



HAL
open science

Spectroscopie gamma en ligne de noyaux légers riches en neutrons produits par fragmentation de faisceau radioactif et mesures de temps de vie des niveaux excités dans les noyaux proches de ^{68}Ni

Mihai-Alexandru Stanoiu

► **To cite this version:**

Mihai-Alexandru Stanoiu. Spectroscopie gamma en ligne de noyaux légers riches en neutrons produits par fragmentation de faisceau radioactif et mesures de temps de vie des niveaux excités dans les noyaux proches de ^{68}Ni . Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2003. Français. NNT : . tel-00002775

HAL Id: tel-00002775

<https://theses.hal.science/tel-00002775>

Submitted on 29 Apr 2003

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.

UNIVERSITE de CAEN / BASSE-NORMANDIE

U.F.R. :Sciences

Ecole doctorale SIMEM

THESE

présentée par

Mr Mihai-Alexandru STANOIU

et soutenue

le 20 Janvier 2003

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 25 Avril 2002)

Titre :

**Spectroscopie γ en ligne de noyaux légers riches en neutrons
produits par fragmentation de faisceau radioactif
et**

**Mesures de temps de vie des niveaux excités dans des noyaux
proches de ^{68}Ni**

MEMBRES du JURY

- Mr **Marek Lewitowicz**, directeur de recherche CNRS, GANIL (Directeur de thèse)
Mr **Bertram Blank**, directeur de recherche CNRS, CENBG, Bordeaux
Mme **Marie-Genevieve Saint-Laurent**, ingénieur de recherche CEA, GANIL
Mr **Faiçal Azaiez**, directeur de recherche CNRS, IRES Strasbourg
Mr **Etienne Caurier**, directeur de recherche CNRS, IRES Strasbourg
Mr **Henryk Mach**, ingénieur de recherche, Uppsala University, Suède
Mr **Hubert Grawe**, ingénieur de recherche, GSI, Allemagne

Remerciements

En premier lieu, je remercie mon directeur de thèse Marek Lewitowicz pour m'avoir accompagné et encadré dans mon travail. Toutes les techniques expérimentales qu'il m'a apprises ainsi que toutes ses réflexions au cours des nombreuses discussions ont été pour moi source de précieux enseignements.

Je tiens à remercier les directeurs du GANIL, Daniel Guerreau ainsi que son successeur Dominique Goutte, qui m'ont accueilli pendant ces trois années.

J'exprime plus particulièrement ma gratitude à Marie-Geneviève Saint-Laurent pour l'attention assidue prêtée à la rédaction de cette thèse, ainsi que pour toutes les remarques éclairantes concernant la compréhension de certaines parties de mon travail.

Une grande partie du travail de ma thèse est le fruit d'une collaboration avec l'IPN d'Orsay. Je remercie toutes les personnes avec lesquels j'ai eu de très nombreux contacts tout au long des expériences effectuées au GANIL, tout particulièrement Olivier Sorlin et Faïçal Azaiez pour leurs grandes connaissances des noyaux exotiques et avec lesquels j'ai eu de très intéressantes discussions tout au long de ces années.

Un grand remerciement à Henryk Mach pour ses conseils toujours avisés.

Je tiens à remercier mes rapporteurs du jury, Bertram Blank et Gerda Neyens, ainsi que Hubert Grawe et Etienne Caurier pour l'attention et l'intérêt qu'ils ont portés à la lecture de mon mémoire.

Les équipes techniques de LISE et de SPEG, grâce à leur dévouement, ont rendu possible les expériences auxquels j'ai pu participer. Je les en remercie beaucoup.

Merci à Catalin Borcea qui a été une des premières personnes qui m'a initiée dans le monde merveilleux de la recherche.

Je tiens à remercier François de Oliveira Santos, Gilles de France, Wolfgang Mittig, Nigel Orr avec lesquels j'ai eu de nombreuses discussions très enrichissantes.

Je voudrais remercier Zdenek Dlouhy pour m'avoir accueilli dans son groupe avant de commencer mon travail au GANIL.

Merci aux équipes des laboratoires du GSI, NFL Studsvik, JYFL, JINR Dubna, et IKS Leuven avec lesquelles j'ai eu de nombreux contacts qui m'ont permis d'élargir mes connaissances dans les domaines de la physique nucléaire.

Je voudrais remercier tous les thésards et post-docs avec lesquels j'ai passé des moments agréables : en particulier Maria-José qui m'a beaucoup aidé au début de ma thèse, Iolanda, Marjorie, Cozmin, Anne-Sophie, Alain, Yannick, Karim, Olivier, Sylvie, Adina, Jean-Michel, Stephane, Pierre, Cédric, Iulian, Nicolas, Valentin, Lydie, Georgi, Dima, Oleg, je remercie aussi tous ceux que j'ai pu oublier.

Je remercie particulièrement Ruxandra qui m'a beaucoup soutenu toutes ces dernières années.

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Modèle en couche et nombres magiques	7
1.2	Nombres magiques loin de la ligne de stabilité	12
1.3	Approches expérimentales	14
2	Spectroscopie gamma en ligne pour des noyaux autour de l'²⁴O	17
2.1.	Dispositif expérimental	18
2.1.1	SISSI et le spectromètre ALPHA pour la production et la sélection des faisceaux radioactifs	19
2.1.2	Le spectromètre SPEG pour la détection des fragments de réaction	21
2.1.3	Le château de cristal pour la détection des photons	22
	<i>Efficacité du château de cristal, simulation</i>	24
	<i>Changement de référentiel et effet Doppler</i>	25
2.2	Principe expérimental : choix entre la fragmentation d'un faisceau stable et celle de faisceaux radioactifs	29
2.2.1	Les taux de production	30
	<i>Exemple de l'²⁴O</i>	30
	<i>Exemple de l'²¹O</i>	31
2.2.2	Le rapport pic / fond des spectres photons	32
	<i>Bruit de fond lié aux particules légères</i>	32
	<i>Bruit de fond lié aux photons des partenaires de la réaction</i>	34
	<i>Bruit de fond dû aux photons fortuits</i>	36
	<i>Résolution en énergie des détecteurs BaF₂</i>	37
2.2.3	La contribution de l'effet Doppler	38
	<i>Simple fragmentation</i>	39
	<i>Double fragmentation</i>	41
2.2.4	Avantages et désavantages de la simple et double fragmentation	43
2.3	Traitement des données	45
2.3.1	Identification des faisceaux radioactifs dans SPEG	45
2.3.1.1	Identification des faisceaux radioactifs incidents	45
2.3.1.2	Identifications des produits de réaction au plan focal de SPEG	47
2.3.2	Coïncidences noyaux photons	49
2.3.2.1	Construction des spectres photons associés à chaque noyau	50
2.3.2.2	Le traitement 'anticompton'	51
2.3.2.3	Le traitement 'addback'	51
2.3.2.4	Multiplicité photons, coïncidences photons-photons	52

2.4	Résultats	54
2.4.1	Peuplement des niveaux excités des isotopes de ${}^7\text{Li}$ à ${}^{22}\text{O}$	54
2.4.1.1	Peuplements directs quelque-soit le projectile incident	55
2.4.1.2	Peuplement des états excités en fonction du moment du fragment	57
	<i>Moment perpendiculaire</i>	57
	<i>Moment parallèle</i>	59
2.4.1.3	Peuplements des états excités de ${}^{22}\text{O}$ en fonction du projectile 'géniteur'	60
2.4.2	Spectres photons pour les noyaux produits, construction des schémas de niveaux, proposition des spins et parités	63
	<i>Les noyaux de Bore ${}^{14,15}\text{B}$</i>	63
	<i>Les noyaux de Carbone ${}^{17-20}\text{C}$</i>	66
	<i>Les noyaux d'Azote ${}^{18-22}\text{N}$</i>	70
	<i>Les noyaux d'Oxygène ${}^{22-24}\text{O}$</i>	77
	<i>Les noyaux de Fluor ${}^{24-26}\text{F}$</i>	81
	<i>Le noyau de Néon ${}^{29}\text{Ne}$</i>	85
2.5	Discussion des résultats	87
2.5.1	Les noyaux pairs-pairs	87
	<i>Evolution de premier niveau excité 2^+</i>	87
	<i>Evolution des niveaux excités supérieurs</i>	88
2.5.2	Les noyaux impairs-pairs	89
	<i>Les isotopes de B</i>	89
	<i>L'isotopes de C</i>	90
	<i>Le noyau ${}^{23}\text{O}$</i>	93
	<i>Le noyau ${}^{29}\text{Ne}$</i>	93
2.6	Conclusions	94

3 Mesures de temps de vie des niveaux excités dans les noyaux proches du ${}^{68}\text{Ni}$

3.1	Noyaux riches en neutrons autour du nombre semi-magique $N=40$	99
3.2	Connaissance actuelle des noyaux concernés dans cette étude.	100
3.2.1	Par la réaction de transfert	100
3.2.2	La décroissance β	100
3.2.3	Les réactions de 'deep-inelastic'	104
3.2.4	L'étude des niveaux isomères produits par fragmentation du projectile	105
3.3	Probabilités de transition γ	106
	<i>Les estimations Weisskopf</i>	107
3.4	La méthode expérimentale	108
3.4.1	Le spectromètre LISE	108
3.4.2	Dispositif de détection	111
3.4.2.1	Les détecteurs des fragments	111
3.4.2.2	Les détecteurs γ	112
3.4.3	Principe de mesure de temps de vie	113
	<i>Méthode 'Fast timing'</i>	113
	<i>Analyse mathématique</i>	114
3.4.4	Acquisition des données et électronique associée	115
3.5	Analyse des données et interprétation des résultats	117

3.5.1	Le ⁶⁷ Ni	119
3.5.2	Le ⁶⁹ Ni	121
3.5.3	Le ⁷⁰ Ni	124
3.5.4	Le ⁷¹ Cu	126
3.5.5	Le ⁷² Cu	128
3.5.6	Interprétation des résultats par le modèle en couches	131
3.6	Conclusions	132
4	Conclusions et perspectives.	133
	Bibliographie	137
	Annexe A	139
	Annexe B	141
	Annexe C	143
	Annexe D	145

1 Introduction

La nature comporte environ 270 isotopes stables et environ 50 isotopes radioactifs naturels. Des réactions nucléaires, utilisant ces isotopes, ont donné accès aux informations spectroscopiques d'environ 2500 noyaux. Plus de 4000 noyaux, encore plus exotiques, sont prédits par les différentes théories. Leurs propriétés, voire leur existence, n'ont pas été encore confirmées expérimentalement. L'existence de ces noyaux est définie par rapport à la stabilité d'un ensemble de nucléons : la 'proton (neutron) drip line' est donc la limite des noyaux stables par rapport à l'émission d'un ou plusieurs protons (neutrons). Le cadre général de cette thèse est l'étude des noyaux exotiques riches en neutrons, ayant un nombre de neutrons ou de protons proche des nombres magiques. La connaissance des premiers états d'excitation et de leur structure permet de mieux connaître ces noyaux.

De nombreux modèles théoriques, détaillés dans la littérature, décrivent très bien les propriétés des noyaux situés au voisinage de la vallée de stabilité ou très proches de celle-ci. Cependant le pouvoir prédictif de ces modèles présente souvent des faiblesses dans le cas des noyaux très exotiques.

1.1 Modèle en couches et nombre magiques

Il est maintenant bien établi que les noyaux ayant des nombres pairs de protons et de neutrons sont plus stables que les noyaux ayant l'un ou l'autre de ces nombres ou les deux impairs. En particulier, certains nombres, de neutrons et de protons, appelés 'nombres magiques', favorisent la stabilité de ces noyaux. Ces nombres, bien connus dans la littérature, sont 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Les noyaux, ayant leur nombre de protons ou de neutrons égal à ces valeurs sont appelés noyaux magiques. Si, à la fois, leurs nombres de protons et de neutrons sont des nombres magiques, ces noyaux sont dits 'doublement magiques'. Leur existence a suggéré l'utilisation d'un modèle en couches similaire à celui du modèle de l'atome.

Une des premières observables, mettant en évidence l'existence des nombres magiques, est l'abondance sur terre des noyaux ayant des nombres de protons Z ou de neutrons N magiques. Dans la figure 1.1 qui représente l'abondance des éléments sur terre, des pics d'abondance apparaissent clairement aux nombres magiques $N=50$, $Z=50$, $N=82$, $Z=82$, etc.

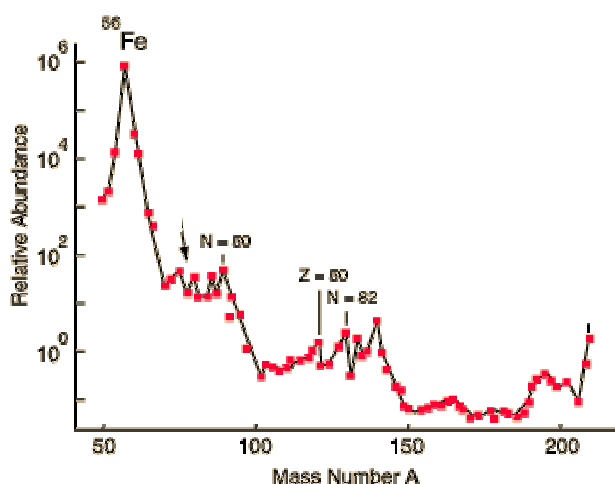


Figure 1.1 : Abondance des éléments sur terre [Hyp].

Cet effet est à relier aux nombres magiques en protons et/ou neutrons de ces noyaux. Le noyau de fer est une exception à cette règle car son nombre de protons $Z=26$ n'est pas magique et son isotope le plus abondant ^{56}Fe n'a pas un nombre magique de neutrons. Il est cependant abondant car il correspond au point terminus des séquences de fusion dans les étoiles, étant le noyau le plus lié.

Une seconde manifestation des nombres magiques provient des sections efficaces d'absorption des neutrons présentées dans la figure 1.2. Ces dernières sont d'environ deux ordres de grandeur plus faibles pour les noyaux magiques que pour les autres noyaux alentour.

Un troisième effet de l'existence des nombres magiques apparaît sur l'énergie de séparation d'un neutron (énergie nécessaire pour enlever un neutron au noyau). L'énergie de liaison d'un neutron dans le noyau est représentée sur la figure 1.3. Elle correspond, au signe près, à l'énergie de séparation d'un neutron. Pour les noyaux magiques, la couche est dite fermée car l'ajout de nucléon n'y est plus possible. La grande énergie de liaison du noyau magique implique qu'il faut beaucoup d'énergie pour enlever ce dernier neutron. Le fait d'ajouter un seul neutron au noyau magique rend ce dernier moins lié de plusieurs MeV.

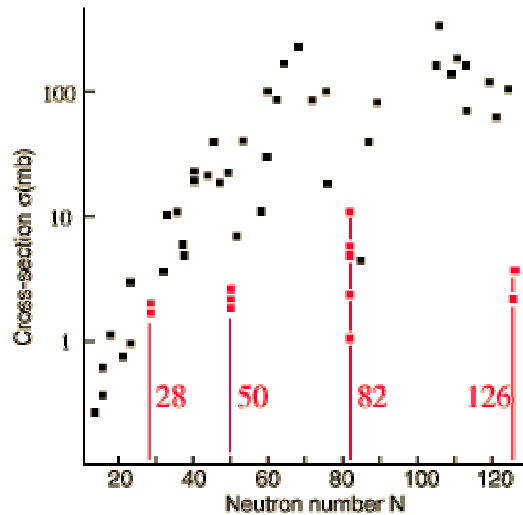


Figure 1.2 : Section efficace de capture de neutron en fonction du nombre de neutrons des noyaux [Hyp].

Une caractéristique des noyaux magiques est leur sphéricité. Cette propriété peut facilement être déterminée par la mesure du moment électrique quadripolaire du noyau. Il est nul ou très proche de zéro pour les noyaux magiques. Le moment quadripolaire dépend de la taille et de la charge Z du noyau. Il est donc plus intéressant de considérer le moment quadripolaire réduit qui fait intervenir non plus la taille et la charge du noyau mais qui met en évidence sa sphéricité. Le moment quadripolaire réduit est présenté dans la figure 1.4 en fonction du nombre de nucléons.

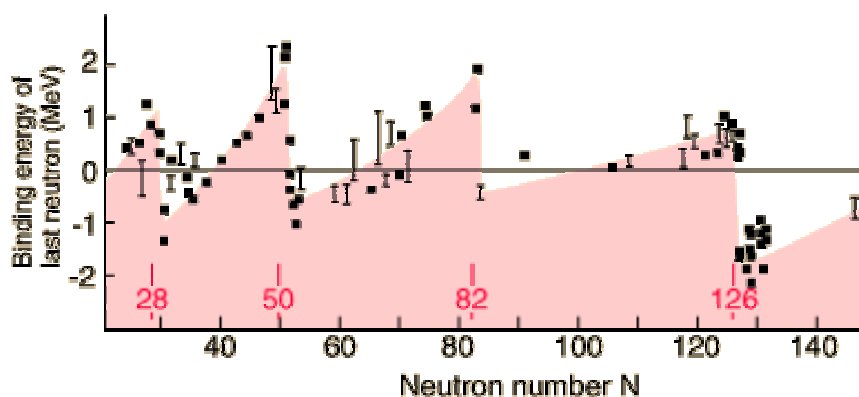


Figure 1.3 : Energie de liaison d'un neutron moins la valeur obtenue par la formule semi-empirique de masse dans le noyau en fonction du nombre de neutrons du noyau [Hyp].

Les nombres magiques en neutrons ou protons sont corrélés avec les moments quadripolaires de valeurs proches de zéro.

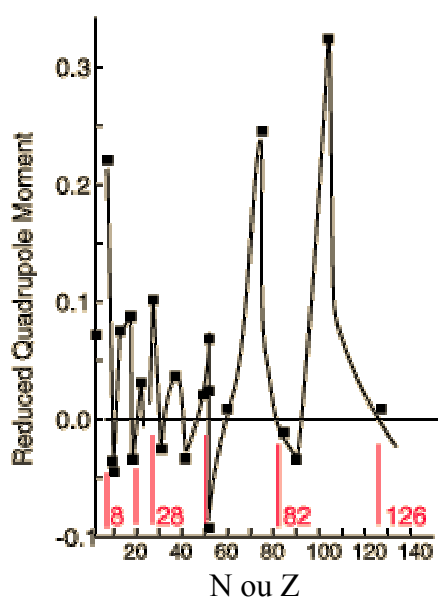


Figure 1.4 : Moment quadripolaire réduit en fonction du nombre de neutrons N ou de protons Z [Hyp].

