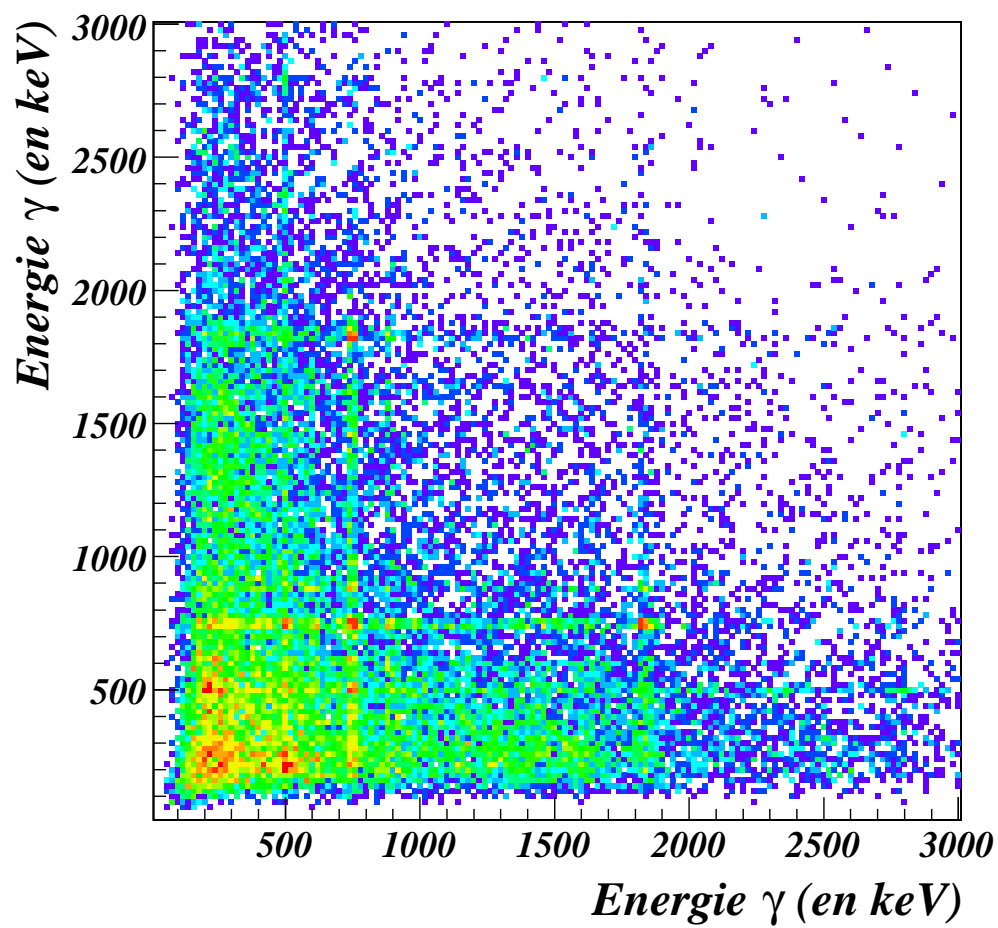


FIG. 4.49 – Matrice  $\gamma - \gamma$   $^{33}\text{Al}$  pour toutes les réactions.

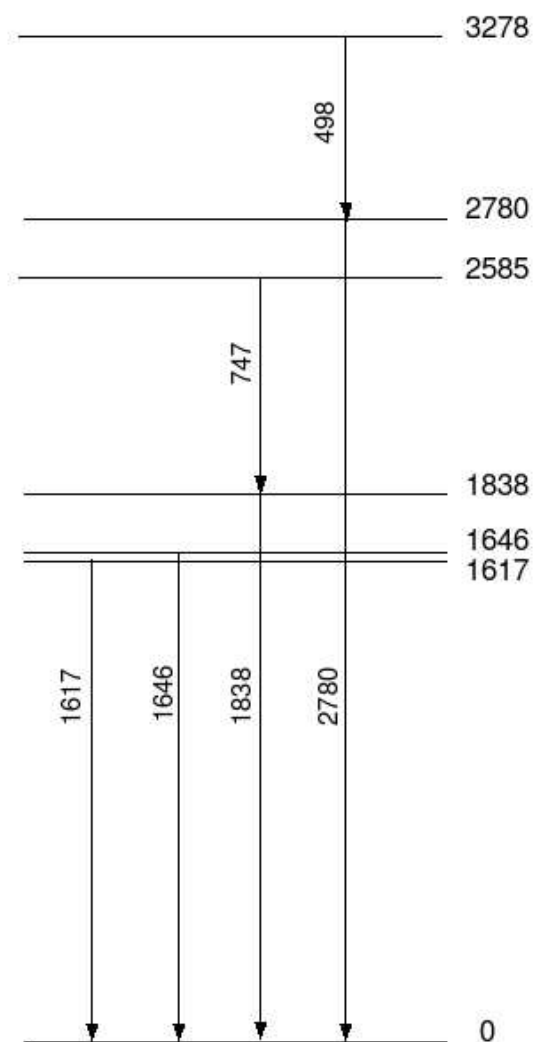


FIG. 4.50 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{33}\text{Al}$ .

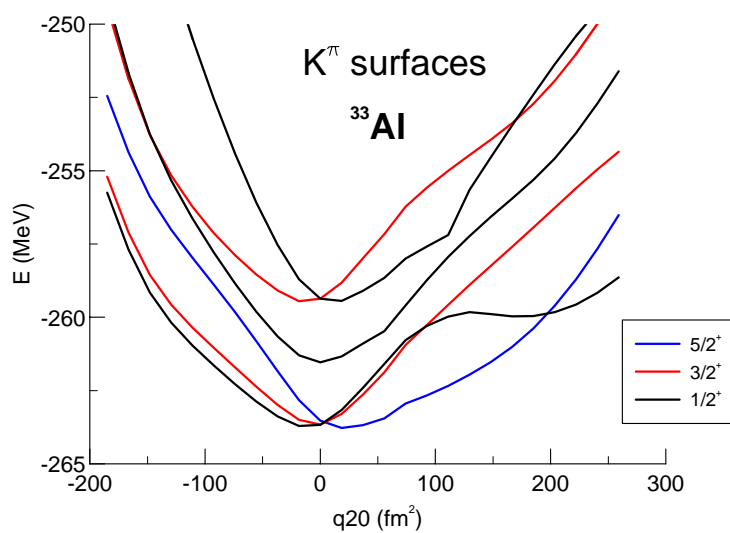


FIG. 4.51 – Energie des différentes orbites proton suivant la déformation pour le  $^{33}\text{Al}$ .

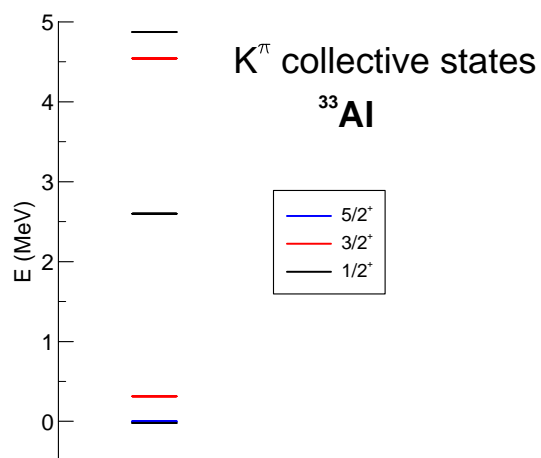


FIG. 4.52 – Schéma de niveau proposé pour le  $^{33}\text{Al}$  par les calculs de Péru *et al.* [Per07].

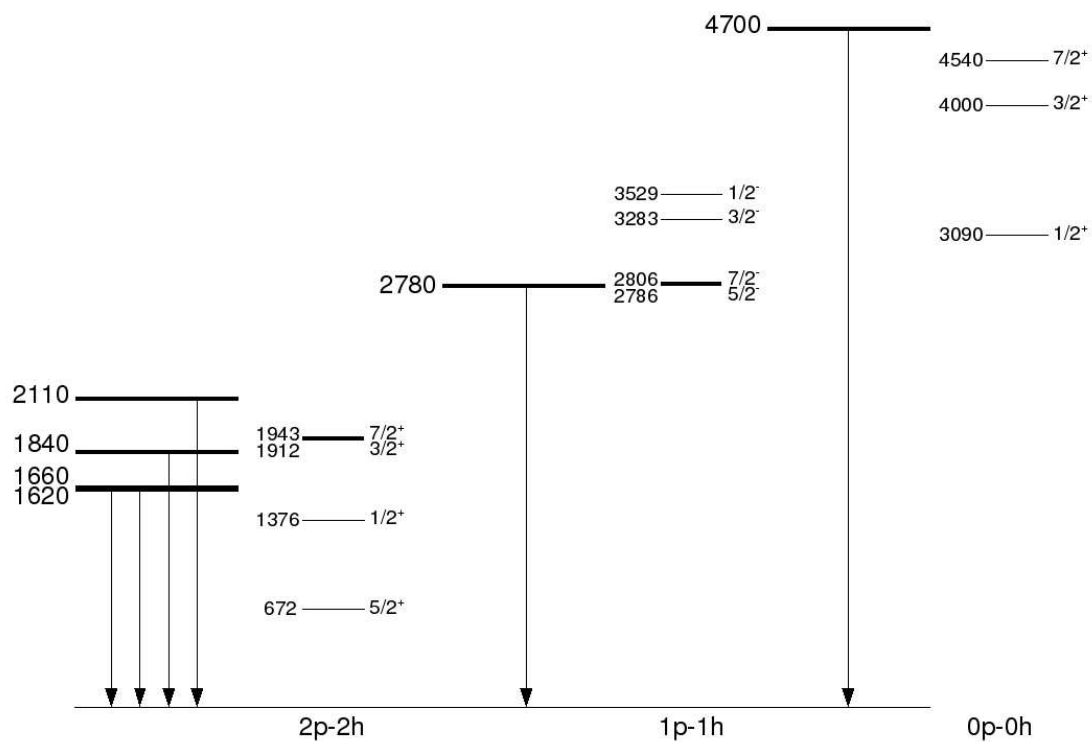


FIG. 4.53 – Schéma de niveau proposé pour le  $^{33}\text{Al}$  par Belleguic *et al.* [Bel00] dans le cadre de calculs de modèle en couches [Now00].