L'énergie d'excitation du premier niveau excité est lui aussi un paramètre indiquant la stabilité d'un noyau. Pour les noyaux pairs – pairs, la fermeture de couches implique une grande énergie d'excitation du premier niveau excité de spin 2^+ et une diminution de la probabilité de transition de ce niveau vers le niveau fondamental. Ce phénomène est aisé à comprendre : la façon la plus simple, dans le cadre du modèle en couches, d'exciter un noyau pair-pair est de créer des paires particules-trous, c'est-à-dire de casser une paire de nucléons appariés et de promouvoir un des deux nucléons dans la couche au-dessus. Dès lors, l'énergie mise en jeu est considérable, puisqu'il faut d'abord fournir l'énergie de brisure de la paire, puis l'énergie entre la dernière orbitale occupée et la première orbitale libre, énergie qui est plus élevée pour ces noyaux. Cet effet est visible dans la figure 1.5 où sont reportées les énergies des premiers niveaux de spin 2^+ .

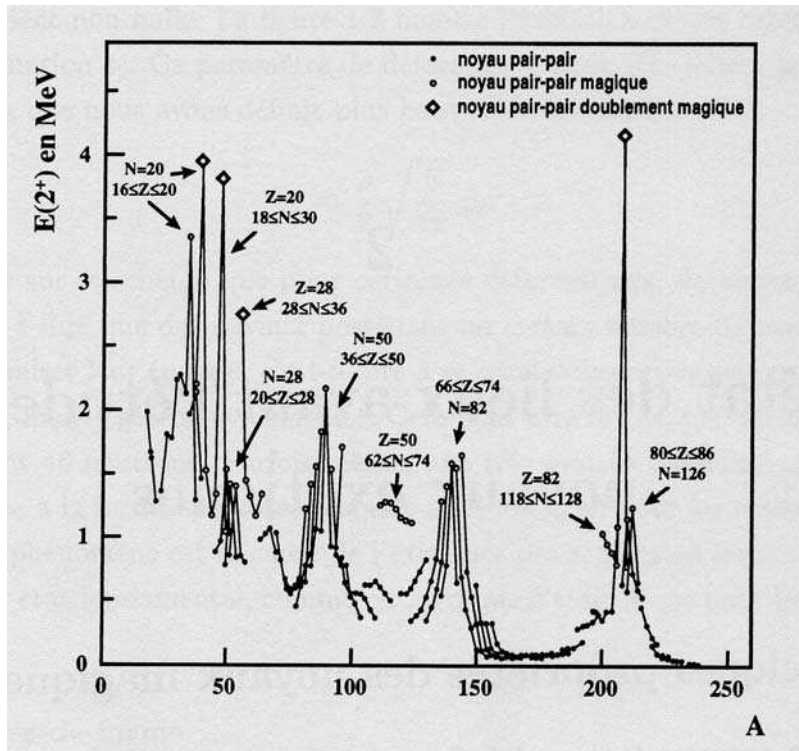


Figure 1.5 : Energie d'excitation du premier niveau 2^+ en fonction du nombre de neutrons.

Le modèle en couches sphérique est basé sur l'hypothèse que les nucléons se trouvent dans un potentiel nommé champ moyen qui est décrit par la formule :

$$V(r) = \frac{1}{2} m\omega^2 r^2 + D l^2 + C l \cdot s \quad (1.1)$$

où : l est l'opérateur moment orbital angulaire, s l'opérateur de spin intrinsèque.

Le premier terme représente la contribution de l'oscillateur harmonique. Le deuxième terme a pour effet de lever la dégénérescence en moment angulaire l de l'oscillateur harmonique et abaisse fortement l'orbitale la plus élevée (l_{\max}) à l'intérieur d'une couche de l'oscillateur harmonique. Le troisième terme nommé interaction spin-orbite lève la dégénérescence en $l \pm 1/2$ et abaisse l'orbital $J=l_{\max} + 1/2$ (figure 1.6).

Les nombres 2, 8, 20, 28, 50, etc... représentent le nombre maximum de neutrons ou protons qui peuvent occuper une couche ou en l'occurrence une sous-couche. Ces nombres privilégiés de protons ou de neutrons expliquent l'apparition des nombres magiques. Le premier grand succès de ce modèle est de prédire parfaitement le spin et la parité de l'état fondamental des noyaux impairs proche de la ligne de stabilité. En effet ces noyaux doivent posséder le spin et la parité du nucléon célibataire parce que les autres nucléons, en nombre pair, vont s'apparier deux à deux en se couplant avec un spin 0.

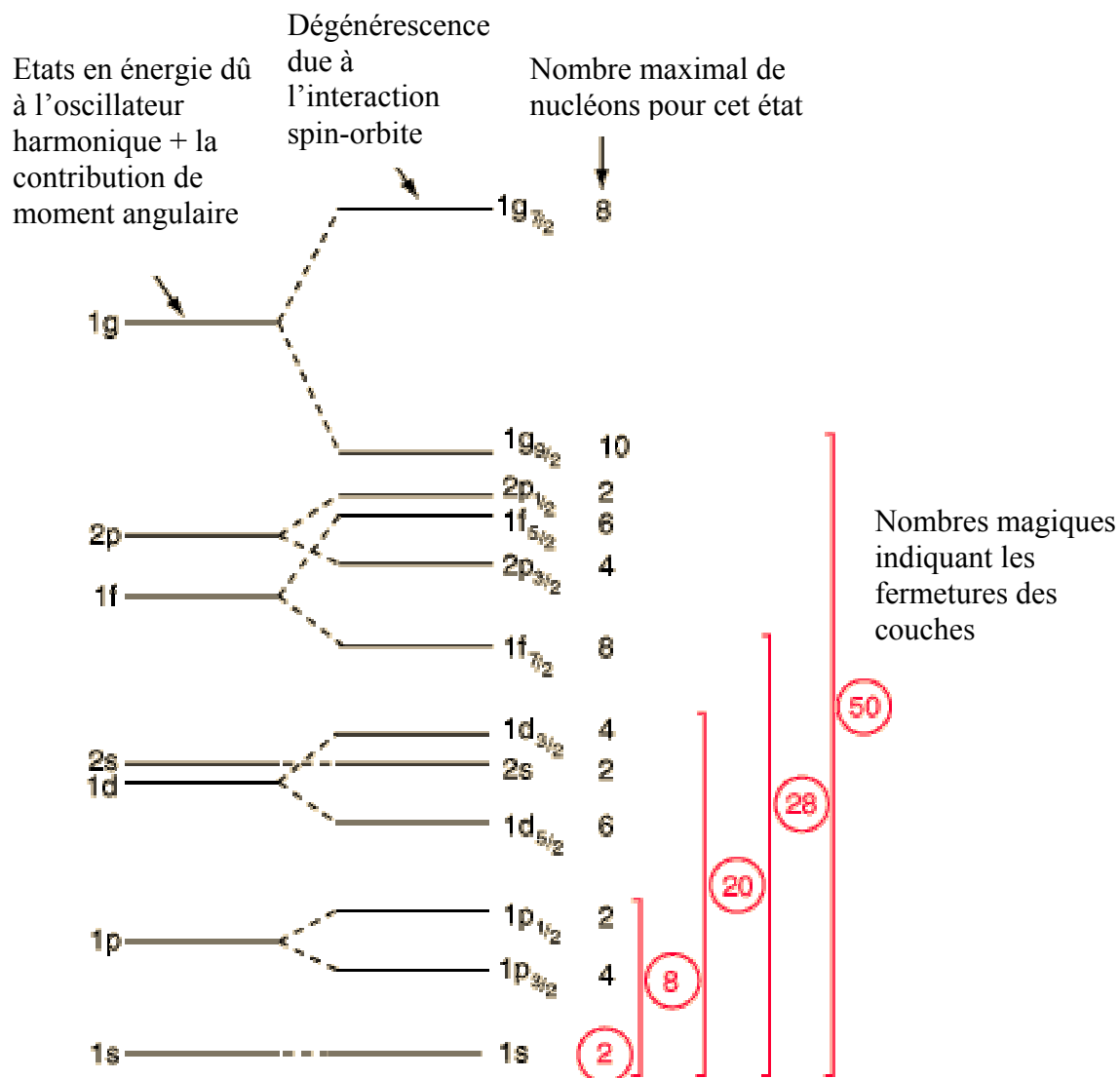


Figure 1.6 : Ordre des niveaux obtenus dans le cadre du modèle en couches sphérique.

Un grand nombre de travaux expérimentaux s'accordent pour dire que certains noyaux plus exotiques montrent aussi une grande énergie de liaison pour des nombres de nucléons différents de ces nombres magiques. Un résumé de ces travaux sera vu dans la suite de ce chapitre.

1.2 Nombres magiques loin de la ligne de stabilité

N, Z=8

Pour les noyaux très légers loin de la stabilité, des exceptions comme ^{11}Be , ^{11}N , ^{15}C montrent un spin $1/2^+$ pour l'état fondamental. Ce changement, par rapport au modèle en couches classique, est dû à l'inversion des orbites $2s_{1/2}$ et $p_{1/2}$. Dans le noyau de ^{11}Li , les neutrons du halo ont des configurations $(1p_{1/2})^2$ et $(1s_{1/2})^2$ avec des amplitudes pratiquement égales. La configuration de l'état fondamental du ^{12}Be montre pratiquement les mêmes configurations et amplitudes. Ces indications dénotent un affaiblissement du nombre magique '8', et montrent que la structure des noyaux éloignés de la ligne de stabilité change énormément par rapport aux prédictions faites par le modèle en couches classique.

N=20

Les énergies expérimentales des niveaux 2^+ des isotopes de O, Ne, Mg, Si et Ca sont reportées dans la figure 1.7. Selon le nombre de protons, ces noyaux se comportent différemment pour le même nombre magique en neutrons.

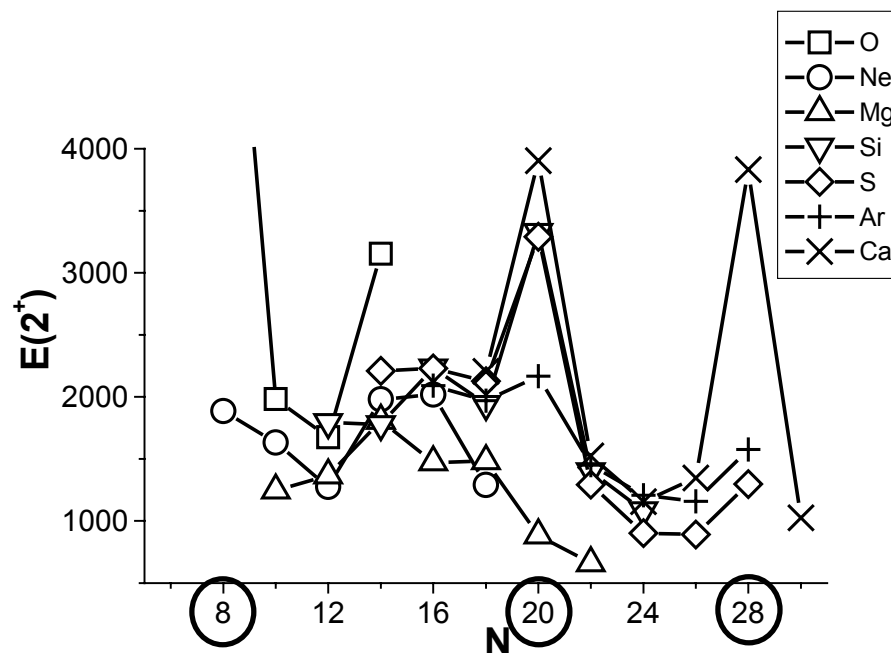


Figure 1.7 : Systématique des énergies 2^+ en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes pair-pair ayant entre 8 et 20 protons.

Pour les isotopes de O, Mg, et Ne, l'énergie du niveau de spin 2^+ croît pour le nombre de neutrons $N=14$. Par contre en arrivant à $N=20$, le noyau ^{32}Mg montre une énergie très faible. La valeur trouvée est environ 4 fois plus faible que celle du ^{34}Si , noyau ayant seulement 2 protons de plus. Les valeurs déduites pour les énergies de séparation de deux neutrons à partir des mesures de masse [Sar00] (figure 1.8) montrent un comportement très différent du ^{32}Mg par rapport à la fermeture de couche $N=20$. Le ^{34}Si se comporte en terme de stabilité comme un noyau doublement magique alors qu'il est magique seulement en neutrons. Il se situe à mi-couche $Z=14$ en protons. Notre connaissance des isotopes d'O et de Ne s'arrête à $N=14$ et 18

respectivement. Les valeurs élevées, mesurées pour l'énergie du niveau 2^+ de ces isotopes pour ^{22}O et ^{26}Ne , indiquent une fermeture de couche 'prématurée'.

N=28

O.Sorlin et al [Sor95] ont mesuré une courte durée de vie du ^{44}S ($T_{1/2} = 123(10)$ ms) et une faible probabilité d'émission d'un neutron ($P_n = 18(3)$ %). Ces valeurs expérimentales indiquent un noyau dont l'état fondamental est déformé et non sphérique comme attendu pour un noyau ayant un nombre magique de neutrons. Ce résultat est renforcé par la grande valeur de la probabilité de transition $B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)$ mesurée égale à $314(88) e^2\text{fm}^4$ par Glasmacher et al. [Gla97] et par la mesure expérimentale de la masse du ^{44}S par F. Sarazin et al. [Sar00]. Un paramètre de déformation β égal à $0.258(36)$ est déduit de la valeur mesurée pour la probabilité de transition.

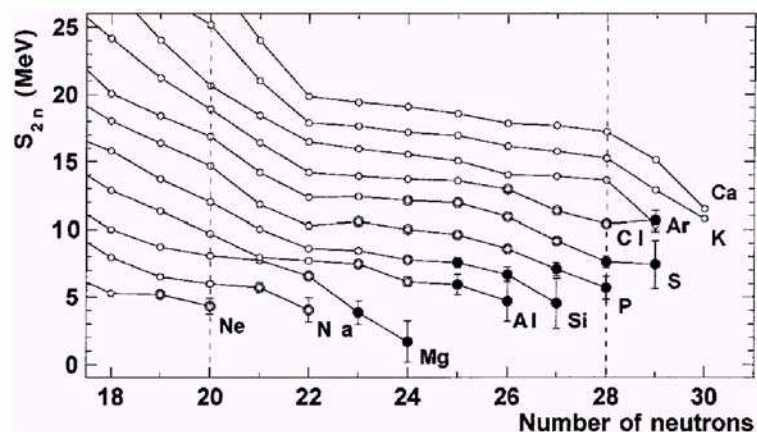


Figure 1.8 : Energie de séparation de deux neutrons pour les isotopes de Néon au Calcium.
Figure extraite de la référence [Sar00].

Les valeurs trouvées pour les énergies de séparation de deux neutrons viennent confirmer un affaiblissement du nombre $N=28$ pour les noyaux de S et d'Ar.

N=40

O.Sorlin et al. a récemment mesuré la probabilité de transition $B(E2) = 3.2(7) \text{Wu}$ pour le ^{68}Ni [Sor02]. La valeur trouvée est relativement faible par rapport aux autres isotopes de Ni proche du ^{68}Ni . L'énergie du niveau 2^+ , 2033 keV, du ^{68}Ni est élevée en comparaison de celles des isotopes voisins 1425 keV (^{66}Ni) et 1259 keV (^{70}Ni). Ces valeurs suggèrent la sphéricité du ^{68}Ni , faisant de lui un bon cœur pour calculer les noyaux voisins. Dans la référence [Sor02] ^{68}Ni est considéré un noyau magique superfluide. La deuxième partie de cette thèse est dédiée aux noyaux de la région $N=40$. Un compte-rendu plus détaillé de ces noyaux sera fait en début du chapitre 3.

Tous les changements qui se manifestent pour des noyaux exotiques peuvent être expliqués par :

- Une modification de la forme du potentiel liée à la déformation

- Un changement du terme de couplage spin-orbite dû à une diffusion accrue du noyau.
- Un couplage entre les états situés proche du seuil d'émission de particules avec les états du continuum. Il peut jouer un rôle important pour les noyaux faiblement liés.
- La formation des clusters.

Cette thèse concerne plus particulièrement les noyaux exotiques légers riches en neutrons au voisinage des nombres de neutrons $N= 14$ et 40 .

1.3 Approches expérimentales

La connaissance des premiers états d'excitation et de leur structure permet donc de mieux comprendre ces noyaux exotiques à la stabilité renforcée. Quelques noyaux 'clés' doivent être étudiés en détail pour diminuer le nombre des variables inconnues des modèles. Dans les années récentes, les méthodes expérimentales, pour étudier ces noyaux, n'ont cessé d'augmenter ou d'être perfectionnées. Deux méthodes sont plus particulièrement présentées dans cette thèse :

- Un premier exemple est l'investigation de la structure des noyaux, en utilisant la spectroscopie gamma en-ligne. Cette méthode concernait les noyaux proches de la vallée de stabilité produits par réaction de type fusion-évaporation. Elle n'a été appliquée et adaptée que très récemment aux noyaux plus exotiques produits par la fragmentation du projectile. Cette dernière technique, utilisée et améliorée dans cette thèse par l'utilisation de faisceaux incidents radioactifs, sera décrite en détail dans le chapitre 2.1-2.3. Grâce à elle, les schémas de niveaux des noyaux situés à la 'neutron drip-line' comme les $^{22-24}\text{O}$, $^{19-22}\text{N}$, $^{19-20}\text{C}$ etc.. ont été étudiés. Leur analyse sera présentée dans le chapitre 2.4.
- Une seconde méthode a été employée pour la première fois. Elle est dérivée de la technique nommée : 'Fast timing', qui consiste à utiliser un faisceau radioactif isomérique pour étudier les états vers lesquels le niveau isomère décroît par émission de photons. Cette technique a apporté d'importantes informations concernant la structure des noyaux riches en neutrons autour du nombre de neutrons $N=40$. La description détaillée de cette méthode ainsi que les résultats obtenus seront discutés dans le chapitre 3.

E287B

Spectroscopie γ en ligne de noyaux légers riches en neutrons produits par fragmentation.

2. Spectroscopie gamma en ligne pour des noyaux autour de l' ^{24}O .

La première partie de cette thèse concerne l'étude spectroscopique des états excités des noyaux légers riches en neutrons autour de $N=14$. Cette étude a été réalisée avec une nouvelle technique : spectroscopie γ en ligne de noyaux produits par fragmentation de faisceau radioactif.

Dans cette première partie de la thèse nous allons voir successivement :

- le dispositif expérimental utilisé.
- le principe expérimental.
- le traitement des données.
- les résultats qui concernent le peuplement des niveaux d'une part et la spectroscopie des noyaux d'autre part.

2.1. Dispositif expérimental

Plusieurs dispositifs expérimentaux ont été utilisés pendant l'expérience E287B. Ces dispositifs expérimentaux sont présentés dans ce chapitre. Pour situer l'emplacement de ces appareillages sur le site, une vue d'ensemble du GANIL est présentée dans la figure 2.1.

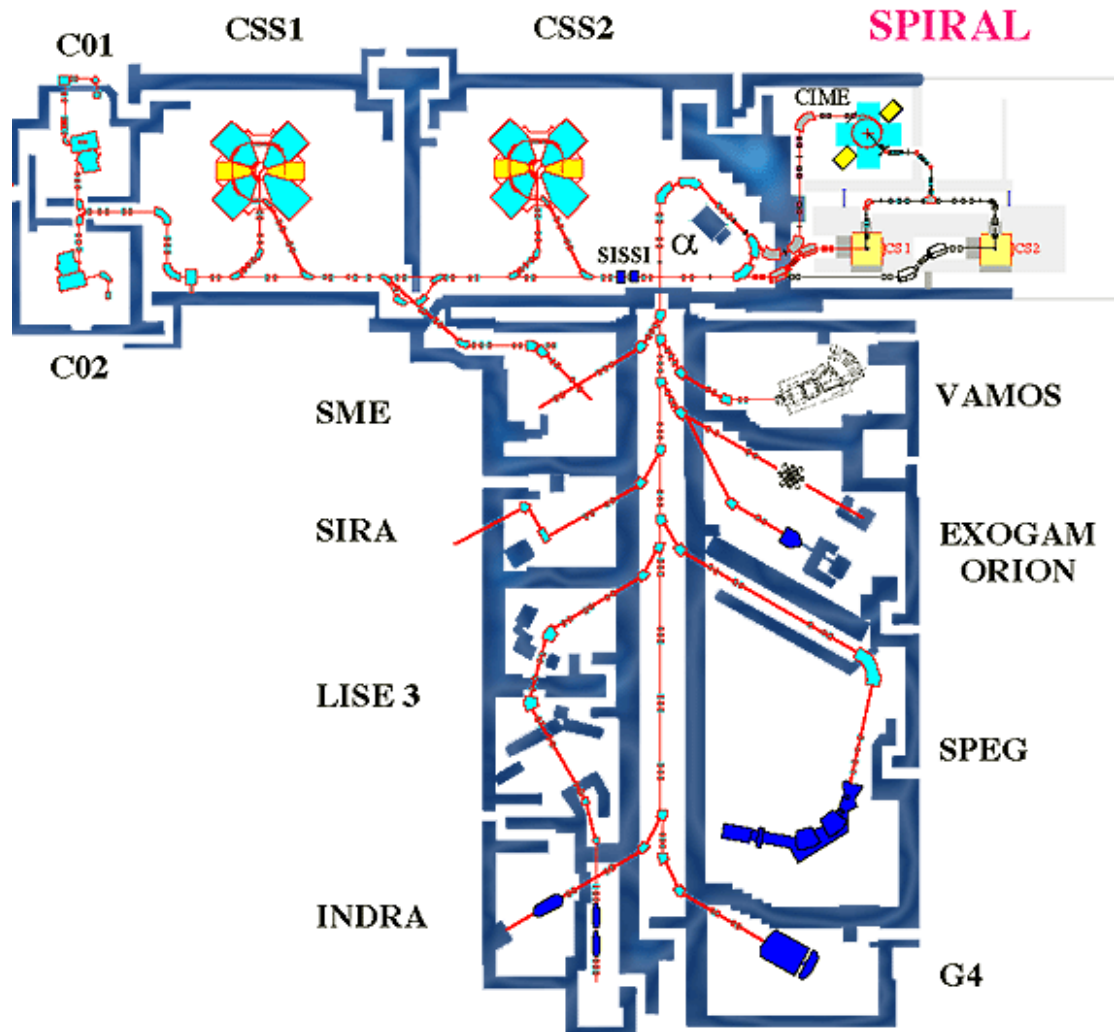


Figure 2.1 : Vue d'ensemble des accélérateurs et des aires expérimentales du GANIL.

GANIL est capable d'accélérer des ions depuis le Carbone jusqu'à l'Uranium avec des énergies comprises entre 20 et 100 MeV/u selon les éléments. Les ions d'intérêt sont créés à partir d'une source ECR puis injectés dans un des cyclotrons compacts C01 ou C02 nommés 'cyclotrons injecteurs'. Les ions y sont accélérés à quelques centaines de keV. Après injection dans le premier cyclotron CSS1, les ions atteignent une énergie de quelques MeV/u en sortie. Puis ils traversent une feuille mince. Il en résulte une distribution d'état de charges des ions. Il est alors possible de sélectionner les ions ayant la charge adéquate pour obtenir l'énergie maximale qui est requise pour cette expérience après accélération dans le deuxième cyclotron. Pour des noyaux ayant un numéro atomique élevé, l'état de charge le plus probable à la sortie

de l'éplucheur n'est pas égal au nombre de protons dans le noyau. Aussi l'énergie finale par nucléon des noyaux lourds sera plus faible que pour les noyaux légers. Une fois le noyau épluché et son état de charge choisi, il est accéléré dans le deuxième cyclotron, puis envoyé dans les salles expérimentales. Si une expérience nécessite un faisceau radioactif comme dans l'expérience E287B, il est possible d'utiliser l'ensemble SISSI [Mos96], constitué d'une cible placée entre deux solénoïdes supraconducteurs, juste à la sortie du deuxième cyclotron. Les fragments d'intérêt sont, ensuite, analysés avec le spectromètre ALPHA puis envoyés dans les salles expérimentales. En particulier pour l'expérience E287B un faisceau de ^{36}S ayant une énergie de 77.5 MeV/u a été utilisé.

2.1.1 SISSI et le spectromètre ALPHA pour la production et la sélection des faisceaux radioactifs

Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intenses, SISSI est un ensemble de 2 solénoïdes supraconducteurs à forte focalisation. Cette dernière permet d'accroître l'acceptance angulaire des lignes de faisceau pour les ions secondaires issus de la fragmentation de noyaux projectiles sur des noyaux d'une cible située entre ces 2 solénoïdes. Le premier solénoïde est utilisé pour focaliser fortement le faisceau incident qui arrive en provenance du cyclotron CSS2 sur la cible rotative. Le deuxième a comme rôle de collecter les produits de réaction émis à des angles élevés et d'adapter l'émittance du faisceau radioactif produit à l'acceptance du spectromètre ALPHA. Chaque solénoïde est constitué de deux bobines concentriques. La très courte distance focale (70cm) impose l'utilisation de champs magnétiques très intenses ($\leq 11.8 \text{ T}$) et l'utilisation de bobines supraconductrices refroidies par de l'hélium liquide à 4° Kelvin. Le diamètre du faisceau incident sur la cible de production est de 0.4 mm. A cause de l'échauffement due à la forte puissance dissipée dans la cible, celle-ci est animée d'un mouvement de rotation rapide (3000 t/min) entre deux flasques refroidies. Pour l'expérience E287B, la cible utilisée était en Carbone d'épaisseur 348.2 mg/cm².

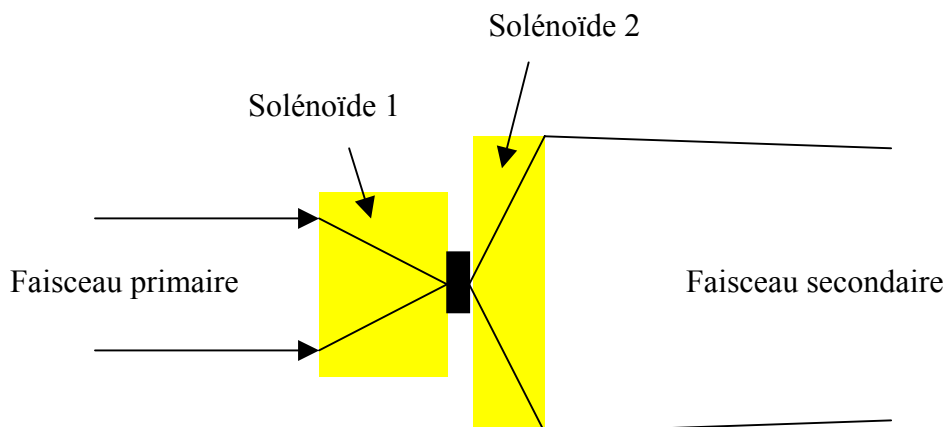


Figure 2.2 : Vue schématique de l'ensemble SISSI

Le nom du spectromètre ALPHA vient de sa forme qui ressemble à la lettre grecque α . Il s'agit d'un spectromètre magnétique doublement achromatique. Ses composants de base sont 2 dipôles et un dégradeur achromatique situé entre ces deux derniers. Un ensemble de quadripôles situés en amont et aval de chaque dipôle assure la double achromaticité du spectromètre. La sélection, due au premier dipôle analyseur, opère selon la loi :

$$B\rho \approx \gamma A \beta / Qc \quad (2.1)$$

$B\rho$: rigidité magnétique, c : vitesse de la lumière, $\beta=v/c$, v : vitesse de noyau, $\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$, Q : charge, A : masse du noyau.

Dans la plupart des cas, les ions sont complètement épluchés, c'est-à-dire que la charge Q est égale au nombre de protons Z . Si cette sélection n'est pas suffisante, une deuxième sélection est possible par l'utilisation d'un dégradeur achromatique placé entre les deux dipôles du spectromètre alpha. La sélection des noyaux suit alors, au premier ordre, la règle :

$$\Delta E/E \cong e K A^3 Z^2 \quad (2.2)$$

K : constante liée au dégradeur, e : épaisseur du dégradeur, A : masse du noyau, Z : numéro atomique.

En utilisant ces deux sélections et en limitant l'ouverture des fentes situées au plan focal dispersif intermédiaire et au plan focal image, des faisceaux radioactifs plus ou moins purs sont obtenus en fonction des besoins de chaque expérience.

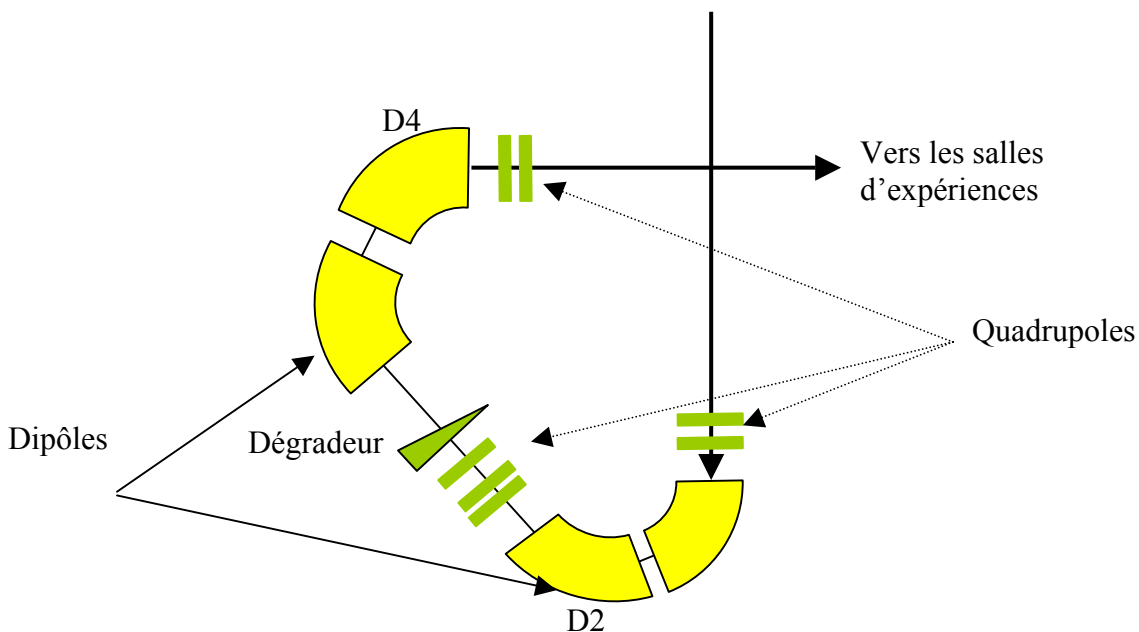


Figure 2.3 : Vue schématique du spectromètre ALPHA.

En particulier, pour l'expérience E287B, les valeurs des rigidités magnétiques $B\rho$ ont été de 2.9 T.m. et 2.8659 T.m. respectivement dans la première et deuxième partie du spectromètre, le dégradeur était en aluminium d'épaisseur 147.5 μm .

2.1.2 Le spectromètre SPEG pour la détection des fragments de réaction.

Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL, SPEG est utilisé, entre autres, pour les nombreuses mesures de masse avec des résolutions pouvant atteindre quelques dizaines de keV pour les noyaux légers. Pour l'expérience E287B, la partie analyseur de SPEG sert uniquement à conduire le faisceau radioactif. La partie spectromètre est composée d'un dipôle double, de deux quadripôles, l'un situé en amont, et l'autre en aval des dipôles et d'un système de détection : figure 2.4, [Bia89]. En particulier pour l'expérience E287B, la rigidité magnétique du spectromètre SPEG a été réglée à 3.0575 T.m.

Les détecteurs en position (X,Y) qui sont situés dans le plan focal à des distances différentes, permettent de reconstituer avec une très grande précision la trajectoire des ions.

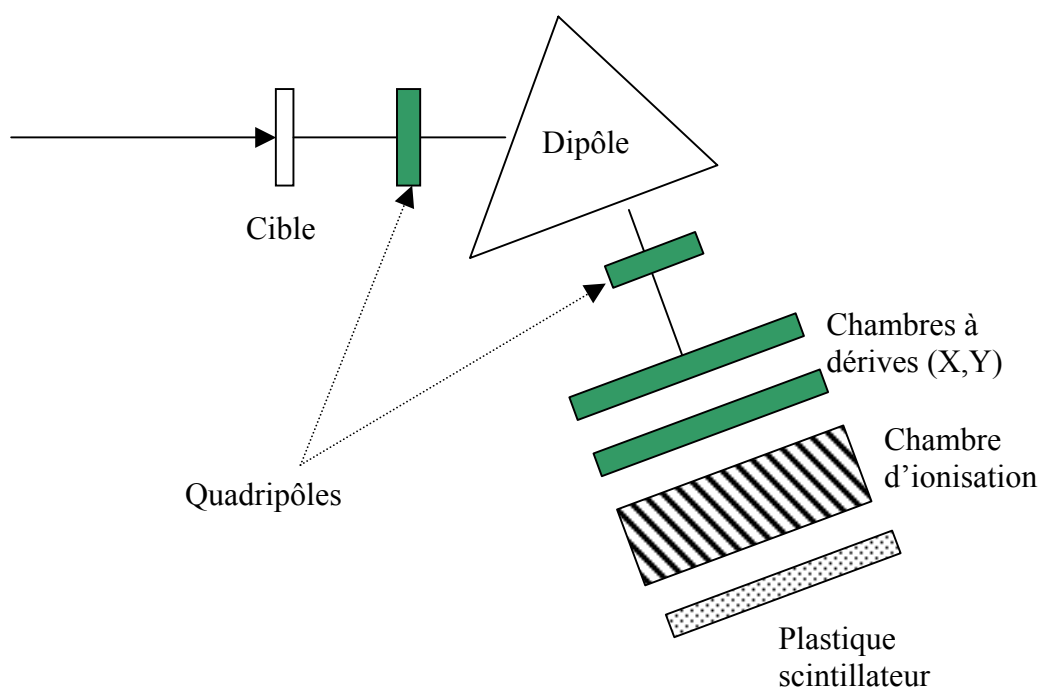


Figure 2.4 : Vue schématique du spectromètre SPEG.

Après la sélection en rigidité magnétique apportée par le dipôle de SPEG, les ions traversent les deux chambres à dérive CD1 et CD2, permettant la mesure de position dans le plan horizontal avec une précision d'environ 100 μm . Lorsqu'une particule traverse le détecteur dans lequel circule du gaz (iso-butane), il y a création de paires ions-électrons. Guidés par un champ électrique, les électrons migrent vers le fil proportionnel : à proximité de ces fils polarisés par une tension positive, il y a production d'une avalanche d'électrons conduisant à une amplification d'un facteur 10^4 . La position dans le plan vertical y est calculée par la différence de temps entre la détection de l'ion dans le scintillateur plastique situé derrière les chambres à dérive et l'arrivée des électrons sur le fil. La position dans le plan horizontal x est donnée par les 'strips' dans la chambre à dérive. La position x est calculée à partir du centre de gravité de 3 pistes adjacentes pour lesquels la charge déposée a été la plus élevée. [Lau95].