#### 4.6.4 $^{34}\text{Al}$

L' $^{34}\text{Al}$  est un noyau « normal », il n'appartient pas à l'îlot d'inversion. Il a déjà été étudié via excitation coulombienne aux énergies intermédiaires et une raie à 657(9) keV a été observée [Pri01]. Le spin-parité du fondamental a été déduit comme un  $4^-$  à partir de mesures de polarisation de spin dans la réaction de pick-up  $^{36}\text{S} \rightarrow ^{34}\text{Al}$  [Tur06]. Dans notre expérience, beaucoup de noyaux produisent l' $^{34}\text{Al}$  :  $^{33,34}\text{Al}$ ,  $^{34,35}\text{Si}$  ; les voies les plus favorables sont celles venant du  $^{34}\text{Si}$  et du  $^{33}\text{Al}$  car la production de ces noyaux est plus importante (FIG. 4.54).

On observe des raies à 387, 433, 597, 706, 916 et 1206 keV, mais pas de raie à 657 keV. Au vu de la faible statistique, l'utilisation de la matrice  $\gamma - \gamma$  est très difficile (FIG. 4.55), cependant il y a au moins une coïncidence entre les transitions à 388 et 916 keV. L'intensité du rayonnement  $\gamma$  à 388 keV est plus grande que celle de celui à 916 keV, le rayonnement  $\gamma$  à 916 keV se place au dessus de celui à 388 keV.

Sur la figure 4.56, nous proposons un schéma de niveaux pour l' $^{34}\text{Al}$ . Pour calculer les premiers niveaux, la référence [Pri01] considère que l' $^{34}\text{Al}$  a son état fondamental « normal » et compare les données expérimentales à des calculs de modèle en couches avec un espace de valence où 5 protons sont dans la couche  $sd$  et un neutron en  $fp$ . L'interaction utilisée pour obtenir le schéma de niveau de la figure 4.57 est celle de Warburton *et al.* [War90]. On peut remarquer que tous les états sont de parité négative puisqu'on couple des protons en  $sd$  à un neutron en  $fp$ . En comparant notre schéma de niveaux à celui calculé, on peut penser que nos deux états placés sont peut être les deux états  $3^-$ . L' $^{34}\text{Al}$  est à la limite de l'îlot d'inversion, même si son état fondamental n'est pas déformé, pour avoir une idée du schéma de niveaux il faut sûrement prendre en compte les excitations 1, 2 et 3  $\hbar\omega$ .

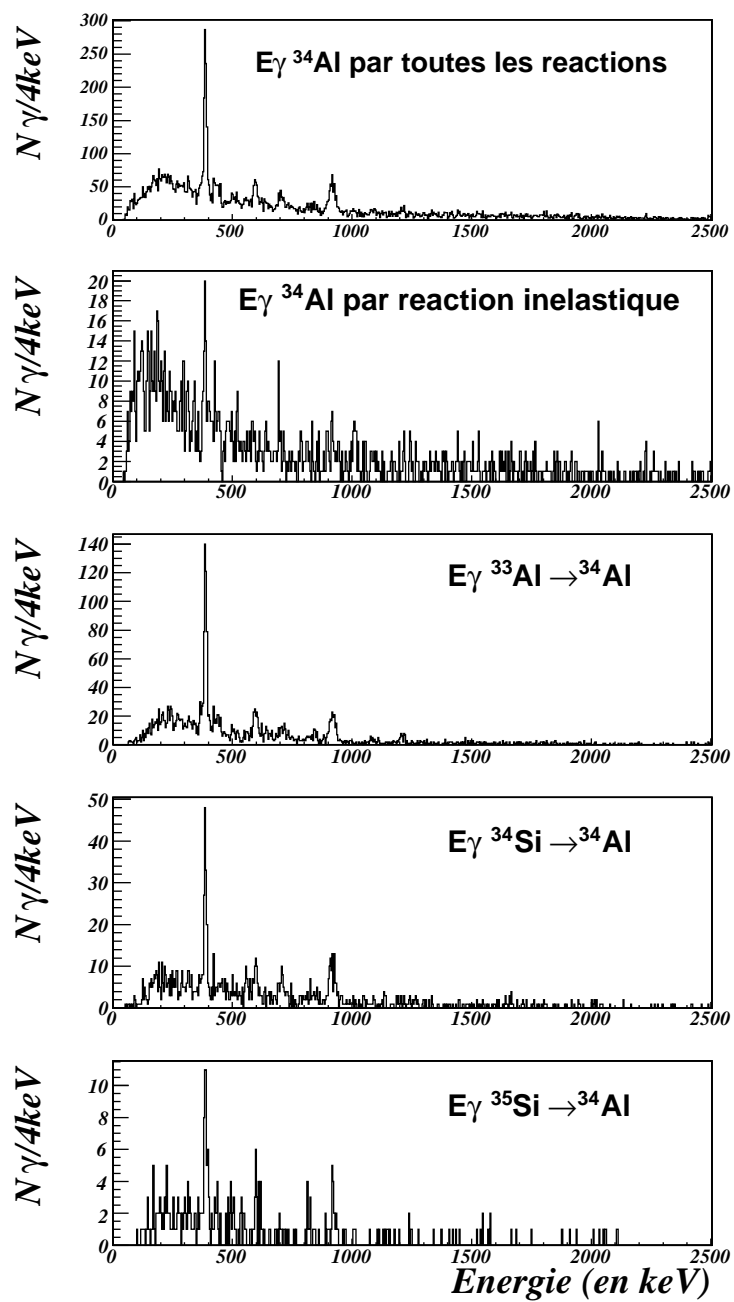


FIG. 4.54 – Spectres  $\gamma$  du  $^{34}\text{Al}$  suivant les différentes voies de réaction considérées.

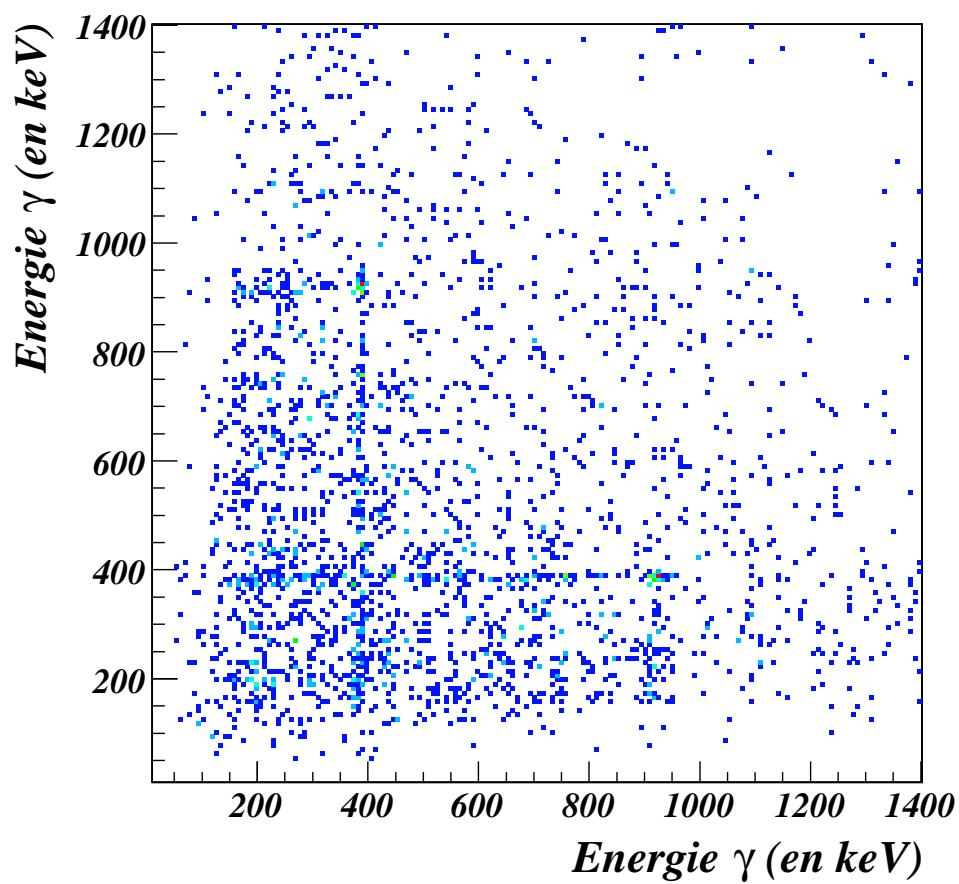


FIG. 4.55 – Matrice  $\gamma - \gamma$   $^{34}\text{Al}$  pour toutes les réactions.