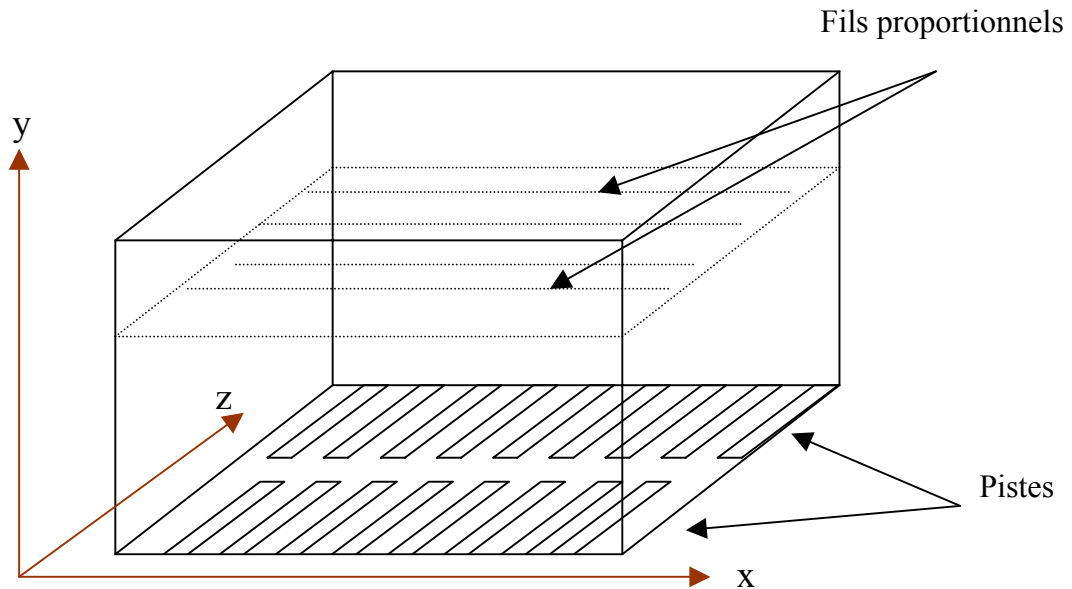


Figure 2.5 : Chambre à dérive utilisée pour déterminer la trajectoire des ions dans SPEG.
L'axe z est l'axe du faisceau.

La chambre d'ionisation est une enceinte remplie d'isobutane. Une anode et une cathode sont portées respectivement à des potentiels de 0 et -6000V environ. Lorsqu'un ion traverse la chambre, il ionise le gaz, perdant une énergie ΔE . La charge totale collectée par l'anode est proportionnelle à cette perte d'énergie c'est-à-dire à AZ^2/E d'après la formule de Bethe.

Le scintillateur plastique mesure, à la fois, le temps de vol correspondant à la trajectoire de l'ion dans le spectromètre ainsi que l'énergie résiduelle de l'ion. Pour cette mesure, deux photomultiplicateurs sont situés à chaque extrémité du scintillateur.

L'ensemble de ces paramètres permet de calculer, avec une résolution suffisante, le rapport A/Q , Z , et les moments perpendiculaire et parallèle du fragment juste après la cible. Ces calculs sont décrits en détail dans plusieurs thèses [Cor96], [Sau00], [Mar94].

2.1.3 Le château de cristal pour la détection des photons

Le Château de Cristal est une matrice composée de 74 détecteurs en BaF_2 . Les détecteurs sont de forme hexagonale, de dimensions indiquées dans la figure 2.6. Un photomultiplicateur (PM) est associé à chaque détecteur.

Le multi-détecteur est disposé selon deux demi-dômes de part et d'autre du plan horizontal au niveau de la cible. Chaque hémisphère comprend plusieurs couronnes de détecteurs comprenant respectivement 1, 6, 12, et 18 modules. Cet ensemble couvre un angle solide d'environ 80 %, les angles dans le plan vertical sont compris entre 10° et 170° .

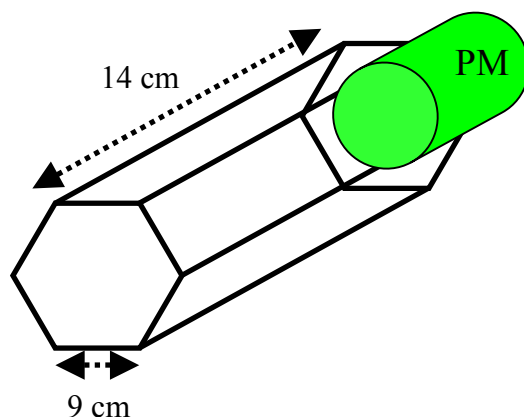


Figure 2.6 : Un détecteur BaF_2 du château de cristal.

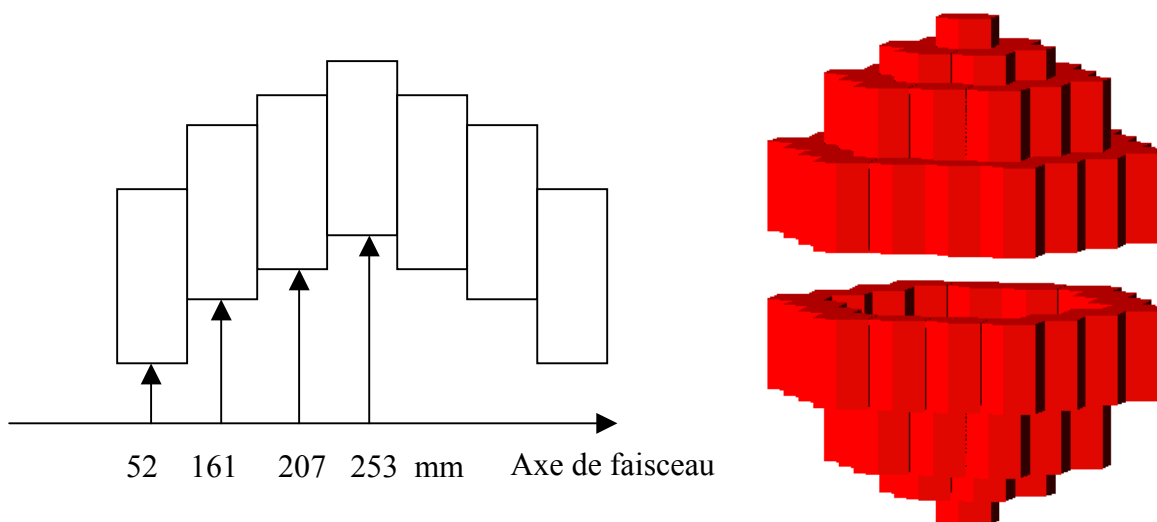


Figure 2.7 : Section verticale du dôme supérieur du Château de cristal et représentation en 3 dimensions.

Ce détecteur possède plusieurs avantages et désavantages. Les avantages sont les suivants :

- La granularité de ce détecteur est importante. Cela permet de reconstituer l'énergie (modifiée par l'effet Doppler) d'un photon émis par un noyau animé d'une vitesse relativiste.
- Les détecteurs BaF_2 sont connus comme étant les détecteurs les plus rapides pour la détection de photons. Dans des conditions optimales, on peut attendre des résolutions (FWHM) de 100ps pour des cristaux ayant des dimensions de quelques cm^3 . Dans notre cas, il s'agit de détecteurs de gros volume. La plus grande partie des interactions d'un photon avec le BaF_2 sont des interactions de type Compton. Il en résulte une grande différence des trajectoires des photons + électrons - photons avant de toucher la surface du photomultiplicateur, et donc une grande dispersion en temps. De plus, le grand nombre de détecteurs a conduit à utiliser une électronique intégrée avec des caractéristiques moins bonnes [voir annexe A]. Dans ces conditions, la résolution moyenne en temps d'un détecteur a été de 800 ps. Avec une distance cible-détecteur de 20cm, cette résolution en temps permet

néanmoins de distinguer les photons des autres particules légères ayant des vitesses atteignant au maximum la vitesse du faisceau incident.

- La densité élevée de ce type de détecteur et son gros volume conduisent à une efficacité relativement élevée du château de cristal (32 % photopic pour un photon d'énergie 1 MeV).

Par contre, ces détecteurs ont deux désavantages principaux :

- La résolution en énergie est très mauvaise par comparaison à celle d'un détecteur Germanium. La largeur relative moyenne à mi-hauteur d'un photopic pour ces détecteurs est montrée dans la figure 2.8 en fonction de l'énergie du photon .

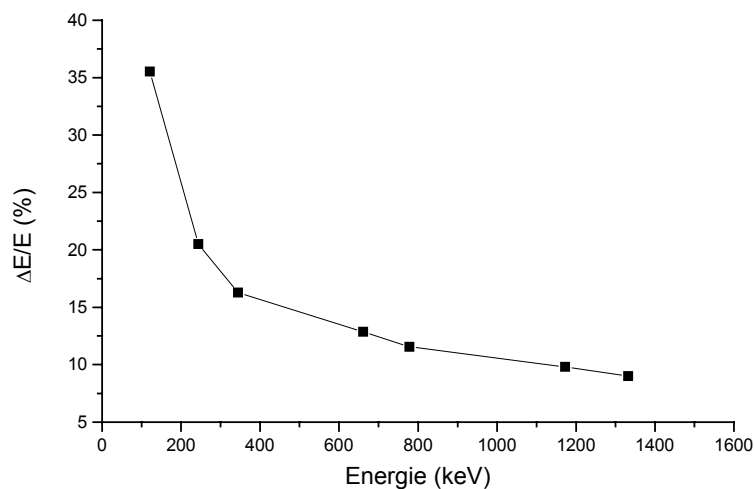


Figure 2.8 : Largeur moyenne relative (en %) à mi-hauteur du photopic en fonction de l'énergie du photon pour un détecteur BaF₂ du château de cristal.

- Pour des taux de comptage élevés, à partir de 10000 photons/sec, le photomultiplicateur montre de fortes instabilités ayant pour conséquence d'importants changements de gain, très difficiles à contrôler.

Efficacité du château de cristal, simulation

Plusieurs résultats, qui seront discutés dans le chapitre [2.4], sont basés sur la connaissance de l'efficacité γ de ces détecteurs. Une détermination très précise de l'efficacité est donc requise. Pour cela, une mesure avec 3 sources calibrées a été effectuée. D'abord une source de ¹³⁷Cs a été mise à la place de la cible. Cette source présente l'avantage d'avoir seulement un photon émis isotropiquement par désintégration. On détermine l'efficacité de chaque détecteur pour un photon d'énergie 661 keV en ne déclenchant le système d'acquisition que par celui-ci. Pour avoir accès aux valeurs d'efficacité pour d'autres énergies, des sources de ⁶⁰Co et de ¹⁵²Eu ont été utilisées. Ces sources émettent plusieurs photons dont les énergies ne sont pas séparées dans le spectre brut d'un détecteur BaF₂ en raison de la résolution de ce dernier. Ainsi pour séparer ces raies, une autre technique a été employée. Elle consiste à utiliser comme déclenchement principal un cristal de Germanium, ce dernier possède une bonne résolution en énergie et présente une petite ouverture angulaire. En sélectionnant une énergie précise correspondant à un photon de la source dans le spectre associé à ce détecteur

Germanium, on construit des spectres en coïncidence pour les détecteurs BaF₂. Cette méthode présente aussi l'avantage de ne pas dépendre du temps mort de l'acquisition ni de l'incertitude sur l'activité de la source. Par contre, cette technique nécessite une bonne connaissance des distributions angulaires photon-photon (annexe B), ainsi que des rapports d'embranchement pour ces décroissances. En conclusion, l'efficacité du château de cristal a été mesurée pour plusieurs photons ayant des énergies comprises entre 121 et 1408 keV. Dans l'expérience E287B, des photons ayant des énergies de plus de 3.5 MeV ont été détectés. Pour estimer l'efficacité du détecteur à ces énergies, une simulation Monte-Carlo a été effectuée en utilisant le code GEANT [GEA]. Les résultats sont montrés dans la figure 2.9.

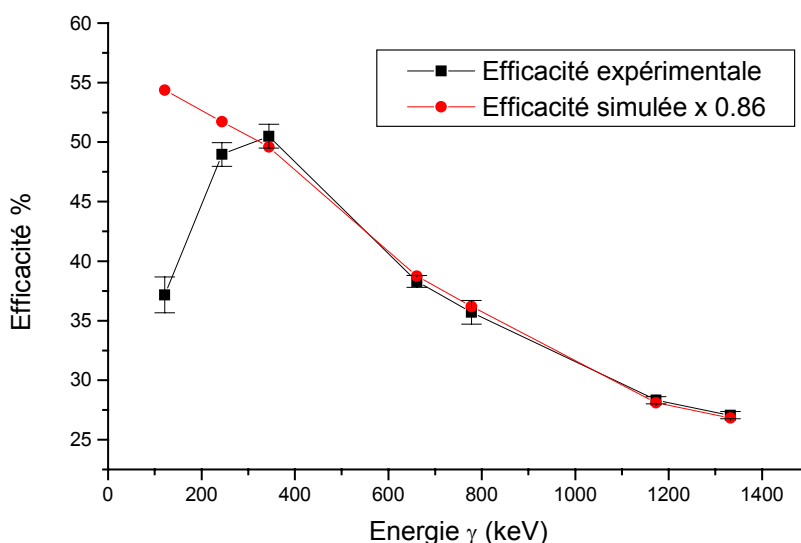


Figure 2.9 : Efficacité expérimentale et simulée du Château de cristal en fonction de l'énergie du photon émis.

On remarque que l'efficacité simulée surestime de 14 % l'efficacité mesurée.

Une cause de cet effet peut être le vieillissement des cristaux qui produit des zones 'inactives'.

Cette différence ne dépend pas de l'énergie pour des valeurs supérieures à 300keV. La différence en dessous de 300 keV est principalement due aux seuils des discriminateurs. Pour les énergies plus élevées, l'efficacité a été extrapolée à partir de la simulation en tenant compte de cette réduction de 14 %.

Changement de référentiel et effet Doppler

Un autre effet à prendre en compte pour la détermination de l'efficacité γ est le changement d'angle solide Ω de chaque détecteur dû au changement de référentiel du laboratoire $d\Omega_{LAB}$ au référentiel du noyau $d\Omega_N$:

$$d\Omega_{LAB}/d\Omega_N = 1/\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta_{LAB})^2 \quad (2.3)$$

Cette dépendance en fonction de l'angle est montrée dans la figure 2.10

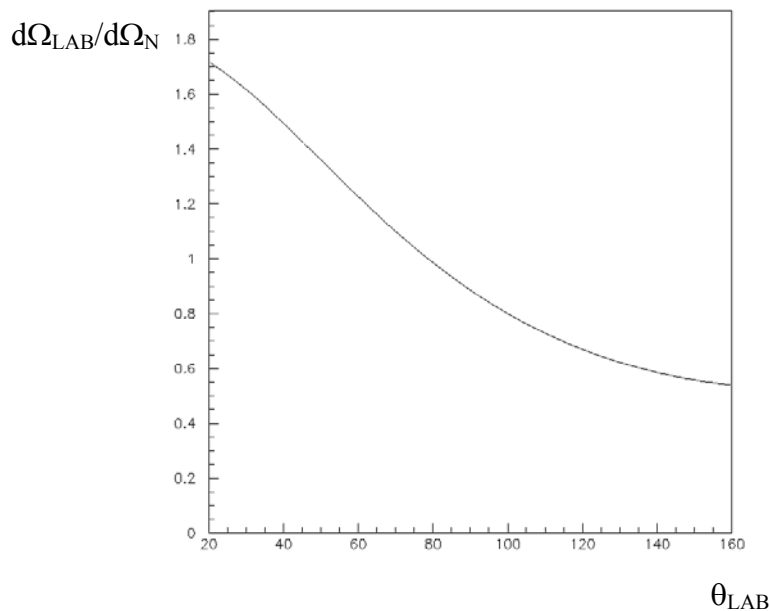


Figure 2.10 : Variation apparente d'angle solide due au changement de référentiel pour $\beta=0.3$.

On constate, pour les détecteurs situés aux grands angles, une forte diminution d'angle solide dans le laboratoire par rapport à celui vu par le noyau émetteur : par exemple 0.6 au lieu de 1 à un angle de 140° dans le laboratoire. Au contraire pour des détecteurs situés à l'avant, on constate une forte augmentation d'angle solide dans le laboratoire par rapport au référentiel du noyau : par exemple 1.7 au lieu de 1 à un angle de 20° dans le laboratoire.

Cependant, cet effet est presque compensé par le changement de l'efficacité ayant pour cause la variation de l'énergie due à l'effet Doppler. L'efficacité est augmentée pour les angles arrières car l'énergie détectée est diminuée. Au contraire pour les angles avant, l'énergie détectée est augmentée.

En conclusion, des courbes d'efficacité expérimentale et simulée ont été construites pour des photons émis par des noyaux ayant une vitesse de l'ordre du tiers de celle de la lumière, pour des énergies comprises entre 150 et 1100 keV. La courbe expérimentale pour l'ensemble du château de cristal, reconstruite à partir de courbes expérimentales à différents angles, est en très bon accord avec la courbe simulée dans la région de recouvrement entre 500 et 1100 keV en utilisant toujours une correction de 0.86 (réduction de 14%) pour la simulation.

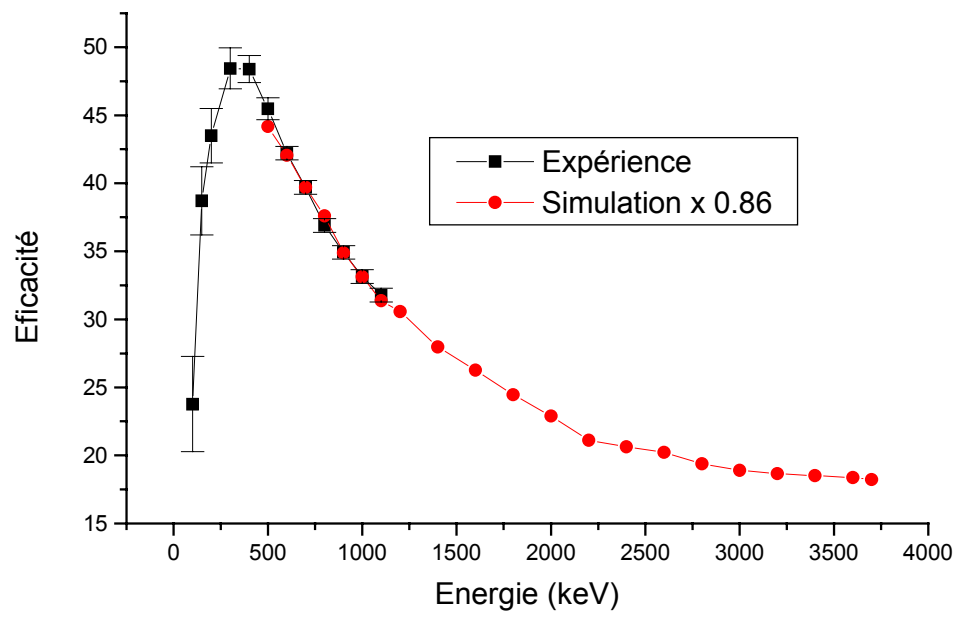


Figure 2.11 : Efficacité spectroscopique relativiste totale : expérimentale et simulée ($\beta=0.3$).

Cette courbe sera utilisée dans les chapitres suivants pour calculer les taux de peuplement des états des noyaux.

2.2 Principe expérimental : choix entre la fragmentation d'un faisceau stable et celle de faisceaux radioactifs

L'utilisation de la technique de spectroscopie γ en ligne a été initiée en 1998 à GANIL [Lop00] pour étudier la structure des noyaux exotiques. Elle consiste à détecter les photons émis par les niveaux excités des noyaux exotiques produits par fragmentation de projectiles stables. Ces niveaux se désexcitent souvent en des temps de vie inférieurs à la nanoseconde. Cette technique comporte plusieurs difficultés :

- Les photons sont émis par des noyaux animés de grande vitesse et ont leur énergie modifiée par l'effet Doppler.
- Un très grand nombre de noyaux différents sont produits, émettant des photons conduisant à un taux de comptage très élevé dans les détecteurs γ .

Cette première expérience consistait à envoyer un faisceau d'ions stables aux énergies intermédiaires sur une cible mince et à détecter simultanément les fragments produits dans la réaction et les photons associés à la désexcitation de ces noyaux. En raison des taux de comptage très élevés dans les détecteurs gamma, plusieurs contraintes ont été imposées sur l'intensité des faisceaux et sur l'épaisseur de la cible, ce qui a conduit à un rapport pic/fond médiocre pour les photons émis par des noyaux produits par des voies de réaction très peu intenses. Ainsi, pour obtenir un meilleur rapport pic/fond et en même temps pour augmenter la production des noyaux très exotiques, cette technique a été améliorée en utilisant une double fragmentation : la première fragmentation est faite sur la cible SISSI pour produire un faisceau radioactif ; ce dernier est ensuite utilisé pour induire une fragmentation secondaire. Ces deux méthodes, simple fragmentation d'un faisceau stable d'une part et double fragmentation d'autre part, vont être comparées dans les chapitres suivants.

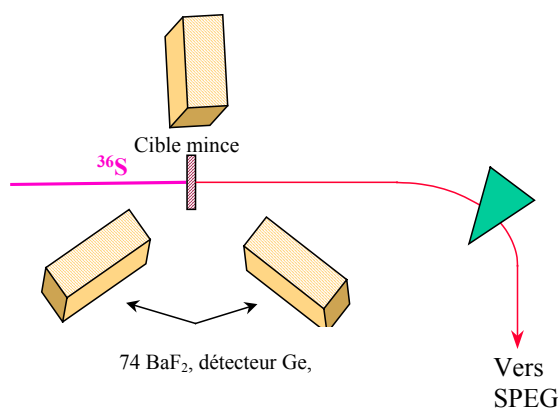


Figure 2.12 : schéma 'simple fragmentation'

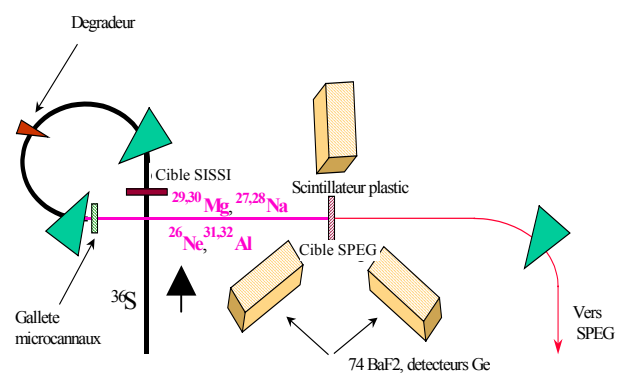


Figure 2.13 : schéma 'double fragmentation'

2.2.1 Les taux de production

La comparaison de ces deux méthodes, nécessite de prendre en compte tous les paramètres qui rentrent dans le calcul comme les limitations en intensité des faisceaux, les acceptances angulaires et en moment des spectromètres, les limitations en rigidité magnétique $B\rho$ du spectromètre, les limitations en taux de comptage supportable par les détecteurs gamma. Le nombre des paramètres, entrant dans les calculs, étant très élevé, nous allons choisir quelques cas spécifiques pour des noyaux relativement légers riches en neutrons. Le choix du faisceau stable est le ^{36}S . Ce noyau riche en neutrons donne les taux de production les plus élevés pour les noyaux légers riches en neutrons que nous souhaitons étudier. L'estimation des taux de production est basée sur les valeurs déduites de résultats expérimentaux [Sta01] ou des simulations faites avec le programme LISE [Tar02].

Exemple de $l^{24}\text{O}$

Un premier exemple est celui du noyau ^{24}O . Il peut être produit directement à partir du $^{36}\text{S}^{16+}$ par simple fragmentation ou en passant par un noyau intermédiaire par double fragmentation.

Dans le cas de la simple fragmentation [Lop00], un compromis a été trouvé en limitant l'intensité du faisceau à seulement 10nAe, et l'épaisseur de la cible Béryllium à 2.7mg/cm^2 , l'énergie du faisceau incident étant de 75MeV/u. La limitation d'intensité et d'épaisseur est imposée par le fort taux de comptage des détecteurs gamma et par le taux de γ fortuits dûs à la probabilité d'avoir 2 réactions, dans la cible, qui ne peuvent pas être distinguées en temps. Une cible de faible numéro atomique Z a été choisie pour deux raisons: d'une part parce que les voies de réaction qui conduisent à l'excitation de la 'quasicible' sont plus réduits dans le cas d'une cible légère, d'autre part le nombre des noyaux produits et transmis est plus élevé pour une cible composée de noyaux légers. Dans ces conditions, en optimisant tous les autres paramètres, le taux maximal d' ^{24}O dans SPEG est de 328 noyaux/jour pour une rigidité magnétique $B\rho$ de 3.7 Tm.

Dans le cas d'une double fragmentation, l'intérêt est d'utiliser la puissance maximale du faisceau sur la cible SISSI, qui est de 1kW ($\sim 6\mu\text{A}$), et l'énergie maximale disponible qui est de 77.5MeV/u. Pour la cible de SPEG, nous choisissons la cible d'épaisseur optimale pour la production et la transmission des noyaux dans le spectromètre. Le noyau de ^{24}O peut être produit par différentes voies de réaction. Les faisceaux secondaires de ^{28}Na , ^{25}F , et ^{26}Ne sont ceux qui produisent les mieux $l^{24}\text{O}$. Les taux de production de $l^{24}\text{O}$ par simple fragmentation d'un faisceau stable ^{36}S d'une part et par double fragmentation à partir de ces noyaux intermédiaires sont comparés dans le tableau 2.1.

Noyau intermédiaire	^{28}Na (-3p1n)	^{25}F (-1p)	^{26}Ne (-2p)	^{36}S (direct)
Taux sur la cible SPEG/sec	52000	530	18000	$4 \cdot 10^9$
Taux de ^{24}O dans SPEG/jour	1036	2246	3801	328

Tableau 2.1 : Taux de production calculés pour $l^{24}\text{O}$ par double fragmentation en utilisant différents noyaux géniteurs : ^{28}Na , ^{25}F , et ^{26}Ne (produits par fragmentation du ^{36}S , 77.5MeV/A, 1 μAe) et par simple fragmentation directement par le faisceau stable ^{36}S (77.5MeV/A, 10nAe).

Le faible taux du faisceau secondaire ^{25}F sur la cible SPEG, bien que l'optimisation ait été faite en choisissant une cible plus épaisse, est dû au fait que la rigidité magnétique $B\rho$ du spectromètre alpha est limitée à 2.9 Tm. La comparaison des ces trois voies de réactions secondaires montre que la plus convenable est celle qui passe par le ^{26}Ne . Les taux de production de l' ^{24}O par double fragmentation sont considérablement plus élevés que celui qui provient d'une simple fragmentation.

Exemple de l' ^{21}O

Un autre cas est celui de l' ^{21}O , noyau moins exotique que l' ^{24}O . Le même raisonnement que pour l' ^{24}O permet d'obtenir les taux reportés dans le tableau 2.2 pour de l' ^{21}O

Noyau intermédiaire	^{23}Ne (-2p)	^{22}F (-1p)	^{25}Na (-3p1n)	^{36}S (direct)
Taux par seconde sur la cible de SPEG	$1.9 \cdot 10^6$	$2.4 \cdot 10^5$	$3.7 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^9$
Taux par seconde de l' ^{21}O dans SPEG	11	17	5	6

Tableau 2.2 : Taux de production calculés pour l' ^{21}O par double fragmentation en utilisant différents noyaux géniteurs : ^{23}Ne , ^{22}F , et ^{25}Na (produits par fragmentation du ^{36}S 77.5MeV/A, 1 μAe) et par simple fragmentation directement par le faisceau stable ^{36}S (77.5MeV/A, 10nAe).

Dans ce cas, les différences entre les taux de production ont diminué, un facteur trois reste cependant en faveur de la méthode 'double fragmentation'.

Par contre, si le faisceau primaire était le $^{26}\text{Mg}^{12+}$ à 75 MeV/u, les taux changeraient comme indiqués dans la tableau 2.3:

Noyau intermédiaire	^{23}Ne (-2p)	^{22}F (-1p)	^{24}Ne (-2p1n)	^{26}Mg (direct)
Taux par seconde sur la cible de SPEG	$1.2 \cdot 10^7$	$1.2 \cdot 10^6$	$3.8 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^9$
Taux par seconde de l' ^{21}O dans SPEG	73	150	56	19

Tableau 2.3 : Taux de production calculés pour l' ^{21}O en utilisant différents noyaux géniteurs: ^{23}Ne , ^{22}F , et ^{24}Ne (produits par fragmentation du ^{26}Mg limité à 1 μAe), et directement par le $^{26}\text{Mg}^{12+}$ (10nAe).

Tous les taux de production, indiqués dans les 3 derniers tableaux, proviennent de simulations réalisées avec le programme LISE. Une expérience réalisée confirme ces taux de production. Les sections efficaces mesurées sont en bon accord avec ces prédictions [Sta01].

La figure 2.14 montre la probabilité d'enlèvement d'un proton, de deux protons et de deux protons et un neutron à partir d'un faisceau riche en neutrons. Sur l'axe horizontal sont représentés de gauche à droite les noyaux arrivant sur la cible : ^{28}Mg , ^{26}Na , ^{31}Al , ^{29}Mg , ^{27}Na , ^{30}Mg , ^{28}Na , ^{26}Ne .

Au-delà des taux de production des noyaux à étudier, la qualité des spectres γ produits est également primordiale.

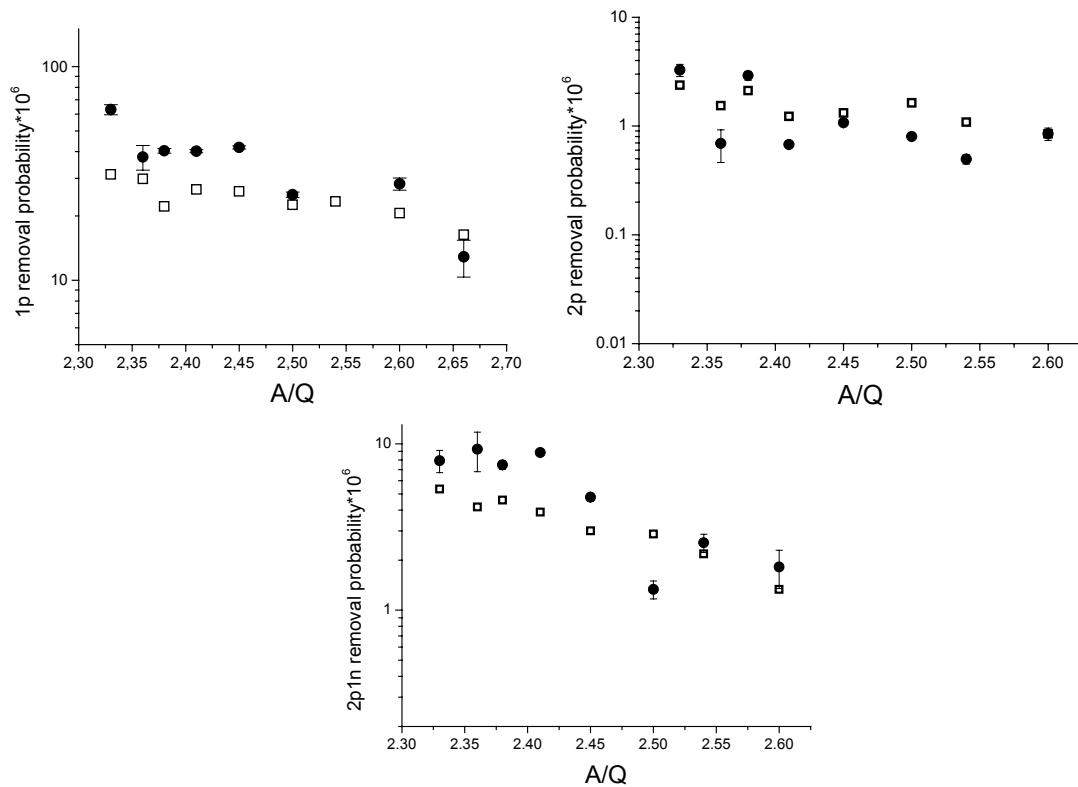


Figure 2.14 : Probabilité de réaction pour les canaux $-1p$, $-2p$, $-2p1n$ en fonction de la nature du projectile. Les résultats expérimentaux sont représentés par les points pleins, les points vides sont obtenus par le programme LISE. Figure issue de [Sta01]

2.2.2. Le rapport pic / fond des spectres photons

Un autre paramètre à prendre en compte est le rapport pic / fond pour le spectre en énergie gamma. Il y a principalement trois sources de bruits de fond :

- la première est liée à la détection des particules légères (n , p , α , etc). Ces dernières proviennent soit de la fragmentation du projectile et sont focalisées aux angles avant, soit sont émises par la quasi-cible et sont plus isotropes.
- la deuxième vient des photons émis simultanément dans la réaction : par la quasi-cible presque à l'arrêt ou par les fragments complémentaires à celui d'intérêt.
- la troisième vient des photons fortuits (toutes les contributions non liées à la réaction qui a donné lieu au fragment d'intérêt).

Les noyaux d'intérêt sont produits avec de très faibles probabilités, on s'attend à en accumuler, à la fin de l'expérience, seulement des centaines, au mieux des milliers. Ainsi, nous avons choisi d'utiliser principalement des détecteurs BaF_2 , en raison de leur grande efficacité photopique. Tous les raisonnements qui suivent seront faits pour des détecteurs BaF_2 sauf dans les cas où il sera explicitement fait référence à des détecteurs de type Germanium.

Bruit de fond lié aux particules légères

La première source de bruit du fond peut être minimisée en mettant des conditions très strictes sur le temps mesuré entre l'impact du noyau projectile avec un noyau constituant la cible SPEG et la détection de photons issus de la cassure du noyau incident.

Dans le cas d'une simple fragmentation, le nombre de noyaux qui arrivent sur la cible est d'environ $4 \cdot 10^9$ /sec. Aucun détecteur ne peut faire face à un tel taux de comptage pour donner une prise du temps. La seule solution est de mesurer le temps entre la radiofréquence (RF) du cyclotron et les détecteurs gamma. Toutefois, l'utilisation de cette méthode comprend plusieurs inconvénients : le premier est lié au déplacement en temps de la phase de la Radiofréquence qui peut atteindre quelques ns. En principe, ces écarts généralement brutaux peuvent être corrigés, mais cela entraîne une perte de la résolution du temps mesuré. Un deuxième inconvénient est lié à la largeur et la forme en temps du 'pulse' faisceau. L'utilisation de toutes les corrections nécessaires conduit à une incertitude sur ce temps ne dépassant pas 1ns à comparer à la résolution en temps des détecteurs BaF₂ d'environ 800ps. En considérant le fait que la vitesse de la particule émise dans la collision peut atteindre au maximum la vitesse du projectile (environ un tiers de la vitesse de la lumière), la différence entre le temps de vol d'un photon prompt et celui d'une particule est d'environ 1 ns pour une longueur moyenne de vol de 15cm, longueur qui correspond à la distance minimale entre la cible et un détecteur gamma. Cependant, en fonction de l'angle du détecteur γ par rapport à la direction du projectile incident, la contribution des particules légères sera différente. Pour les détecteurs situés aux angles avant, il y a deux composantes du bruit:

- Une première composante rapide vient des fragments légers produits en même temps que le fragment d'intérêt. Ces particules légères 'promptes' sont émises aux angles avant du fait de la cinématique de la collision.
- Une seconde composante lente vient de l'émission des particules évaporées par les noyaux excités de la quasi-cible, ces particules ont des énergies faibles et peuvent arriver quelques dizaines de ns après les photons dans les détecteurs gamma.

Pour les détecteurs situés à des angles arrières, au-delà de 90° dans le laboratoire, la composante rapide est quasi-inexistante, seul subsiste la composante lente.

Dans le cas d'une double fragmentation, le temps peut être déterminé entre la cible de SPEG, qui est un plastique scintillateur, et les détecteurs gamma. Pour les BaF₂, la largeur à mi-hauteur moyenne (FWHM) de ce pic temps, pour des photons prompts, était de 1.6 ns (figure 2.15). Aussi la plupart de la contribution du bruit venant des particules légères a pu être éliminée.

La contribution des différents types de particules en fonction des angles est reportée dans la figure 2.16. Les particules promptes émises avec la vitesse proche du faisceau, bien visibles pour de faibles angles (partie entourée), disparaît peu à peu aux angles arrières.