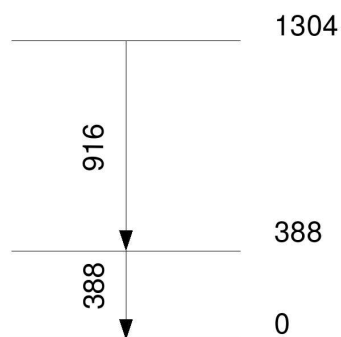
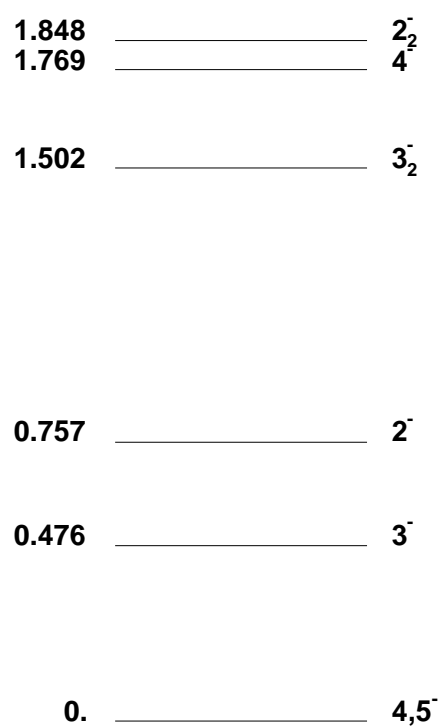


FIG. 4.56 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{34}\text{Al}$ .

FIG. 4.57 – Calcul de modèle en couches *sdfp* [Pri01].

## 4.7 les autres noyaux

Dans cette dernière partie, nous allons nous intéresser au  $^{28}\text{Ne}$  et au  $^{35}\text{P}$ . Les isotopes de sodium ne seront pas abordés car nous n'avons pas observé de rayonnements  $\gamma$  associés à ces noyaux.

### 4.7.1 $^{28}\text{Ne}$

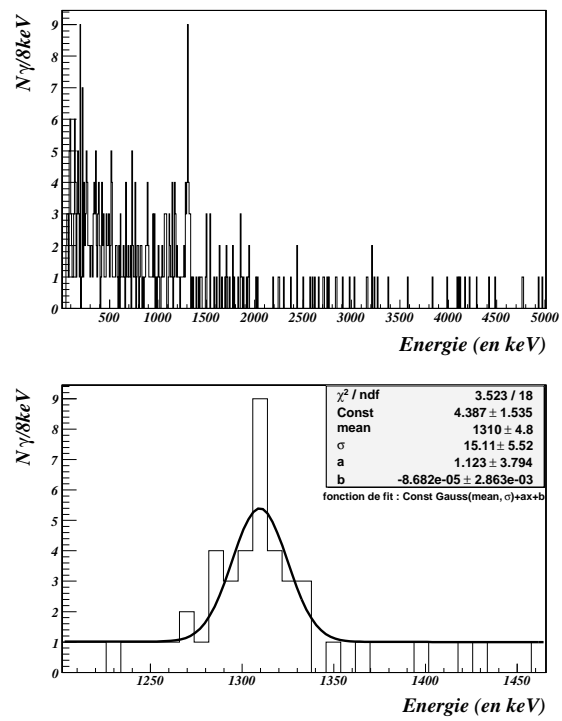
Jusqu'à récemment, un seul niveau de ce noyau était connu, et observé dans plusieurs expériences (TAB. 4.2). La faible énergie mesurée pour ce premier état excité  $2^+$  a conduit Pritychenko *et al.* [Pri99] à conclure que les configurations  $0\hbar\omega$  et  $2\hbar\omega$  interagissent fortement dans ce noyau. La mesure du  $B(E2)$  [Iwa05] trouvé plus faible que ce qui était prévu pour une énergie d'excitation aussi basse a été interprétée comme une indication que le  $^{28}\text{Ne}$  se situe à la frontière de l'îlot d'inversion. Dans l'expérience, ce noyau était faiblement produit.

Energie(en keV)	Référence
1320(20)	[Pri99]
1290(25)/1293(8)	[Aza02, Bel00, Bel05]
1288(12)	[Iwa05]
1319(22)	[Dom06]

TAB. 4.2 – Energie proposée pour le premier niveau excité du  $^{28}\text{Ne}$  et références.

Etant donné la très faible statistique nous nous sommes limités au spectre « singles ». Il semble que nous pouvons voir le  $2^+$  à 1310(8) keV (FIG. 4.58). Ceci est en accord avec trois des quatre énergies proposées précédemment.

Les calculs USD trouvent le premier  $2^+$  à 1.8 MeV, valeur significativement plus élevée que la valeur expérimentale à 1.3 MeV. Un calcul complet sdfp prévoit une valeur correcte [Bel05].

FIG. 4.58 – Spectres  $\gamma$  « singles » du  $^{28}\text{Ne}$ .

4.7.2  $^{35}\text{P}$ 

Le  $^{35}\text{P}$  a été étudié par décroissance  $\beta$  [Duf86], par réaction de transfert (d,  $^3\text{He}$ ) [Tho84, Kha85] et ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{17}\text{F}$ ) [Orr88]. Les rayonnements  $\gamma$  n'ont été étudiés qu'en décroissance  $\beta$  (FIG. 4.59).

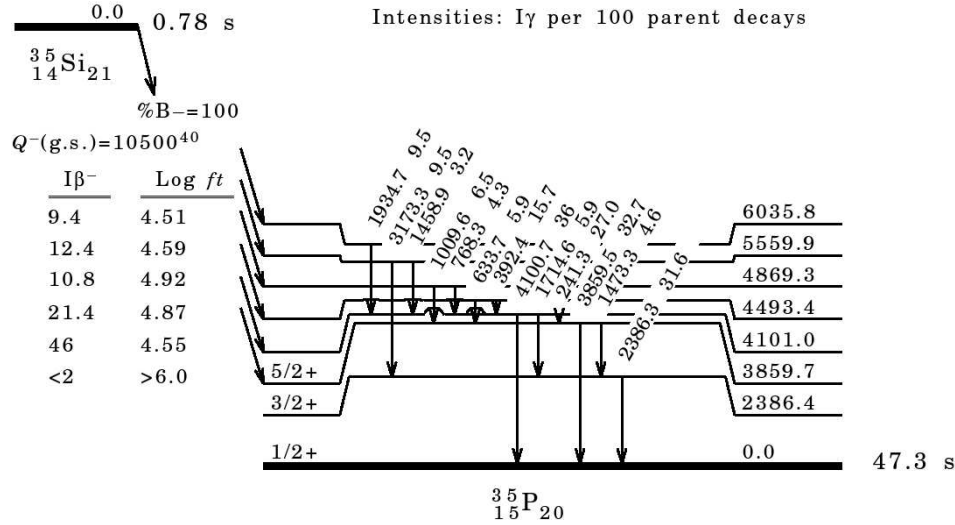


FIG. 4.59 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{35}\text{P}$  par décroissance  $\beta$  [Duf86].

Etant donné la faible statistique, les coïncidences dans la matrice  $\gamma - \gamma$  ne sont pas visibles. Nous nous sommes limités au spectre « singles ». Nous nous limiterons à comparer nos données avec les données préexistantes. Nous observons assez clairement 4 rayonnements  $\gamma$  aux énergies de 240, 392, 1009 et 2385 keV [FIG. 4.60]. On peut aussi deviner des rayonnements  $\gamma$  vers 1473 keV et vers 3860 keV. Tous ces rayonnements  $\gamma$  ont déjà été observés en décroissance  $\beta$ . En considérant qu'il s'agisse des mêmes niveaux, la figure 4.61 montre le schéma de niveau que nous proposons.

Les deux niveaux les plus peuplés en réaction (d,n) ont une énergie de 2386 et de 4869 keV. Les états majoritairement peuplés dans cette réaction correspondent à des états de particule (proton) individuelle. Pour l'état fondamental du  $^{35}\text{P}$ , ce proton célibataire se situe en  $s_{1/2}$ . Les états ensuite accessibles sont formés grâce à un proton dans la couche  $d_{3/2}$ , donc un état  $3/2^+$  et dans la couche  $f_{7/2}$  pour un état  $7/2^-$ . Pour le premier ( $3/2^+$ ) l'assignation est en accord avec les différentes expériences de transfert ; pour le second ( $7/2^-$ ), l'assignation est compatible avec les propositions de la décroissance  $\beta$  (le  $\log ft$  et les différentes décroissances).

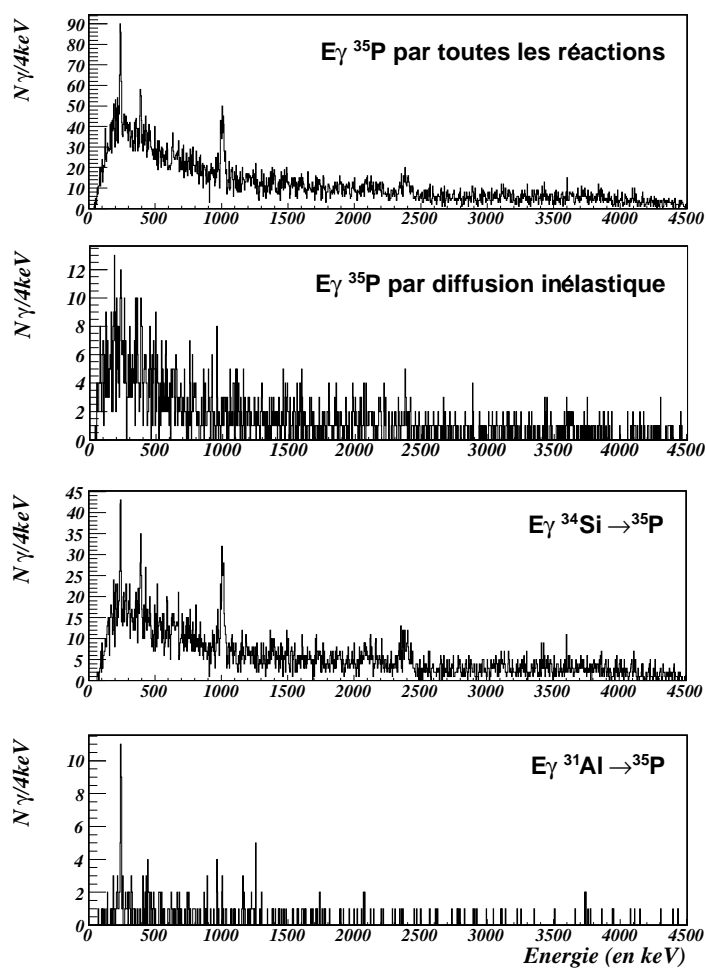


FIG. 4.60 – Spectres  $\gamma$  du  $^{35}\text{P}$  suivant les différentes voies de réaction considérées.