Dans le cas d'un détecteur Germanium, la résolution en temps est moins bonne que pour les détecteurs BaF₂. Il n'est donc pas possible de séparer proprement les photons prompts des particules légères en provenance du projectile que ce soit dans l'une ou l'autre des deux méthodes : simple et double fragmentations.

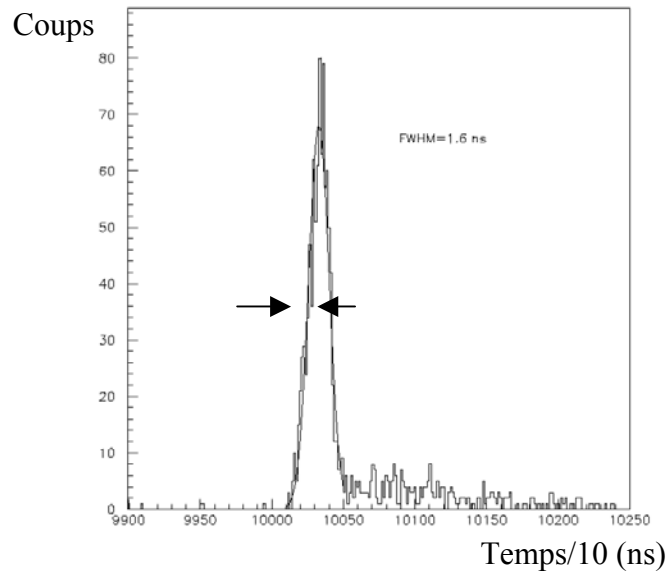


Figure 2.15 : Spectre temps mesuré entre le scintillateur plastique, constituant la cible de SPEG, et un détecteur BaF_2 situé aux angles arrières lors de la fragmentation d'un faisceau secondaire.

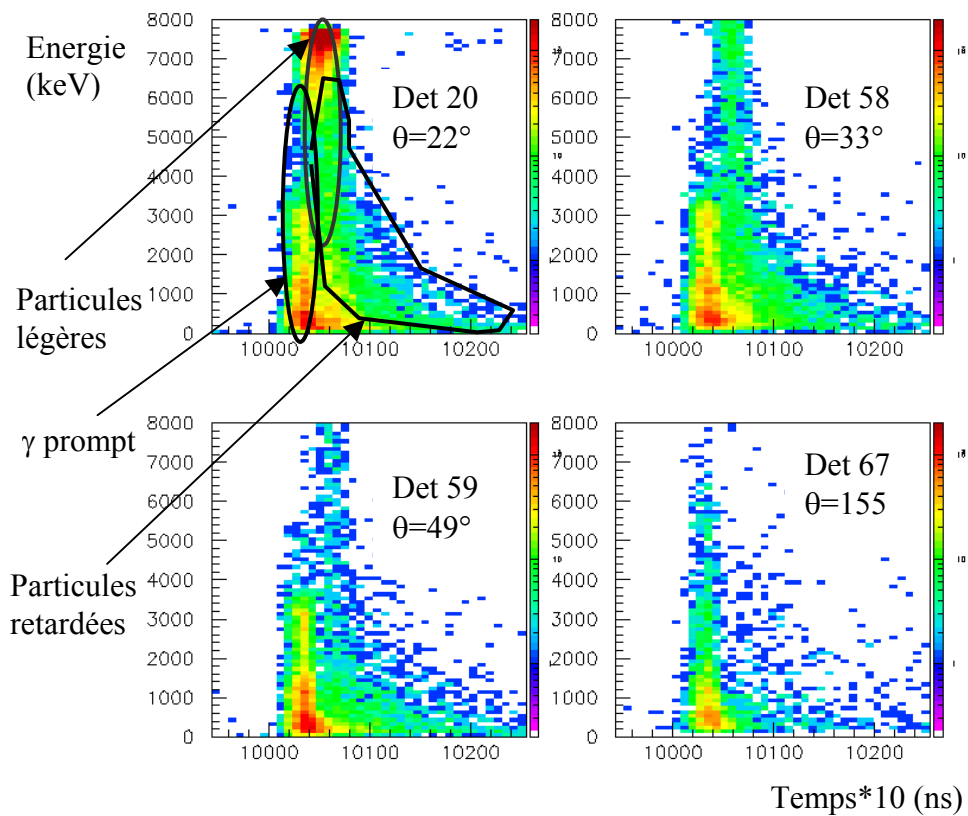


Figure 2.16 : Spectres de l'énergie recueillie dans un BaF_2 en fonction du temps (scintillateur plastique- BaF_2), observés à différents angles.

Bruit de fond lié aux photons des partenaires de la réaction

Une deuxième source de bruit est l'émission des photons prompts qui ne proviennent pas du fragment détecté dans le spectromètre mais qui sont issus de la même réaction. Ces photons

ne peuvent pas être rejetés car ils sont émis simultanément au fragment d'intérêt. Si ces photons sont émis par la quasi-cible, ils sont émis par des noyaux ayant des vitesses très faibles par comparaison à celle du projectile. Ainsi, les pics γ associés à ces photons vont 'disparaître' après la correction Doppler (effectuée avec la grande vitesse du fragment), et donner un fond plus ou moins continu. Le nombre de photons émis et leurs énergies, pour ce type de bruit de fond, dépendent fortement du type de projectile, ainsi que de la voie de réaction choisie. A titre d'exemple, la figure 2.17 représente le spectre d'énergie des BaF_2 conditionné pour trois noyaux ^{23}O , ^4He .

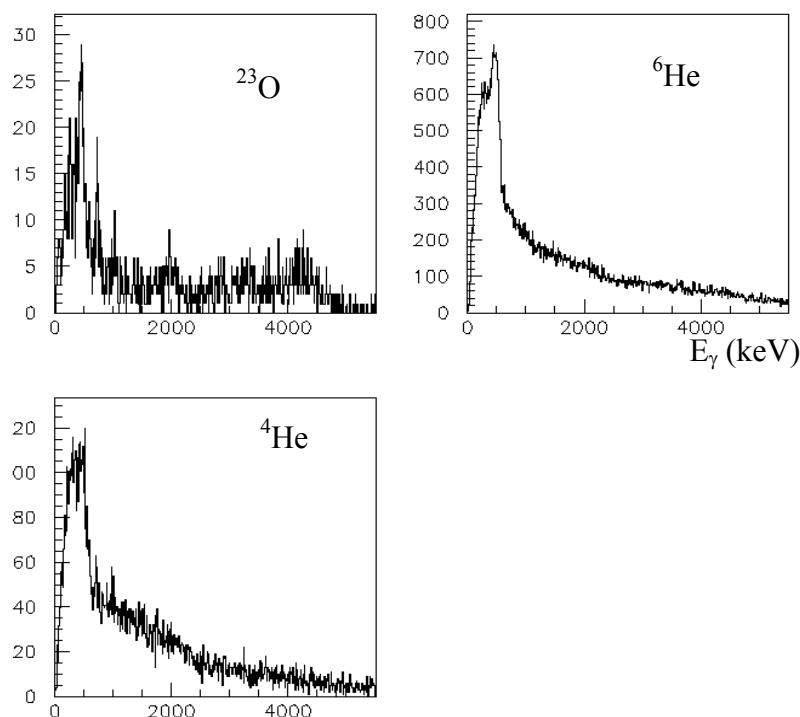


Figure 2.17 : Spectres gamma, obtenus dans les détecteurs BaF_2 , sans correction Doppler, en coïncidence avec les noyaux d' ^{23}O , de ^6He et de ^4He détectés dans SPEG .

Les noyaux de ^4He et ^6He n'ont pas des niveaux excités liés, la seule contribution dans ces spectres vient du noyau quasi-cible et des fragments complémentaires par rapport à la cible, éventuellement diminués de quelques particules légères. Le nombre de voies de réaction produisant les $^{4,6}\text{He}$ est assez élevé et leurs fragments complémentaires ont des vitesses assez différentes, le spectre résultant observé dans la figure 2.17 est donc plus ou moins sans structure. De même que les $^{4,6}\text{He}$, l' ^{23}O n'a pas d'états liés excités comme il sera vu en détail dans le chapitre 2.4. Cependant l' ^{23}O est produit par des réactions où seulement quelques particules légères ont été enlevées du projectile. Ainsi les pics observés dans le spectre BaF_2 , sans correction Doppler (figure 2.17), correspondent uniquement aux photons émis par des quasi-cibles. Dans ce spectre, les raies gamma observées sont émises par les noyaux de $^{10,11}\text{C}$ et de ^{10}B à l'arrêt. Ces noyaux sont issus de la cassure de ^{12}C , constituant de la cible de la réaction.

Bruit de fond dû aux photons fortuits

Une troisième source de bruit est constituée par les photons ou les particules fortuites qui ne sont pas partenaires de réaction du fragment détecté. Cette catégorie peut être séparée en deux parties :

- des photons et particules issus d'une autre réaction très proche en temps de la réaction du fragment d'intérêt.
- des photons et des particules issus des interactions avec les détecteurs gamma. Ces interactions ne sont pas du tout corrélées avec le faisceau. C'est le cas des photons liés à l'activation des matériaux présents dans la salle, de la radioactivité alpha due aux éléments lourds présents dans les cristaux de BaF_2 et ayant la même affinité chimique que le Baryum, des rayonnements cosmiques etc. Cette deuxième source de bruit de fond est négligeable car non corrélée en temps. Dans le pire des cas, le taux de comptage lié à ce bruit est seulement de 100 coups/sec par détecteur, le temps d'ouverture des portes des codeurs de charge est seulement de $2.5 \mu\text{s}$. Il en résulte donc environ $2,5 * 10^{-4}$ photons de bruit de fond pour un photon codé.

Dans le cas d'une simple fragmentation, le taux de comptage dans les détecteurs gamma est d'environ 15000 coups/sec par détecteur. Le faisceau, issu des cyclotrons du GANIL est pulsé, (figure 2.18b) soit un pulse chaque 80ns.

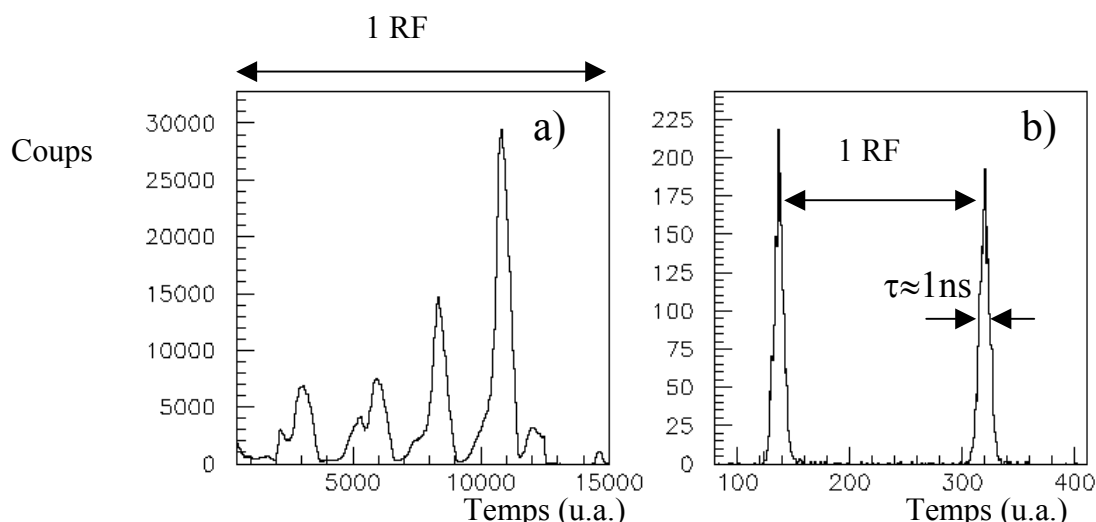


Figure 2.18 : Structure en temps du faisceau sur la cible SPEG dans le cas d'une double (gauche) et d'une simple (droite) fragmentation.

Cette structure en temps implique un taux de comptage moyen de $1.2 * 10^6$ coups/sec par détecteur pendant le pulse faisceau (période τ indiquée sur la figure 2.18b qui est la période 'active' dans ce type d'expérience). Le taux de comptage attendu, pour l'ensemble des détecteurs, est de $8.9 * 10^7$ coups/sec. Du fait de ce fort taux de comptage, il est fréquent de détecter des photons qui sont émis par des autres noyaux produits par des projectile arrivés sur la cible dans l'intervalle de temps τ .

Au contraire, pour la double fragmentation, l'intensité des faisceaux secondaires, sur la cible de SPEG, est seulement de 10^5 /sec. La structure en temps du faisceau est répartie sur plusieurs pics en raison des temps de vol différents des fragments primaires produits dans la cible SSSI. Aucune différence mesurable sur les échelles de comptage associées aux

détecteurs gamma n'est observée selon que les faisceaux secondaires sont envoyés ou non sur la cible SPEG. Les taux de comptage des détecteurs ont toujours été autour de 60-100 coups/sec seulement, ce qui implique des conditions de rapport pic/bruit beaucoup plus favorables pour la double que pour la simple fragmentation.

La figure 2.19 permet de comparer la qualité des deux méthodes. Deux spectres d'énergie gamma obtenus pour les noyaux d' ^{22}O y sont présentés, à gauche pour la simple fragmentation, à droite pour la double fragmentation.

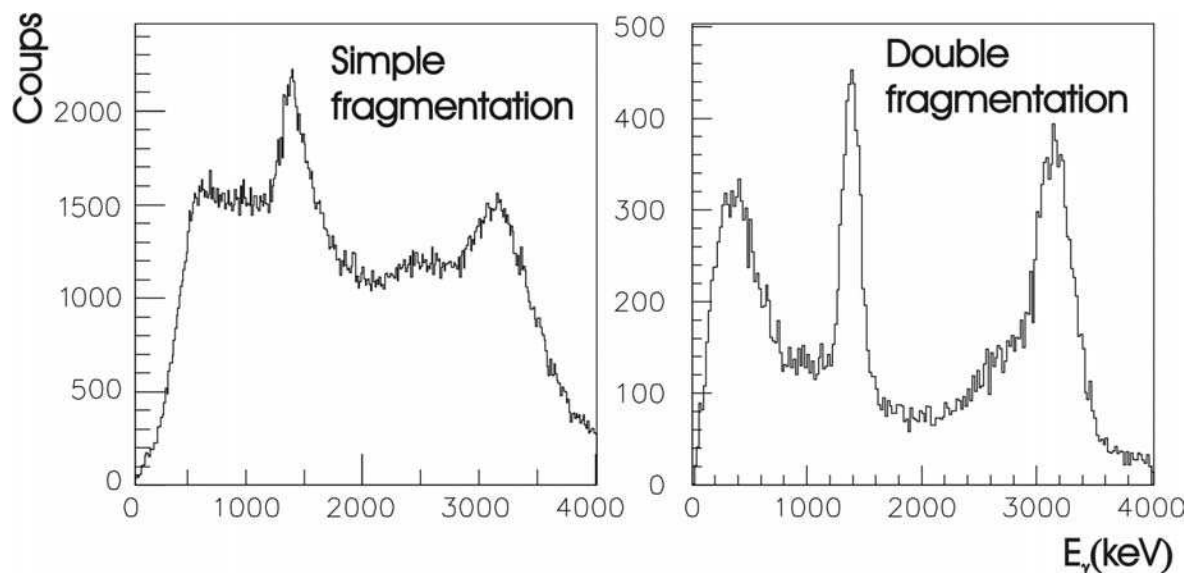


Figure 2.19 : Spectres gamma associés à l' ^{22}O produits en utilisant la simple fragmentation du projectile (à gauche) et la double fragmentation (à droite). La statistique est pour l'ensemble du château de cristal.

La comparaison de ces deux spectres permet d'apprécier, par rapport au photopic, la forte réduction du fond entre ces deux méthodes expérimentales.

Résolution en énergie des détecteurs BaF_2

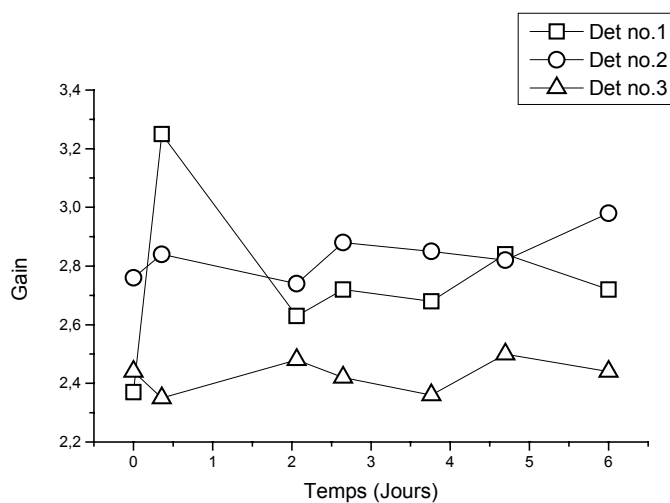


Figure 2.20 : Exemple de variation du gain des détecteurs BaF_2 dans le cas d'une simple fragmentation en fonction du temps.

Un autre désavantage de la méthode simple fragmentation est lié au fort taux de comptage. Celui-ci entraîne une dégradation de la résolution en énergie, due à la variation du gain des détecteurs BaF₂. Ce dernier est dû au mode de fonctionnement des photomultiplicateurs associés aux BaF₂. Le gain variait de 3 à 20 % en quelques heures (figure 2.20), cette fluctuation a été observée tout au long de l'expérience. Cet effet a nécessité l'utilisation de plus de 10 calibrations pendant toute la période d'expérience. Aucune corrélation en temps avec le taux de comptage ou d'autres paramètres expérimentaux n'a été trouvée. Une correction ponctuelle a été appliquée après chaque calibration.

2.2.3 La contribution de l'effet Doppler

Pour avoir une meilleure transmission en moment et en angle des fragments dans le spectromètre SPEG, il est important de disposer, pour les faisceaux secondaires, de l'énergie maximale disponible au GANIL lors de la collision entre les noyaux projectile et cible.

Le fragment d'intérêt a une vitesse de l'ordre du tiers de la vitesse de la lumière. Un déplacement Doppler très important sera observé pour les gamma émis en vol lors de la collision.