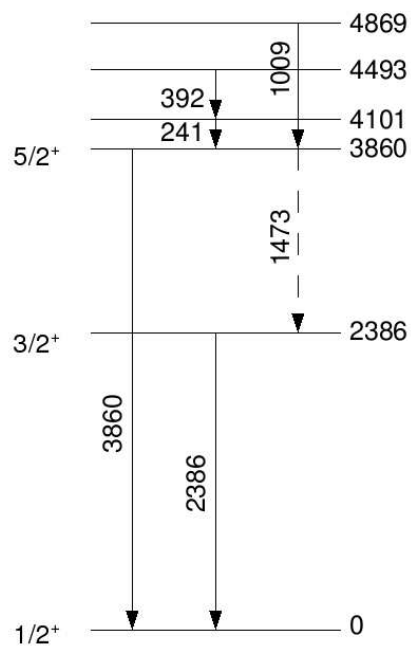


FIG. 4.61 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{35}\text{P}$ .

# Conclusions et perspectives

Au cours de cette étude, nous avons exploré l'îlot d'inversion et au delà grâce à des réactions directes sur une cible de  $\text{CD}_2$  à 30 AMeV au GANIL. Ce travail nous a permis de compléter les schémas de niveaux des noyaux étudiés et de faire des propositions d'assignation de spin et de parité. Nous avons pu récolter une moisson importante de résultats, avec une vingtaine de nouvelles transitions, en particulier 7 nouvelles transitions ont pu être observées dans le  $^{32}\text{Mg}$ , dont l'une pourrait correspondre à un isomère, de durée de vie estimée à  $0.4^{+0.2}_{-0.1}$  ns.

Nous avons utilisé les distributions angulaires de rayonnements  $\gamma$  pour accéder aux multipolarités des transitions. Ainsi nous avons pu obtenir de façon directe l'assignation de l'état  $3^-$  à 4.255 MeV dans le  $^{34}\text{Si}$ , pour lequel l'assignation n'était précédemment basée que sur des considérations de valeurs de  $\log ft$  en décroissance  $\beta$ . Toujours dans le  $^{34}\text{Si}$ , nous avons pu rejeter la dernière proposition d'assignation faite pour le  $0_2^+$ , correspondant à la configuration intruse  $2p - 2h$  déformée. Cet état est important pour toute cette région de la charte nucléaire car c'est lui qui devient l'état fondamental dans les noyaux de l'îlot d'inversion. Contrairement à la plupart des calculs de modèle en couches qui le prédisent à une énergie d'excitation inférieure au premier état excité  $2^+$ , nous avons identifié un bon candidat pour cet état au dessus du  $2_1^+$ , sur la base des corrélations angulaires avec la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+$ . Bien que les barres d'erreurs soient légèrement trop importantes pour faire une assignation définitive, la forme de la corrélation angulaire mesurée présente la forme caractéristique de l'anisotropie attendue pour une cascade  $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ . Pour pouvoir confirmer cette proposition, il pourrait être intéressant de refaire une étude en diffusion inélastique en couplant Exogam au spectromètre SPEG qui a une rigidité magnétique plus grande et permet donc d'utiliser des énergies de faisceau plus grandes que VAMOS. Qui dit énergie plus grande, dit intensité de production du faisceau plus forte et donc statistique plus élevée. Nous éliminerions la diffusion élastique grâce à un doigt pour pouvoir nous focaliser sur la diffusion inélastique. Si cet état  $0_2^+$  est confirmé à 3.996 MeV, il faudra étudier en détail quelles en sont les conséquences pour notre compréhension de l'îlot d'inversion et quelles modifications sont nécessaires dans les interactions utilisées dans le cadre du modèle en couches pour expliquer son énergie d'excitation.

Dans le cas du  $^{32}\text{Mg}$ , la statistique obtenue est considérablement plus faible que dans le cas du  $^{34}\text{Si}$ , et les distributions angulaires n'ont pu être exploitées que pour les deux transitions les plus fortement peuplées, à 885 keV ( $2^+ \rightarrow 0^+$ ) et 1436 keV sur laquelle nous nous sommes concentrés, compte tenu des résultats contradictoires existant dans la littérature pour cette transition [Klo93, Pri99, Bel00, Mit01, Baz04]. Nous avons pu exclure une transition  $L=1$  (qui aurait conduit à un état  $3^-$  à 2.3 MeV, soit l'énergie la plus faible pour un état  $3^-$  de toute la charte des noyaux), avec un degré de confiance de 90% ( $2\sigma$ ). Nous pouvons aussi exclure d'autres attributions telles que  $1^-$ ,  $2^+$  ou  $1^+$  [Pri99] car la transition directe de 2.3 MeV vers l'état fondamental aurait dû être observée. L'assignation la plus probable pour l'état à 2.3 MeV est donc  $4^+$ , ce qui est confirmé par des résultats récents obtenus à RIKEN en diffusion inélastique sur cible de protons [Tak07]. Il faut noter que l'assignation de spin/parité de cet état est rendue particulièrement difficile par la présence de la transition de 1500 keV très proche en énergie, et correspondant à l'état isomérique mentionné plus haut.

Nous avons obtenu des résultats intéressants sur le  $^{35}\text{Si}$  par la réaction de transfert (d,p) avec l'observation de deux états excités qui correspondent très probablement aux états  $3/2^-$  et  $1/2^-$ . Ils permettent d'accéder au splitting spin orbit  $p_{3/2} - p_{1/2}$  dans la région  $N=20$ . Ce résultat pourra être confirmé très prochainement dans une expérience dédiée à ce problème. Cette expérience utilisera, en plus de VAMOS et Exogam, les détecteurs de particules légères chargées, MUST2 et TIARA (expérience E545). Elle permettra de mesurer les facteurs spectroscopiques des états concernés.

Pour plusieurs des noyaux étudiés, nous avons pu observer une sélectivité notable des différentes voies de réactions étudiées : les cas les plus représentatifs sont le  $^{31}\text{Mg}$ , le  $^{35}\text{Si}$ , le  $^{31}\text{Al}$ , le  $^{32}\text{Al}$  et le  $^{33}\text{Al}$ . Compte tenu de la quantité de données à analyser et du manque de temps, nous n'avons pas pu exploiter complètement les informations liées à la sélectivité des différentes réactions. La tâche était rendue plus difficile dans le cas des réactions de pick-up (d,t) et (d, $^3\text{He}$ ) car elles étaient mélangées aux réactions de fragmentation. Néanmoins la voie de réaction (d,p) était pure et la sélectivité de cette voie de réaction a permis de proposer un nouveau candidat  $3^-$  dans le  $^{32}\text{Mg}$  et des candidats  $3/2^-$  et  $1/2^-$  dans le  $^{35}\text{Si}$ . Par exemple, il y aura sûrement des informations à extraire de l'absence de la transition à 895 keV dans la voie  $^{30}\text{Mg}(d,p)^{31}\text{Mg}$  alors que cette transition est fortement produite en diffusion inélastique  $^{31}\text{Mg}(d,d')^{31}\text{Mg}$ . Toujours dans le  $^{31}\text{Mg}$ , les deux raies à 622 et 673 keV ressortent très bien dans la voie  $^{32}\text{Al} \rightarrow ^{31}\text{Mg}$  (cf FIG.4.19).

Pour terminer, les données de ce travail devront être prises en compte et reproduites par les calculs de modèle en couches de nouvelle génération pour une compréhension plus globale de cette région de noyaux proche de l'îlot d'inversion.

## Chaleurs de réaction

Les différentes valeurs dans les tableaux sont les Q de réaction en keV des différentes voies de transfert suivant que l'on considère le transfert sur les deutons (D) ou les carbones (C).

$^{29}\text{Na}$ :		$^{30}\text{Na} \rightarrow ^{29}\text{Na}$	$^{30}\text{Mg} \rightarrow ^{29}\text{Na}$	$^{31}\text{Mg} \rightarrow ^{29}\text{Na}$	$^{32}\text{Mg} \rightarrow ^{29}\text{Na}$
	D	4162(129)	-13296(111)	4877(117)	-1664(140)
	C	2851(129)	16846(111)	8697(117)	-3516(131)
		$^{33}\text{Al} \rightarrow ^{29}\text{Na}$			
	D	-12074(110)			
	C	-6387(110)			
$^{30}\text{Mg}$ :		$^{31}\text{Mg} \rightarrow ^{30}\text{Mg}$	$^{31}\text{Al} \rightarrow ^{30}\text{Mg}$	$^{32}\text{Al} \rightarrow ^{30}\text{Mg}$	$^{33}\text{Al} \rightarrow ^{30}\text{Mg}$
	D	3853(101)	-7867(70)	8531(110)	2127(106)
	C	2542(101)	-11417(70)	-5043(110)	276(94)
		$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{30}\text{Mg}$			
	D	-12025(68)			
	C	-6337(68)			
$^{31}\text{Mg}$ :		$^{30}\text{Mg} \rightarrow ^{31}\text{Mg}$	$^{32}\text{Mg} \rightarrow ^{31}\text{Mg}$	$^{31}\text{Al} \rightarrow ^{31}\text{Mg}$	$^{32}\text{Al} \rightarrow ^{31}\text{Mg}$
	D	179(101)	605(122)	-13172(78)	-9642(115)
	C	-16318(101)	-706(122)	-29077(78)	-13192(115)
		$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{31}\text{Mg}$			
	D	-15285(92)			
	C	-19597(77)			
$^{32}\text{Mg}$ :		$^{33}\text{Al} \rightarrow ^{32}\text{Mg}$	$^{31}\text{Mg} \rightarrow ^{32}\text{Mg}$		
	D	-9505(116)	3427(122)		
	C	-13055(116)	-13007(122)		
$^{31}\text{Al}$ :		$^{32}\text{Al} \rightarrow ^{31}\text{Al}$			
	D	2078(89)			
	C	767(89)			

		$^{31}\text{Al} \rightarrow ^{32}\text{Al}$	$^{33}\text{Al} \rightarrow ^{32}\text{Al}$	$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{32}\text{Al}$
$^{32}\text{Al}$ :	D	1955(89)	743(108)	1816(88)
	C	-14543(89)	-568(109)	-11758(88)
		$^{32}\text{Al} \rightarrow ^{33}\text{Al}$	$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Al}$	$^{35}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Al}$
$^{33}\text{Al}$ :	D	3290(109)	-13247(67)	4856(76)
	C	-13208(109)	-16797(67)	-8718(76)
		$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{34}\text{Al}$	$^{33}\text{Al} \rightarrow ^{34}\text{Al}$	$^{35}\text{Si} \rightarrow ^{34}\text{Al}$
$^{34}\text{Al}$ :	D	?	204(112)	-13293(98)
	C	-34432(91)	-16293(112)	-16843(98)
		$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Si}$	$^{35}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Si}$	
$^{33}\text{Si}$ :	D	-1278(21)	-6659(117)	
	C	-2589(21)	3113(41)	
		$^{33}\text{Si} \rightarrow ^{34}\text{Si}$	$^{35}\text{Si} \rightarrow ^{34}\text{Si}$	
$^{34}\text{Si}$ :	D	5311(21)	3783(41)	
	C	-11186(21)	2472(41)	
		$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{35}\text{Si}$		
$^{35}\text{Si}$ :	D	250(41)		
	C	-16247(41)		
		$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{35}\text{P}$	$^{31}\text{Al} \rightarrow ^{35}\text{P}$	
$^{35}\text{P}$ :	D	9965(14)		
	C	-3767(14)	4962(20)	

---

## Energie de séparation d'un neutron

Nous reportons ici l'énergies de séparation d'un neutron  $S_n$  des différents noyaux étudiés car elle représente la limite des rayonnements  $\gamma$  que nous pouvons étudier.

$^{35}\text{P}$	8371(5) keV
$^{35}\text{Si}$	2475(41) keV
$^{34}\text{Si}$	7536(21) keV
$^{34}\text{Al}$	2429(112) keV
$^{33}\text{Si}$	4483(13) keV
$^{33}\text{Al}$	5514(109) keV
$^{32}\text{Al}$	4179(89) keV
$^{32}\text{Mg}$	5652(122) keV
$^{31}\text{Al}$	7153(25) keV
$^{31}\text{Mg}$	2404(101) keV
$^{30}\text{Mg}$	6292(73) keV
$^{28}\text{Ne}$	3886(145) keV

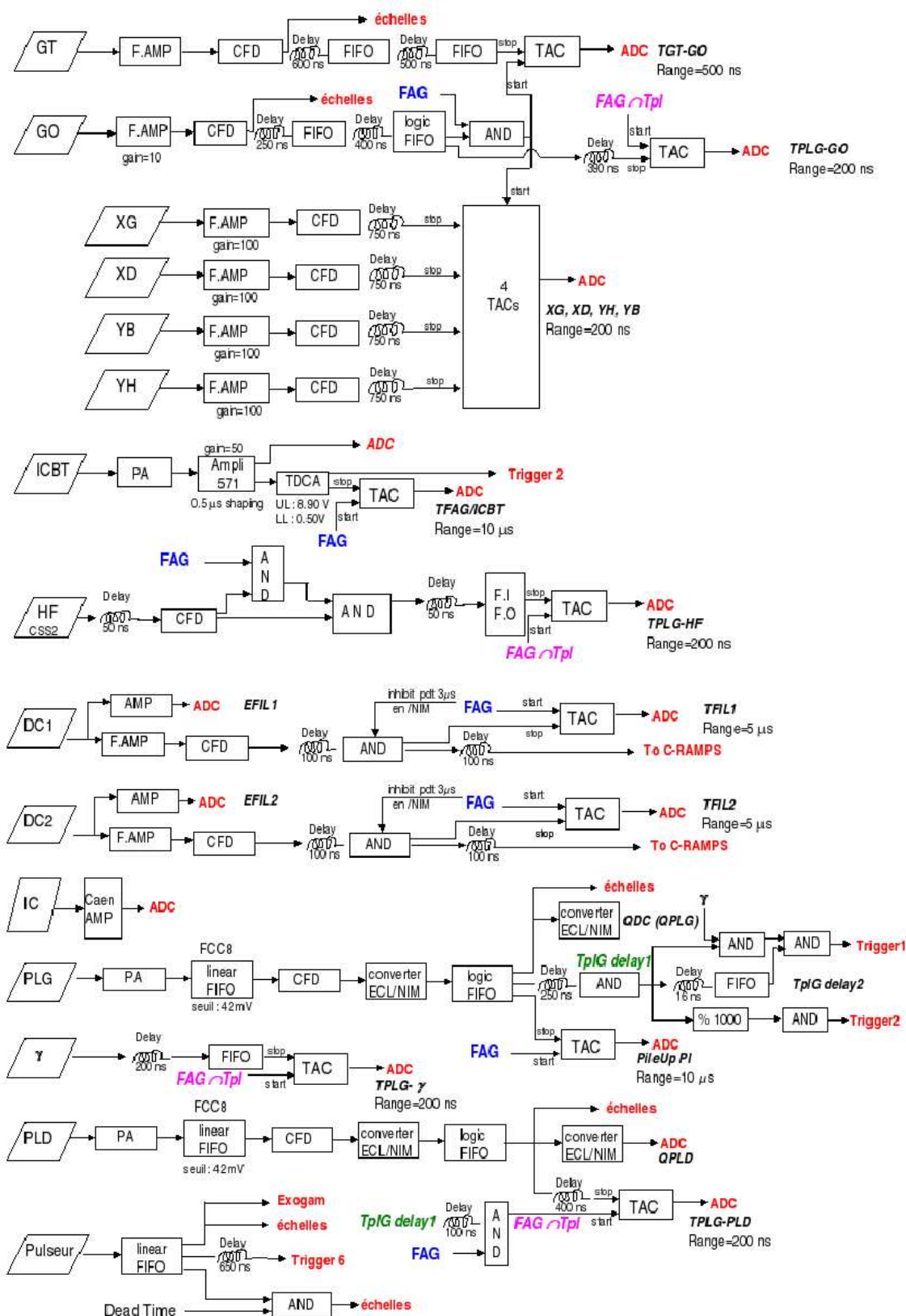


ANNEXE

C

---

# Schéma de l'électro- nique



# $I_\gamma$ des noyaux étudiés

		Intensité (u. a.)			
Energie(en keV)		$^{32}\text{Mg} \rightarrow ^{32}\text{Mg}$	$^{33}\text{Al} \rightarrow ^{32}\text{Mg}$	$^{31}\text{Mg} \rightarrow ^{32}\text{Mg}$	
$^{32}\text{Mg}$ :	885	80(6)	155(8)	19(3)	
	1436	14(3)	74(7)	6(2)	
	2248			9(3)	
Energie(en keV)		$^{31}\text{Al} \rightarrow ^{31}\text{Al}$	$^{32}\text{Al} \rightarrow ^{31}\text{Al}$		
$^{31}\text{Al}$ :	666		150(10)		
	946		441(16)		
	1616		362(18)		
	2028				
	2330		160(16)		
	2660		134(15)		
	3620		86(19)		
Energie(en keV)		$^{31}\text{Al} \rightarrow ^{32}\text{Al}$	$^{33}\text{Al} \rightarrow ^{32}\text{Al}$	$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{32}\text{Al}$	
$^{32}\text{Al}$ :	220	48(3)	277(8)	75(4)	
	280	10(2)	128(8)	30(3)	
	535	47(4)	33(3)	44(7)	
	565	4(2)	32(2)	45(7)	
	734	6(2)	704(18)	123(8)	
	787	1(1)	166(11)	32(5)	
	1046	12(3)			
	1540		276(17)		
	2236		112(12)		
E(en keV)		$^{33}\text{Al} \rightarrow ^{33}\text{Al}$	$^{32}\text{Al} \rightarrow ^{33}\text{Al}$	$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Al}$	$^{35}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Al}$
$^{33}\text{Al}$ :	498		48(4)	18(3)	4(2)
	747	329(17)	15(3)	50(5)	7(2)
	885	66(16)		16(5)	3(1)
	1638	175(22)	20(4)	123(10)	3(2)
	1837	551(25)	21(5)	51(11)	3(2)
	2775	86(15)	109(9)	21(6)	14(3)