En effet, l'énergie du photon, émis par un fragment en vol, est détectée à une énergie différente de celle émise par un noyau au repos.

$$E_{\text{reelle}} = E_{\text{détectée}}(1 - \beta \cos \theta) / \sqrt{1 - \beta^2} \quad (2.4)$$

Où $\beta = v/c$, v la vitesse de fragment, c la vitesse de la lumière, θ l'angle entre la direction du fragment et celle du photon (figure 2.21).

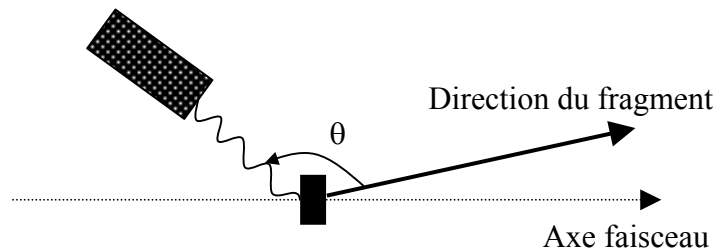


Figure 2.21 : Effet Doppler.

Les incertitudes sur l'énergie du photon sont dues à deux paramètres : β , la vitesse du fragment dont l'incertitude est liée à celle sur l'énergie du fragment au moment de l'émission du gamma, et θ , l'angle entre la direction du fragment et celle du gamma. L'élargissement d'une raie gamma est reportée dans l'équation 2.5 qui est la dérivé de l'équation 2.4. La figure 2.22 montre l'élargissement attendue sur l'énergie du photon en fonction de l'angle θ , cette élargissement étant due aux incertitudes sur β et θ .

$$\Delta E/E = \left(\frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \Delta \theta \right)^2 + \left(\frac{(\beta(1 - \beta^2)^{-1} - \cos \theta(1 + \beta^2(1 - \beta^2)^{-1}))}{(1 - \beta \cos \theta) \Delta \beta} \right)^2 \quad (2.5)$$

Elargissement du au θ

Elargissement du au β

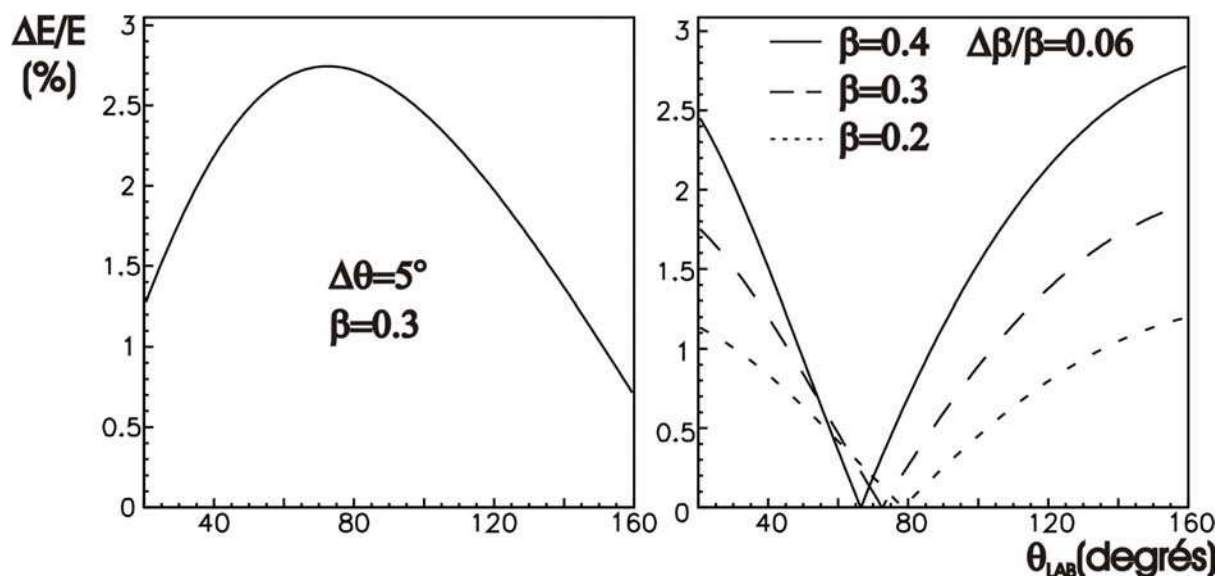


Figure 2.22 : Elargissement en énergie d'un pic photon en fonction de l'angle θ de détection de photon ; à droite due aux incertitudes sur θ , à gauche due à celles sur β .

Simple fragmentation

Dans le cas d'une simple fragmentation, l'énergie du projectile ^{36}S est de 75 MeV/u. Elle correspond à une vitesse β de 0.38. Comme la cible est très mince (2.7 mg/cm^2 de Be), l'incertitude sur β due au ralentissement dans la cible est de l'ordre du $\Delta\beta/\beta = 2 \times 10^{-4}$. Une autre contribution, dans l'incertitude sur β , est due à la différence de vitesse d'un fragment produit en début ou en fin de la cible. L'ordre de grandeur de cette incertitude est de $\Delta\beta/\beta = 10^{-3}$ dans le cas d'une simple fragmentation. Elle est négligeable en raison de l'épaisseur mince de la cible utilisée. Les incertitudes ci-dessus sont négligeables par rapport à l'incertitude due à l'estimation de l'angle θ . Cette dernière a deux causes :

- l'angle solide sous lequel le détecteur gamma est vu par la cible.
- l'angle entre la trajectoire du fragment et l'axe central du faisceau.

Nous traitons ces deux points dans la suite.

a) En fonction de la position de chaque détecteur, l'angle du détecteur vu par la cible est de $24.8^\circ \pm 15.5^\circ$ pour le détecteur n° 20 par exemple ou $90^\circ \pm 11.6^\circ$ pour le détecteur n° 1. Il est important de déterminer l'angle θ le plus probable sous lequel un photon laisse toute son énergie dans le détecteur. Cette probabilité est montrée, pour quelques détecteurs, dans la figure 2.23. Le détecteur 66 couvre une gamme angulaire de 140° à 170° , la probabilité est la plus importante autour de 167° pour un raie gamma de 100keV. Au contraire le détecteur 46

couvre une gamme angulaire de 42° à 72° , la probabilité est la plus importante autour de seulement 46° pour un raie gamma de 100keV . Cette probabilité dépend des détecteurs voisins qui masquent une partie du cristal. Un autre facteur important est lié à l'énergie de la raie gamma. Le nombre des réactions dans le cristal et la profondeur moyenne de 'pénétration' ne sont pas les mêmes selon l'énergie du photon. Une différence d'environ 6° , pour l'angle le plus probable du détecteur n°66, est observée entre un gamma de 100keV et un gamma de 2500keV .

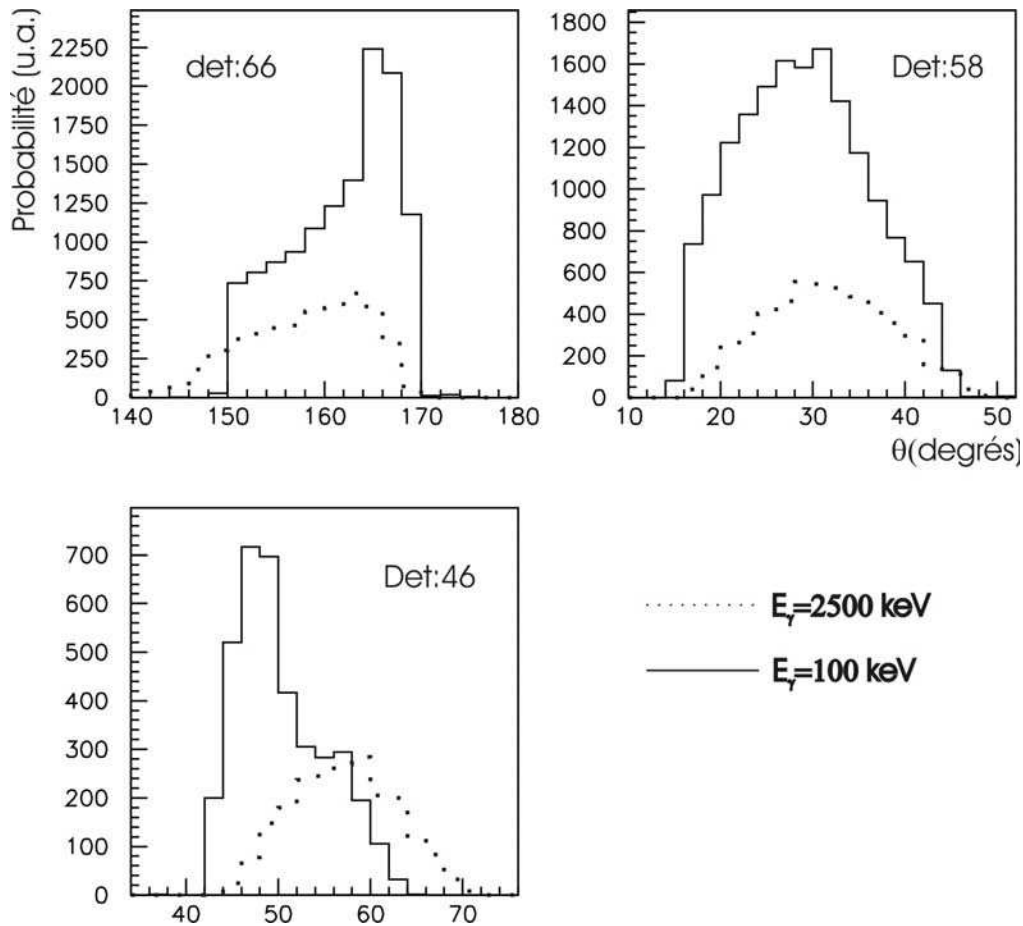


Figure 2.23 : Probabilité d'avoir toute l'énergie déposée dans les détecteurs 66, 58 et 46 en fonction de l'angle et de l'énergie des photons émis : 100keV courbe foncée, 2.5 MeV courbe claire. (simulation Monte Carlo).

De plus, la correction sur l'énergie dépend du cosinus de l'angle ; pour des angles éloignés de 90° , les corrections seront plus grandes.

b) Le spectromètre SPEG permet de mesurer l'angle du fragment à la sortie de la cible avec une très grande précision (inférieur à 0.5°), moyennant une calibration en angle du spectromètre. Ainsi, la seconde correction, liée à l'angle d'émission du photon par rapport à la direction du fragment est réalisable. Si cette correction n'est pas effectuée, l'erreur maximale attendue est de $\pm 2^\circ$ (limitée par l'acceptance de spectromètre). Pour les détecteurs Germanium, la segmentation électronique des cristaux permet une meilleure précision sur l'estimation de l'angle du détecteur vu par la cible. Elle est d'environ 3.5° pour un détecteur situé à environ 15 cm de la cible. Dans le futur, cette valeur pourra en principe diminuer

fortement grâce à la technique de DSP (Digital Signal Processing [War00]) pour des cristaux de type ‘clover’ (figure 2.24).

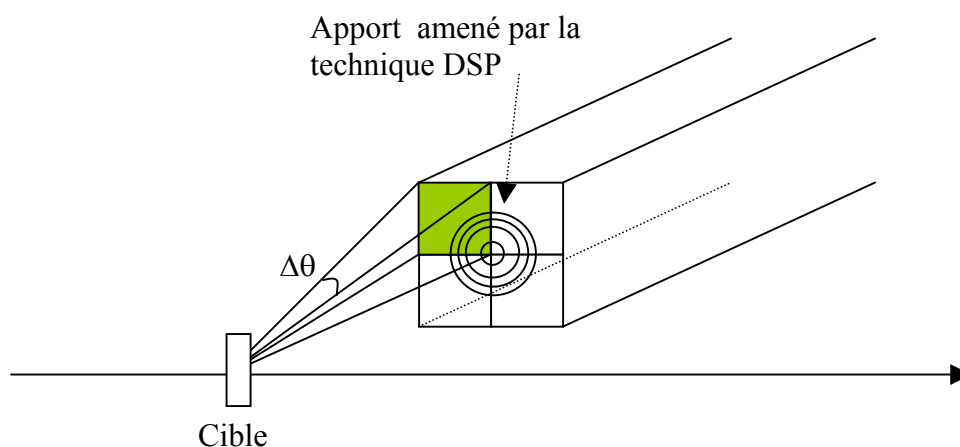


Figure 2.24 : Incertitude dans la mesure des angles pour un détecteur germanium segmenté.

Dans ce cas, une mesure précise de la trajectoire du fragment sera nécessaire pour reconstituer l'angle du noyau au moment de l'émission du gamma.

Double fragmentation

Le but principal de l'expérience double fragmentation était l'identification des états excités de noyaux exotiques. Ces derniers étaient produits avec une statistique très faible. Aussi, l'épaisseur de la cible a été optimisée pour favoriser la production des noyaux. Elle était beaucoup plus élevée ($206,3 \text{ mg/cm}^2$) que dans le cas d'une simple fragmentation 2.7 mg/cm^2 . Les considérations sur l'angle θ , à partir de l'équation 2.5, vont être similaires à celles mentionnées pour la simple fragmentation.

Toutefois les qualités optiques d'un faisceau secondaire sont moins bonnes et peuvent nécessiter l'utilisation de détecteurs pour déterminer la trajectoire des ions incidents. En particulier, la taille du faisceau sur la cible engendre une incertitude sur l'angle θ .

En ce qui concerne les incertitudes sur la vitesse β , les noyaux d'Oxygène à Magnésium incidents sur la cible SPEG ont des énergies entre 50 et 68 MeV/u et un numéro atomique Z entre 8 et 12 (tableau 2.4)

Noyau	Energie (MeV/u)	Noyau	Energie (MeV/u)
^{30}Mg	61.41	^{25}Ne	61.39
^{29}Mg	65.59	^{24}Ne	66.46
^{28}Na	59.27	^{25}F	49.96
^{27}Na	63.62	^{24}F	54.11
^{26}Na	68.45	^{23}F	58.80
^{26}Ne	56.88	^{22}O	50.95

Tableaux 2.4 : Energies des faisceaux incidents sur la cible SPEG.

A de telles énergies, les noyaux perdent environ 15 % de leur énergie initiale dans la cible. La vitesse du projectile, lors de la réaction dépend du lieu dans la cible où l'interaction s'est déroulée figure 2.25. Il en est de même de la vitesse du fragment au moment de l'émission du photon.

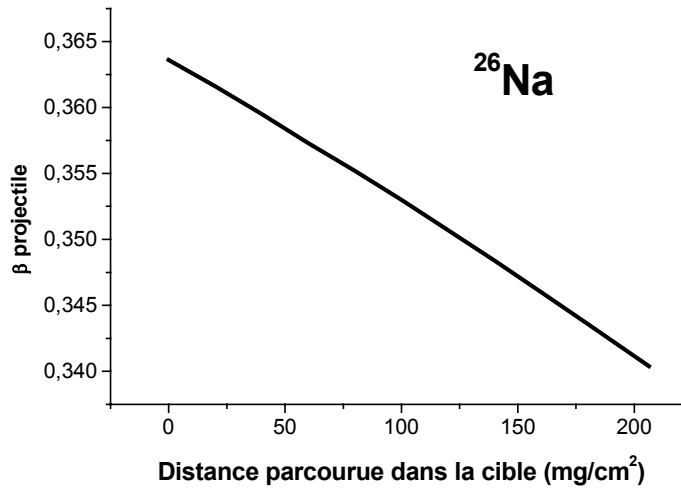


Figure 2.25 Dépendance de la vitesse β en fonction de la distance parcourue par le noyau ^{26}Na dans la cible.

En supposant que la section efficace d'interaction est pratiquement constante dans la limite de cette variation en énergie, les projectiles ^{26}Na au moment de l'interaction, auront une probabilité égale d'avoir des vitesses β comprises entre 0.3404 et 0.3636. Leur distribution en vitesse sera pratiquement carrée de largeur 6.8 %. La déformation de cette distribution par le ralentissement en énergie est négligeable. La contribution de ce dernier effet est de 0.01% à comparer à 6.8 %. Pour d'autres noyaux plus lourds, cette valeur augmente jusqu'à 8.6 %. Le lieu de l'interaction dans la cible n'étant pas connu, cet effet constitue une des causes principales de l'élargissement du pic gamma par l'effet Doppler.

La seule information mesurable est la vitesse du fragment du projectile, après la cible. Toutefois, la distribution de cette vitesse est la convolution entre la distribution de celle après l'interaction (la vitesse d'intérêt) et de celle due à la différence de vitesse du noyau géniteur qui a parcouru la distance x dans la cible et celle du fragment qui a parcouru la distance $d-x$ dans la cible, d étant l'épaisseur de la cible et x pouvant prendre des valeurs entre 0 et d . En fonction du numéro atomique Z et de la masse A de ces deux noyaux, la distribution du fragment à la sortie de la cible sera plus ou moins large (figure 2.26).

La largeur de la distribution de vitesse due à l'épaisseur de la cible a été estimée pour deux réactions :

- $^{26}\text{Ne} \rightarrow ^{24}\text{O}$, réaction dans laquelle très peu de nucléons ont été enlevés du projectile
- $^{27}\text{Na} \rightarrow ^{13}\text{B}$, réaction dans laquelle les masses et les charges des deux noyaux sont très différentes.

Pour $^{26}\text{Ne} \rightarrow ^{24}\text{O}$, la largeur de la distribution due seulement aux différentes pertes d'énergie du projectile et du fragment est de 3.1 %. Elle est de 4.5 % pour $^{27}\text{Na} \rightarrow ^{13}\text{B}$. La précision qui pourra être obtenue sur la mesure de la vitesse β est limitée par ces valeurs. Elles sont quasi-proportionnelles à l'épaisseur de la cible.