	Energie(en keV)	$^{34}\text{Al} \rightarrow ^{34}\text{Al}$	$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{34}\text{Al}$	$^{33}\text{Al} \rightarrow ^{34}\text{Al}$	$^{35}\text{Si} \rightarrow ^{34}\text{Al}$
	388	9(2)	24(3)	100(5)	8(2)
	560		5(2)		
$^{34}\text{Al}$ :	599		10(2)	25(3)	6(1)
	710		12(2)	14(4)	
	919	8(2)	24(3)	42(4)	5(1)
	1013	7(2)			
	1211				14(3)
	Energie(en keV)	$^{33}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Si}$	$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Si}$	$^{35}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Si}$	
$^{33}\text{Si}$ :	973	13(8)	294(17)	5(3)	
	1010	31(8)	1992(35)	18(4)	
	1740	28(7)	292(21)	4(3)	
	4330		344(28)		
	Energie(en keV)	$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{34}\text{Si}$	$^{33}\text{Si} \rightarrow ^{34}\text{Si}$	$^{35}\text{Si} \rightarrow ^{34}\text{Si}$	
	124	101(12)	4.8(1.3)	23(3)	
	591	223(22)	2.7(1.6)	36(6.5)	
	670	116(23)			
$^{34}\text{Si}$ :	929	678(31)	11(4)	101(11)	
	1191	212(28)		13.5(6)	
	1480	159(33)			
	1715	327(138)		37(10)	
	2676	440(60)			
	3326	1729(75)	12(6)	101(16)	
	Energie(en keV)	$^{35}\text{Si} \rightarrow ^{35}\text{Si}$	$^{34}\text{Si} \rightarrow ^{35}\text{Si}$		
$^{35}\text{Si}$ :	910		60(5)		
	1132		10(2)		
	Energie(en keV)	toutes réactions			
	240	29(5)			
	392	22(5)			
$^{35}\text{P}$ :	1009	67(10)			
	1473	21(10)			
	2385	58(11)			
	3860	72(12)			



---

## Bibliographie

- [Ann97] ANNE R., *SISSI at GANIL*, Nucl. Instrum. Meth. B, 1997, vol 126, n° 1-4, pp 279-283.
- [Asa90] ASAHI K. *et al.*, *New Aspect of Intermediate Energy Heavy Ion Reactions. Large Spin Polarization of Fragments*, Phys. Lett. B, 1990, vol 251, n° 4, pp 488-492.
- [Asa91] ASAHI K. *et al.*, *Observation of Spin-Aligned Secondary Fragment Beams of  $^{14}\text{B}$* , Phys. Rev. C, 1991, vol 43, n° 2, pp 456-460.
- [Aza02] AZAIEZ F., *Structure of Neutron-Rich Nuclei Around  $N = 20, 28$  and  $40$  from In-Beam  $\gamma$ -Spectroscopy*, Nucl. Phys. A, 2002, vol 704, n° 1-4, pp 37c-49c.
- [Aza02b] AZAIEZ F. *et al.*, *Probing shell structure in neutron-rich nuclei with in-beam  $\gamma$ -spectroscopy*, Eur. Phys. J. A, 2002, vol 15, n° 1-2, pp 93-97.
- [Bau89] BAUMANN P. *et al.*,  *$^{34}\text{Si}$  : A new doubly magic nucleus ?*, Phys. Lett. B, 1989, vol 228, n° 4, pp 458-462.
- [Bau89b] BAUMANN P. *et al.*, *Beta Decay of  $^{30}\text{Na}$  : Experiment and theory*, Phys. Rev. C, 1989, vol 39, n° 2, pp 626-635.
- [Baz04] BAZIN D. *et al.*, *Two-proton knockout on neutron-rich nuclei*, Nucl. Phys. A, 2004, vol 746, pp 173c-177c.
- [Bee97] BEER H. *et al.*, *Measurement of direct neutron capture by neutron-rich sulfur isotopes*, Nucl. Phys. A, 1997, vol 621, pp 235c-238c.
- [Bel00] BELLEGUIC-PIGEARD DE GURBERT M., *Spectroscopie  $\gamma$  en ligne au moyen de la fragmentation du projectile au GANIL : Structure des noyaux riches en neutrons autour de  $N=20$* , Thèse de doctorat de l'université Lyon I, 2000.
- [Bel05] BELLEGUIC M. *et al.*, *Search for neutron excitations across the  $N = 20$  shell gap in  $^{25-29}\text{Ne}$* , Phys. Rev. C, 2005, vol 72, n° 5, p 054316.
- [Ber78] BERTSCH G., *The collision integral in nuclear matter at zero temperature*, Z. Phys. A-Hadron. Nucl., 1978, vol 289, n° 1, pp 103-105.
- [Boh78] BOHLEN H.G., *et al.*, *Measurement of spin-alignment of excited  $^{12}\text{C}^{2+}$  nuclei in interactions of  $^{16}\text{O}$  with  $^{12}\text{C}$  using  $\gamma$ -decay in flight*, Z. Phys. A-Hadron. Nucl., 1978, vol 285, n° 4, pp 379-388.

- [Bor83] BORREL V. *et al.*, *Peripheral Ar Induced Reactions at 44 MeV/u - Similarities and Deviations with Respect to a High Energy Fragmentation Process*, Z. Phys. A-Hadron. Nucl., 1983, vol 314, n° 2, pp 191-197.
- [Bor02] BORREMANS D. *et al.*, *Spin and magnetic moment of  $^{31}\text{Al}$  ground state*, Phys. Lett. B, 2002, vol 537, n° 1-2, pp 45-50.
- [Bro88] BROWN B.A. et WILDENTHAL B.H., *Status of Nuclear Shell Model*, Annu. Rev. Nucl. Part. S., 1988, vol 38, pp 29-66.
- [Bro07] BROWN B.A., *communication privée*.
- [Cau98] CAURIER E. *et al.*, *Shell Model Study of the Neutron Rich Isotopes from Oxygen to Silicon*, Phys. Rev. C, 1998, vol 58, n° 4, pp 2033-2040.
- [Cau01] CAURIER E., NOWACKI F. et POVES A., *Shell Model Studies of Neutron-Rich Nuclei*, Nucl. Phys. A, 2001, vol 693, n° 1-2, pp 374-382.
- [Chi01] CHISTÉ V. *et al.*, *Electric and nuclear transition strength in  $^{30,32}\text{Mg}$* , Phys. Lett. B, 2001, vol 514, n° 3-4, pp 233-239.
- [Chu05] CHURCH J.A. *et al.*, *Measurement of E2 transition strengths in  $^{32,34}\text{Mg}$* , Phys. Rev. C, 2005, vol 72, p 054320.
- [Dec80] DECHARGE J. et GOGNY D., *Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D 1 effective interaction on spherical nuclei*, Phys. Rev. C, 1980, vol 21, n° 4, pp 1568-1593.
- [Det79] DÉTRAZ C. *et al.*, *Beta decay of  $^{27-32}\text{Na}$  and their descendants*, Phys. Rev. C, 1979, vol 19, n° 1, pp 164-176.
- [Dom06] DOMBRADI Zs. *et al.*, *Vanishing  $N = 20$  Shell Gap : Study of Excited States in  $^{27,28}\text{Ne}$* , Phys. Rev. Lett., 2006, vol 96, n° 18, p 182501.
- [Dro01] DROUART A., *Structures des résonances géantes dans le Pb-208 et Conception de la détection pour le spectromètre VAMOS*, Thèse de doctorat de l'université Paris XI, 2001.
- [Duf86] DUFOUR J.P. *et al.*, *Beta Decay of  $^{17}\text{C}$ ,  $^{19}\text{N}$ ,  $^{22}\text{O}$ ,  $^{24}\text{F}$ ,  $^{26}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{Al}$ ,  $^{34}\text{Al}$ ,  $^{35-36}\text{Si}$ ,  $^{36-37-38}\text{P}$ ,  $^{40}\text{S}$* , Z. Phys. A-Hadron. Nucl., 1986, vol 324, n° 4, pp 487-488;  
DUFOUR J.P. *et al.*, *Spectroscopic Measurements with a New Method : The projectile-fragments isotopic separation*, Contrib. Proc. 5th Int. Conf. Nuclei Far from Stability, Rosseau Lake, Canada, D1 (1987).
- [Els34] ELSASSER W., *Sur le principe de Pauli dans les noyaux II*, J.Phys.- Paris, 1934, vol 5, n°8, pp 389-397;  
ELSASSER W., *Sur le principe de Pauli dans les noyaux III*, J.Phys.- Paris, 1934, vol 5, n°12, pp 635-639.
- [End02] ENDERS J. *et al.*, *Single-Neutron Knockout from  $^{34,35}\text{Si}$  and  $^{37}\text{S}$* , Phys. Rev. C, 2002, vol 65, n° 3, p 034318.
- [Fen93] FENG Y.Y. *et al.*, *Reduction of the energy of secondary beams down to the Coulomb barrier*, Nucl. Instrum. Meth. B, 1993, vol 82, pp 175-179.

- 
- [Fif85] FIFIELD L.K. *et al.*, *Masses and Level Schemes of  $^{33}\text{Si}$  and  $^{34}\text{Si}$* , Nucl. Phys. A, 1985, vol 440, n° 3, pp 531-542.
- [Fif86] FIFIELD L.K. *et al.*, *The Mass of  $^{35}\text{Si}$* , Nucl. Phys. A, 1986, vol 453, n° 3, pp 497-504.
- [For94] FORNAL B. *et al.*, *Gamma Ray Studies of Neutron-Rich sdf Shell Nuclei Produced in Heavy Ion Collisions*, Phys. Rev. C, 1994, vol 49, n° 5, pp 2413-2418.
- [For97] FORNAL B. *et al.*,  *$\gamma$ -Ray Studies of Neutron-Rich  $N = 18, 19$  Nuclei Produced in Deep-Inelastic Collisions*, Phys. Rev. C, 1997, vol 55, n° 2, pp 762-765.
- [Fuk92] FUKUNISHI N., OTSUKA T. et SEBE T., *Vanishing of the Shell Gap in  $N = 20$  Neutron-Rich Nuclei*, Phys. Lett. B, 1992, vol 296, n° 3-4, pp 279-284.
- [Gau06] GAUDEFROY L. *et al.*, *Reduction of the Spin-Orbit Splittings at the  $N=28$  Shell Closure*, Phys. Rev. Lett., 2006, vol 97, n° 10, p 092501.
- [Gau07] GAUDEFROY L., *communication privée*.
- [Gla02] GLASMACHER T. *et al.*, *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy with Exotic Beams at the NSCL*, Eur. Phys. J. A, 2002, vol 13, n° 1-2, pp 59-62.
- [Gol74] GOLDBERGER A.S., *Statistical models of fragmentation processes*, Phys. Lett. B, 1974, vol 53, n° 4, pp 306-308.
- [Gre04] GRÉVY S. *et al.*, *Spectroscopy at the  $N = 20$  shell closure : the  $\beta$ -decay of  $^{32}\text{Mg}$* , Nucl. Phys. A, 2004, 734, pp 369-373.
- [Gre07] GRÉVY S., *communication privée*.
- [Gui84] GUILLEMAUD-MUELLER D. *et al.*,  *$\beta$ -Decay Schemes of very Neutron-Rich Sodium Isotopes and Their Descendants*, Nucl. Phys. A, 1984, vol 426, n° 1, pp 37-76.
- [Gun01] GUND C. *et al.*, *Potential and Limitations of Nucleon Transfer Experiments with Radioactive Beams at REX-ISOLDE*, Eur. Phys. J. A, 2001, vol 10, n° 1, pp 85-95.
- [Hax49] HAXEL O., JENSEN J.H. et SUESS H.E., *On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure*, Phys. Rev., 1949, vol 75, n° 11, pp 1766-1766.
- [Hey91] HEYDE K. et WOOD J.L., *Intruder states and shape coexistence in the region  $N \sim 20$ ,  $Z \sim 12$* , J. Phys. G Nucl. Partic., 1991, vol 17, pp 135-143.
- [Hub78] HUBER G. *et al.*, *Spins, magnetic moments, and isotope shifts of  $^{21-31}\text{Na}$  by high resolution laser spectroscopy of the atomic  $D_1$  line*, Phys. Rev. C, 1978, vol 18, n° 5, pp 2342-2354.
- [Huf75] HÜFNER J., SCHAFER K. et SCHURMANN B., *Abrasion-Ablation in Reactions between Relativistic Heavy Ions*, Phys. Rev. C, 1975, vol 12, n° 6, pp 1888-1898.
- [Ibb98] IBBOTSON R.W. *et al.*, *Quadrupole Collectivity in  $^{32,34,36,38}\text{Si}$  and the  $N = 20$  Shell Closure*, Phys. Rev. Lett., 1998, vol 80, n° 10, pp 2081-2084.
- [Iwa03] IWASA N. *et al.*, *In-beam  $\gamma$  spectroscopy of  $^{34}\text{Si}$  with deuteron inelastic scattering using reverse kinematics*, Phys. Rev. C, 2003, vol 67, n° 6, p 064315.

- [Iwa05] IWASAKI H. *et al.*, *Quadrupole collectivity of  $^{28}\text{Ne}$  and the boundary of the island of inversion*, Phys. Lett. B, 2005, vol 620, n° 3-4, pp 118-124.
- [Jou91] JOUBERT A. *et al.*, *The SISSI project : an intense secondary ion source using superconducting solenoid lenses*, 1991 particle accelerator conference ; IEEE Vol1(1991)594.
- [Kan95] KANTELE J., *Handbook of Nuclear Spectroscopy*, London : Academic Press, 1995.
- [Kei00] KEIM M. *et al.*, *Measurement of the Electric Quadrupole Moments of  $^{26-29}\text{Na}$* , Eur. Phys. J. A, 2005, suppl. 1, vol 25, pp 105-109.
- [Kha85] KHAN S. *et al.*, *The Mass of  $^{35}\text{P}$  and Spin-Parity Assignments for Excited  $^{35}\text{P}$  States*, Phys. Lett. B, 1985, vol 156, n° 3-4, pp 155-158.
- [Klo93] KLOTZ G. *et al.*, *Beta Decay of  $^{31,32}\text{Na}$  and  $^{31}\text{Mg}$  : Study of the  $N = 20$  shell closure*, Phys. Rev. C, 1993, vol 47, n° 6, pp 2502-2516.
- [Kno99] KNOLL G.F., *Radiation Detection and Measurement*, 3<sup>ieme</sup> édition, New York : John Wiley & Sons, 1999.
- [Leo87] LEO W.R., *Techniques for Nuclear and Particule Physics Experiments*, Berlin : Springer-Verlag, 1987.
- [Mac05] MACH H. *et al.*, *New structure information on  $^{30}\text{Mg}$ ,  $^{31}\text{Mg}$  and  $^{32}\text{Mg}$* , Eur. Phys. J. A, 2005, suppl. 1, vol 25, pp 105-109.
- [Mar05] MARÉCHAL F. *et al.*,  *$\beta$  decay of  $^{31}\text{Mg}$  : Extending the « island of inversion »*, Phys. Rev. C, 2005, vol 72, n° 4, p 044314.
- [Mat07] MATTOON C.M. *et al.*,  *$\beta$  decay of  $^{32}\text{Na}$* , Phys. Rev. C, 2007, vol 75, p 017302.
- [May48] GOEPPERT MAYER M., *On Closed Shells in Nuclei*, Phys. Rev., 1948, vol 74, n° 3, pp 235-239.
- [May49] GOEPPERT MAYER M., *On Closed Shells in Nuclei. II*, Phys. Rev., 1949, vol 75, n° 12, pp 1969-1970.
- [May84] MAYER W.A. *et al.*, *Mass Excess and Excited States of Neutron-Rich Silicon, Phosphorus and Sulphur Isotopes*, Z. Phys. A-Hadron. Nucl., 1984, vol 319, n° 3, pp 287-293.
- [Mit01] MITTIG W. et ROUSSEL-CHOMAZ P., *Results and techniques of measurements with inverse kinematics*, Nucl.Phys. A, 2001, vol 693, n° 1-2, pp 495-513
- [Mit02] MITTIG W. *et al.*, *Shape coexistence and the  $N = 20$  shell closure far from stability by inelastic scattering*, Eur. Phys. J. A, 2002, vol 15, n° 1-2, pp 157-160.
- [Mor76] MORINAGA H. et YAMAZAKI T., *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*, Amsterdam : North-Holland, 1976.
- [Mor02] MORTON A.C. *et al.*, *Beta decay studies of nuclei near  $^{32}\text{Mg}$  : Investigating the  $\nu(f_{7/2})-(d_{3/2})$  inversion at the  $N = 20$  shell closure*, Phys. Lett. B, 2002, vol 544, n° 3-4, pp 274-279.

- 
- [Ney05] NEYENS G. *et al.*, *Measurement of the Spin and Magnetic Moment of  $^{31}\text{Mg}$  : Evidence for a Strongly Deformed Intruder Ground State*, Phys. Rev. Lett., 2005, vol 94, n° 2, 022501.
- [Nil55] NILSSON S.G., *Binding States of Individual Nucleons in Strongly Deformed Nuclei*, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat-fys. Medd., 1955, 29, No.16 ,pp 1-68.
- [Now00] NOWACKI F., *communication privée* dans [Bel00].
- [Now07] NOWACKI F., *communication privée*.
- [Num01] NUMMELA S. *et al.*, *Spectroscopy of  $^{34,35}\text{Si}$  by  $\beta$  Decay : sd-fp Shell gap and single-particle states*, Phys. Rev. C, 2001, vol 63, n° 4, p 044316.
- [Odl96] ODLAND O.H. *et al.*, *A fast position sensitive microchannel plate detector for ray-tracing of charged particles*, Nucl. Instrum. Meth. A, 1996, vol 378, n° 1-2, pp 149-154.
- [Oll03] OLLIVER H., GLASMACHER T. et STUCHBERY A.E., *Angular distributions of  $\gamma$  rays with intermediate-energy beams*, Phys. Rev. C, 2003, vol 68, n° 4, p 044312.
- [Orr88] ORR N.A. *et al.*, *Heavy-Ion Reaction Studies of  $^{35,36}\text{P}$* , Nucl.Phys. A, 1988, vol 477, n° 3, pp 523-540 ; Erratum Nucl.Phys. A, 1988, vol 485, n° 3-4, p 734.
- [Pan81] PANAGIOTOU A.D. *et al.*, *Mass and energy levels of  $^{31}\text{Al}$  observed in the  $^{15}\text{N}(^{18}\text{O},2p)^{31}\text{Al}$  reaction*, Phys. Lett. B, 1981, vol 103, n° 4-5, pp 297-300.
- [Per00] PÉRU S., GIROD M. et BERGER J.F., *Evolution of the  $N = 20$  and  $N = 28$  shell closures in neutron-rich nuclei*, , Eur. Phys. J. A, 2000, vol 9, pp 35-47.
- [Per07] PÉRU S. et GOUTTE H., *communication privée*.
- [Pis84] PISKOR S. *et al.*, *Spectroscopic Information on  $^{35}\text{S}$  and  $^{37}\text{S}$  from the  $(d, p)$  Reaction*, Nucl. Phys. A, 1984, vol 414, n° 2, pp 219-239.
- [Pov87] POVES A. et Retamosa J., *The Onset of Deformation at the  $N = 20$  Neutron Shell Closure far from Stability*, Phys. Lett. B, 1987, vol 184, n° 4, pp 311-315.
- [Pri99] PRITYCHENKO B.V. *et al.*, *Role of Intruder Configurations in  $^{26,28}\text{Ne}$  and  $^{30,32}\text{Mg}$* , Phys. Lett. B, 1999, vol 461, n° 4, pp 322-328.
- [Pri00] PRITYCHENKO B.V. *et al.*, *Single-Particle Structure Along the Boundary of the “ Island of Inversion ” : Radioactive beam spectroscopy of  $^{33}\text{Si}$  and  $^{34}\text{P}$* , Phys. Rev. C, 2000, vol 62, n° 5, p 051601.
- [Pri01] PRITYCHENKO B.V. *et al.*, *Shape Coexistence on the Boundary of the “ Island of Inversion ” : Exotic beam spectroscopy of  $^{34}\text{Al}$* , Phys. Rev. C, 2001, vol 63, n° 4, p 047308.
- [Que78] QUENTIN P. et FLOCARD H., *Self-Consistent Calculations of Nuclear Properties with Phenomenological Effective Forces*, Annu. Rev. Nucl. Part. S., 1978, vol 28, , pp 523-594.
- [Ram85] RAMAN S. *et al.*, *Thermal neutron capture gamma rays from sulfur isotopes : Experiment and theory*, Phys. Rev. C, 1985, vol 32, n° 1, pp 18-69.

- [Rob96] ROBINSON M. *et al.*, *New Isomer  $^{32m}\text{Al}$* , Phys. Rev. C, 1996, vol 53, n° 4, pp R1465-R1468.
- [Ray91] RAY A. *et al.*, *Spin alignment and density matrix measurement in  $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$  orbiting reaction*, Phys. Rev. C, 1991, vol 43, n° 4, pp 1789-1799.
- [Sat83] SATCHER G.R., *Direct Nuclear Reactions*, New York : Oxford University Press, 1983.
- [Sav03] SAVAJOLS H., *VAMOS : A variable mode high acceptance spectrometer for identifying reaction products induced by SPIRAL beams*, Nucl. Instrum. Meth. B, 2003, vol 204, pp 146-153.
- [Sch05] SCHEIT H. *et al.*, *Coulomb excitation of neutron-rich beams at REX-ISOLDE*, Eur. Phys. J. A, 2005, suppl. 1, vol 25, pp 397-402.
- [S094] SCHMIDT-OTT W.-D. *et al.*, *Spin Alignment of  $^{43}\text{Sc}$  Produced in the Fragmentation of 500 MeV/u  $^{46}\text{Ti}$* , Z. Phys. A-Hadron. Nucl., 1994, vol 350, n° 3, pp 215-219.
- [Stu03] STUCHBERY A.E.,  *$\gamma$ -ray angular distributions and correlations after projectile-fragmentation reactions*, Nucl. Phys. A, 2003, vol 723, n° 1-2, pp 69-92.
- [Tak07] TAKEUCHI S., *Communication privée*.
- [Tho84] THORN C.E. *et al.*,  *$^{36}\text{S}(d, p)^{37}\text{S}$  and  $^{34,36}\text{S}(d, ^3\text{He})^{33,35}\text{P}$  Reactions*, Phys. Rev. C, 1984, vol 30, n° 5, pp 1442-1453.
- [Thi75] THIBAULT C. *et al.*, *Direct measurement of the masses of  $^{11}\text{Li}$  and  $^{26-32}\text{Na}$  with an on-line mass spectrometer*, Phys. Rev. C, 1975, vol 12, n° 2, pp 644-657.
- [Tim01] TIMIS C.N., *Etude de la décroissance par neutrons retardés des noyaux riches en neutrons avec le multidétecteur TONNERRE*, Thèse de doctorat de l'université Caen, 2001.
- [Tod04] TODD-RUTEL B.G., PIEKAREWICZ J. et COTTLE P.D., *Spin-orbit splitting in low- $j$  neutron orbits and proton densities in the nuclear interior*, Phys. Rev. C, 2004, vol 69, p 021301.
- [Tur06] TURZO K. *et al.*, *Spin polarization of  $^{34}\text{Al}$  fragments produced by nucleon pickup at intermediate energies*, Phys. Rev. C, 2006, vol 73, p 044313.
- [Uts99] UTSUNO Y. *et al.*, *Varying Shell Gap and Deformation in  $N \sim 20$  Unstable Nuclei Studied by the Monte Carlo Shell Model*, Phys. Rev. C, 1999, vol 60, p 054315.
- [Uts01] UTSUNO Y. *et al.*, *Extreme Location of  $F$  Drip Line and Disappearance of the  $N = 20$  Magic Structure*, Phys. Rev. C, 2001, vol 64, n° 1, p 011301.
- [War90] WARBURTON E.K., BECKER J.A. et BROWN B.A., *Mass systematics for  $A=29-44$  nuclei : The deformed  $A \sim 32$  region*, Phys. Rev. C, 1990, vol 41, n° 3, pp 1147-1166.
- [Woo88] WOODS C.L. *et al.*, *Studies of the  $T(z) = (5/2)$  Nuclei  $^{31}\text{Al}$  and  $^{29}\text{Mg}$* , Nucl. Phys. A, 1988, vol 476, n° 2, pp 392-412.
- [Yam67] YAMAZAKI T., *Table of coefficients for angular ditribution of gamma rays from aligned nuclei*, Nucl. Data sect. A, 1967, vol 3, n° 1, pp 1-23.

[wAcq] GANIL, *Acquisition et Analyse de données au G.A.N.I.L.*, **[en ligne]**.

Disponible sur : < <http://www.ganil.fr/acquisition/> >

[wExo] GANIL, *Exogam à GANIL*, **[en ligne]**. Disponible sur :

< <http://www.ganil.fr/exogam/> >

[wRad] RADFORD D.C., *RadWare*, **[en ligne]**. Disponible sur :

< <http://radware.phy.ornl.gov/> >



## Résumé :

Il est maintenant établi qu'il existe un îlot d'inversion autour du noyau riche en neutrons  $^{32}\text{Mg}$  (12 protons, 20 neutrons) en contradiction avec l'image de la fermeture de couche  $N=20$ . Cette inversion implique une coexistence de forme entre les configurations sphérique et déformée.

Le travail présent étudie la spectroscopie  $\gamma$  des noyaux de cette région grâce à une expérience réalisée au GANIL avec un faisceau secondaire composite produit par fragmentation. L'originalité de la méthode utilisée réside dans la possibilité d'étudier simultanément plusieurs noyaux, et pour chaque noyau d'explorer plusieurs voies de réaction. Le spectromètre VAMOS a été utilisé pour l'identification des éjectiles. Les rayonnements  $\gamma$  étaient détectés par EXOGAM, un ensemble de détecteurs germanium. Les détecteurs utilisés avant et après la cible de  $\text{CD}_2$  permettaient une identification unique des noyaux et une sélection de la voie réaction : diffusion inélastique, réactions de transfert et de fragmentation.

Les noyaux suivants ont été étudiés :  $^{28}\text{Ne}$ ,  $^{30-32}\text{Mg}$ ,  $^{31-34}\text{Al}$ ,  $^{33-35}\text{Si}$ ,  $^{35}\text{P}$ . De nouvelles transitions ont été observées. Les distributions angulaires de rayonnements  $\gamma$  ainsi que les corrélations angulaires  $\gamma$ - $\gamma$  ont pu être mesurées pour certaines transitions. Une attribution des spins et parités de certains états a ainsi été proposée. En particulier, l'assignation de l'état  $3^-$  dans le  $^{34}\text{Si}$  est confirmée et un candidat est proposé pour le second état  $0^+$ , correspondant à la configuration déformée. Dans le  $^{32}\text{Mg}$ , l'état à 2.321 MeV, pour lequel des attributions contradictoires existent, est vraisemblablement un  $4^+$ , et nous proposons un candidat pour un état  $6^+$ .

## mots clé :

Structure Nucléaire, faisceaux radioactifs, Spectrométrie gamma, Distributions Angulaires, Îlot d'inversion.

## Title : $\gamma$ -spectroscopy of neutron-rich nuclei around $N=20$

### Abstract :

There is an island of inversion around  $^{32}\text{Mg}$  (12 protons, 20 neutrons) in contradiction with a shell closure  $N=20$ . It means a coexistence of spherical and deformed shapes.

This work is devoted to the study of  $\gamma$ -ray spectroscopy for nuclei in this region, based on an experiment done at GANIL with a composite secondary beam produced by fragmentation. The originality of the method used here lies in the possibility to study simultaneously several nuclei, and for each of them to explore several reaction channels. The VAMOS spectrometer was used for the identification of the ejectiles. The  $\gamma$ -rays were detected with EXOGAM, a germanium clover array. The detectors used before and after the target allowed for a unique identification and a selection of the reaction channel : inelastic scattering, transfer and fragmentation reaction.

In this thesis the following nuclei were studied :  $^{28}\text{Ne}$ ,  $^{30-32}\text{Mg}$ ,  $^{31-34}\text{Al}$ ,  $^{33-35}\text{Si}$ ,  $^{35}\text{P}$ . New  $\gamma$ -rays have been observed. The  $\gamma$ -ray angular distributions and  $\gamma$ - $\gamma$  angular correlations have been measured for some transitions. Assignment of spins and parities has been proposed for some states. In particular, in  $^{34}\text{Si}$ , the  $3^-$  assignment is confirmed and a new candidate for the second  $0^+$  has been proposed. In  $^{32}\text{Mg}$ , the state at 2.321 MeV, for which conflicting assignment existed, is deduced from the present data as a  $4^+$ , and a  $6^+$  state is proposed.

## Discipline : Constituants Élémentaires

UFR Sciences, Boulevard Maréchal Juin, 14032 Caen Cedex  
GANIL BP 55027 - 14076 CAEN Cedex 5