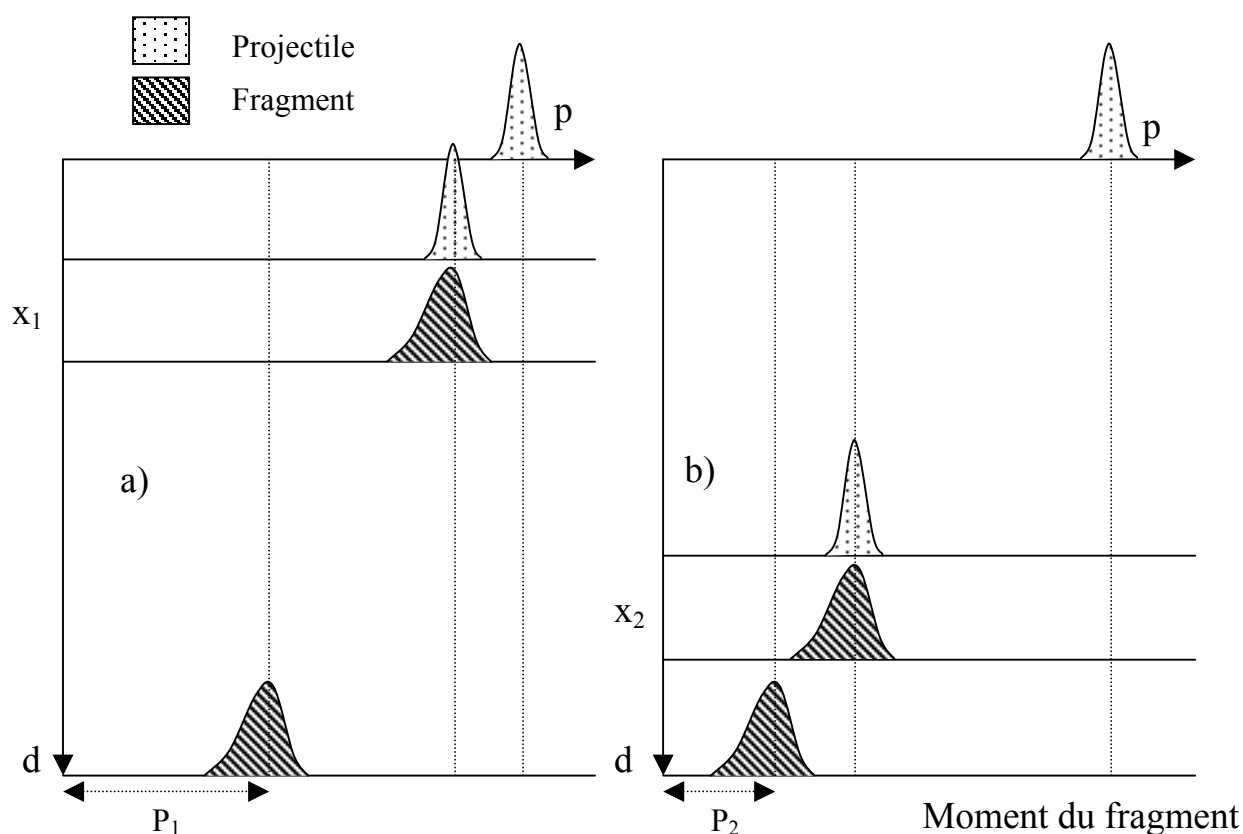


Figure 2.26 : Différence entre deux distributions en moment de fragments en fonction du lieu d'interaction dans la cible (l'axe d). a) interaction en début de la cible, b) interaction en fin de cible.

Par conséquent, si le taux de production des fragments d'intérêt est suffisant et permet de diminuer l'épaisseur de la cible d'un facteur 3 à 10, l'incertitude sur la mesure de vitesse β deviendra négligeable par rapport à l'incertitude due à la mesure de l'angle θ .

En pratique, nous adoptons comme valeur de β la valeur correspondant à celle au milieu de la cible.

2.2.4 Avantages et désavantages de la simple et double fragmentation

Le tableau 2.5 résume les avantages et les désavantages des deux méthodes, double et simple fragmentation. La comparaison des résultats résumés dans ce tableau nous a conduit à utiliser la double fragmentation pour étudier des noyaux légers riches en neutrons à proximité de la limite de liaison vis-à-vis de l'émission de neutron.

Méthode	Simple fragmentation	Double fragmentations
Taux de production	Plus faible même pour des noyaux proches de la ligne de stabilité : facteur 3 à 10 de moins.	Plus élevé. 15 fois plus que par la simple fragmentation pour des noyaux très exotiques.
Rapport pic / bruit	Rapport faible. Impossibilité d'éliminer plusieurs composantes du bruit.	Rapport très bon. Possibilité d'éliminer presque toutes les sources de bruit.
Correction Doppler	Presque parfait. Moyens de corriger le déplacement Doppler avec une précision pouvant atteindre 10^{-3} pour les détecteurs Ge en utilisant la technique DSP. Limitée pour les BaF ₂ par leur ouverture angulaire.	Incertitude dans la correction Doppler en raison de l'épaisseur élevée de la cible (environ 4-6 % pour β). Possibilité de diminuer cette incertitude en limitant l'épaisseur de la cible au détriment de la statistique. Limitée, pour les BaF ₂ , par leur ouverture angulaire.
Autres considérations	Décalage en temps du gain des BaF ₂ à cause du fort taux de comptage : variation du gain entre 5 et 20 % en quelques heures.	

Tableau 2.5 : Comparaison entre les méthodes simple et double fragmentations.

2.3 TRAITEMENT des DONNÉES

2.3.1 Identification des faisceaux radioactifs dans SPEG

Le principe général du fonctionnement du spectromètre SPEG a été présenté dans le chapitre 2.1. Dans ce chapitre, nous allons expliciter ce fonctionnement sur les données provenant de l'expérience E287B. Dans cette expérience, un faisceau intense (1kW) de ^{36}S d'énergie 75 MeV/A a été envoyé sur une cible de carbone (SISSI) d'épaisseur 398.1 mg/cm^2 . Les fragments sont sélectionnés par le spectromètre ALPHA dont les réglages ont été optimisés pour la transmission du ^{26}Ne , une sélection partielle de noyaux riches en neutrons a été réalisée par un dégradeur d'aluminium d'épaisseur $147.5 \text{ }\mu\text{m}$.

2.3.1.1 Identification des faisceaux radioactifs incidents

Pour identifier et comptabiliser les différents faisceaux radioactifs transmis, deux méthodes ont été utilisées. La première méthode consiste à mesurer la perte d'énergie et le temps de vol des projectiles avant interaction dans la cible de SPEG. Cette mesure est réalisée en insérant un détecteur Silicium escamotable d'épaisseur $300\mu\text{m}$. La deuxième méthode consiste à identifier les noyaux radioactifs, après avoir traversés la cible de SPEG, au plan focal de SPEG. Ceci est réalisé par les mesures de la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation et le temps de vol entre les scintillateurs plastiques constituant la cible de SPEG d'une part et en sortie de SPEG d'autre part (figure 2.27). Cette deuxième méthode permet aussi de mesurer l'épaisseur de la cible SPEG. Lors de la première méthode, deux mesures pour le temps de vol ont été utilisées : une entre le Silicium et la radiofréquence RF du cyclotron, l'autre entre le Silicium escamotable et une galette à micro-canaux située dans le spectromètre alpha.

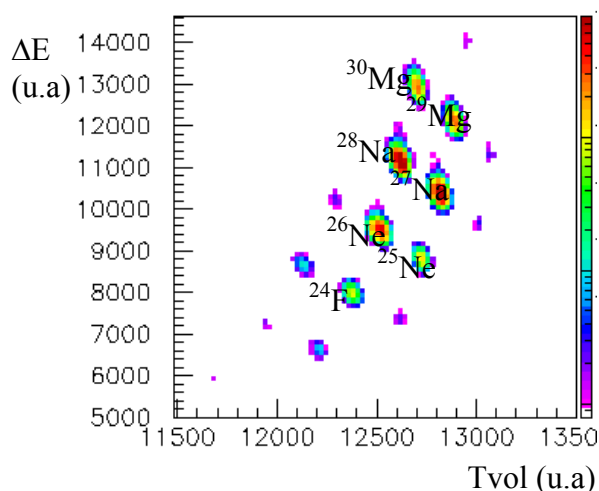


Figure 2.27 : Identification des faisceaux radioactifs produits dans la cible SISSI et transmis sur la cible SPEG.

Les caractéristiques de ces noyaux (intensités, énergies) sont présentées dans l'annexe C. La cible de SPEG est composée d'un plastique scintillateur de type NE102A, entouré de deux feuilles de Carbone. Les caractéristiques de cette cible sont reportées dans la figure 2.28. Les épaisseurs des différents composants de la cible ont été mesurées avec et sans feuilles de Carbone.

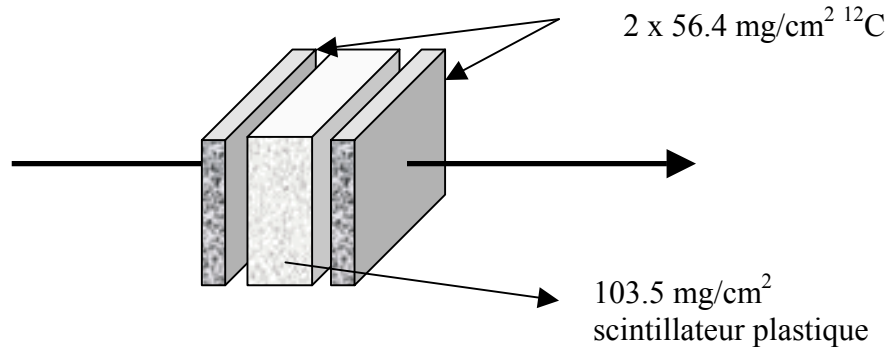


Figure 2.28 : Cible de SPEG et épaisseurs mesurées.

Le plastique scintillateur a été introduit dans cette cible pour avoir une meilleure prise de temps des noyaux arrivant sur la cible. Il permet de plus une identification événement par événement de ces derniers comme l'indique la figure 2.29.

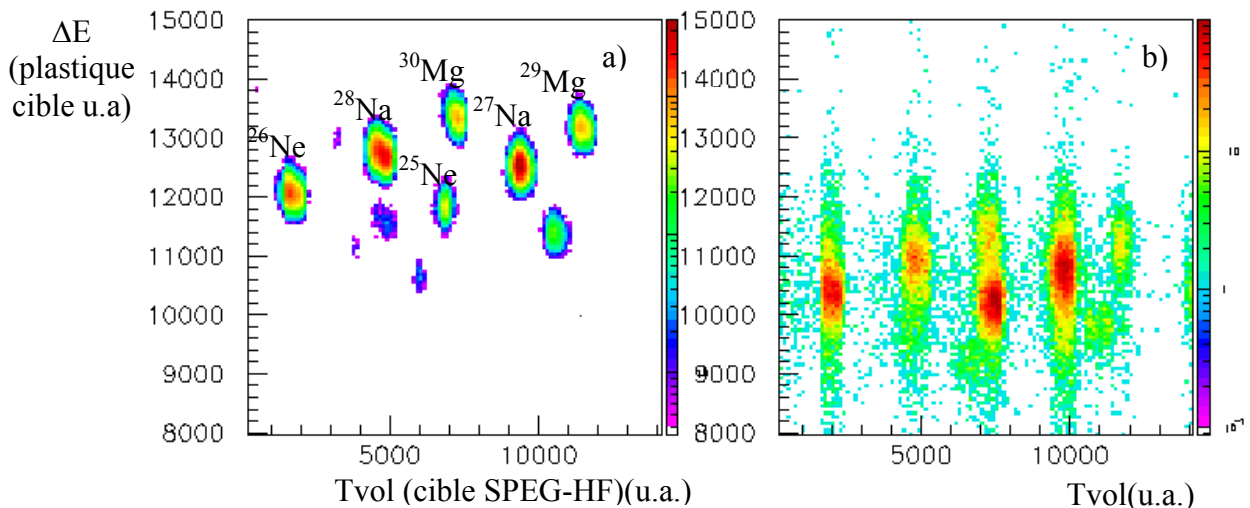


Figure 2.29 : Identification des faisceaux secondaires par le plastique scintillateur constituant la cible. Le déclenchement est réalisé par les noyaux arrivant au plan focal de SPEG. La rigidité magnétique $B\rho$ de SPEG est adaptée : a) au noyau de ^{26}Ne transmis dans la cible, b) à ^{24}O en sortie de cible.

Une fois l'épaisseur de la cible mesurée, le spectromètre SPEG est réglé pour optimiser la transmission de ^{24}O provenant de la fragmentation du ^{26}Ne . La figure 2.29 montre l'identification des faisceaux secondaires en utilisant le plastique scintillateur de la cible et en déclenchant par les noyaux arrivant au plan focal de SPEG avec: a) $B\rho$ (SPEG) adaptée au ^{26}Ne transmis dans la cible, b) $B\rho$ (SPEG) adaptée à la vitesse de ^{24}O en sortie de cible. On peut observer que la résolution en énergie dans le spectre montré dans la figure 2.29b se dégrade par rapport à la figure 2.29a, ce qui est dû aux différentes pertes d'énergie pour les produits de réaction.

2.3.1.2 Identifications des produits de réaction au plan focal de SPEG

Une matrice d'identification des fragments de réactions est présentée dans la figure 2.30. Le spectromètre est réglé sur la rigidité magnétique $B\rho$ de ^{124}O . La résolution des noyaux, présentés sur cette matrice, a été améliorée en prenant en compte la différence des trajectoires pour le temps de vol grâce à l'utilisation de tous les paramètres de trajectoire mesurés dans le spectromètre SPEG. Ces fragments proviennent des réactions induites par l'ensemble des faisceaux radioactifs incidents reportés dans la figure 2.27.

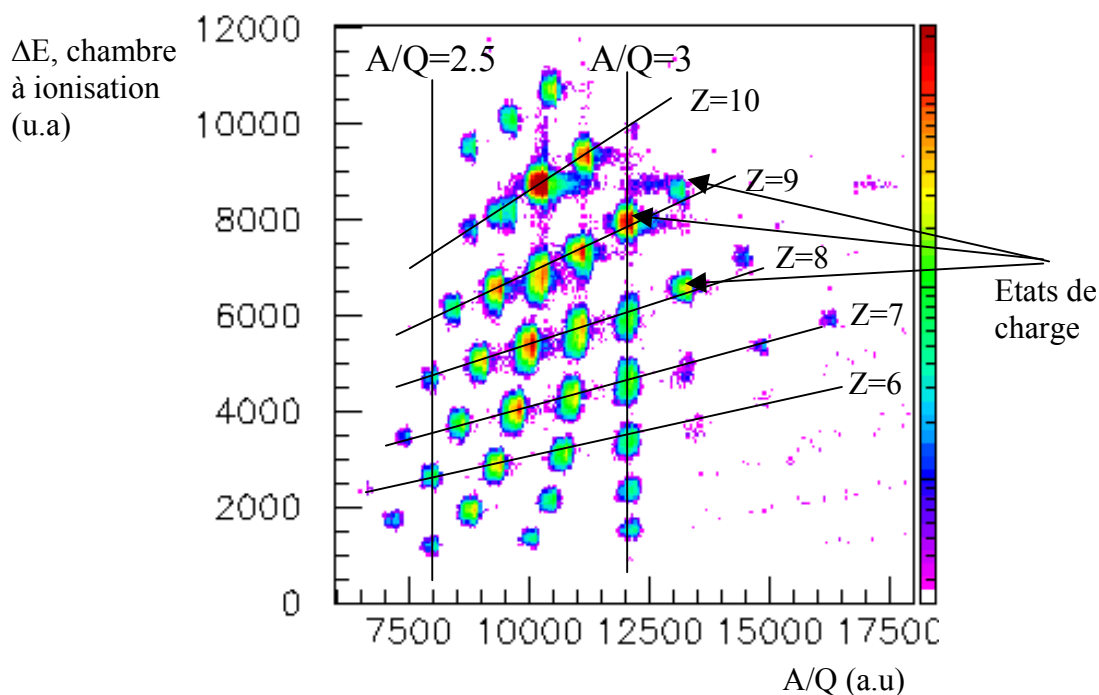


Figure 2.30 : Matrice d'identification au plan focal du SPEG.

Les noyaux reportés dans la figure 2.30 peuvent être classés en deux catégories :

- les produits de fragmentation, complètement 'épluchés' (sans électrons), issus des réactions sur la cible de SPEG,
- les faisceaux radioactifs incidents dans des états de charge $Z-1$ qui ont traversés la cible de SPEG en récupérant un électron dans la cible, sans interagir au niveau nucléaire. Ce dernier type d'évènement est éliminé en mettant une condition sur chaque noyau incident (identifié dans la figure 2.29b).

Dans la figure 2.30, les noyaux ayant peu de nucléons sont moins abondamment représentés. La raison en est la faible efficacité des chambres à dérive qui ont été utilisées pour le calcul de leur trajectoire. L'efficacité des chambres à dérive est déduite en comparant les taux de différents noyaux en utilisant, d'une part, uniquement les informations de la chambre d'ionisation et du scintillateur plastique et d'autre part en ajoutant les informations des chambres à dérive l'une après l'autre. L'efficacité de chaque chambre à dérive est reportée dans le tableau 2.6 pour chaque isotope.

Noyau	Efficacité X11	Efficacité X12	Efficacité X21	Efficacité X22	Efficacité globale
Na	99.6	99.7	99.6	93.8	92.8
Ne	99.8	99.6	95.4	97.3	92.3
F	99.6	98.8	94.3	99.5	92.3
O	99.2	92.0	92.7	99.2	83.9
N	96.5	81.0	89.3	99.5	69.5
C	90.3	73.8	85.1	99.3	56.3
B	83.5	51.5	82.9	99.1	35.3
Be	81.8	8.8	83.4	97.1	5.82
Li	60.8	0.2	85.4	68.9	0.1
He	1.1	<0.1	8.3	0.9	-

Tableau 2.6 : Efficacités, en %, des chambres à dérive X11, X12, X21, X22 pour chaque élément.

La perte est de 30.5 % pour les éléments de numéro atomique $Z = 7$. Pour limiter les pertes en statistique, le temps de vol dans le spectromètre a été corrigé en utilisant uniquement la première des chambres à dérive pour calculer la position. La carte d'identification résultante est montrée dans la figure 2.31.

Dans ces conditions, uniquement l'efficacité de détection des noyaux de numéro atomique $Z \leq 4$ reste faible. La matrice perte d'énergie en fonction du temps de vol (sans correction) est cependant suffisante pour identifier et sélectionner ces noyaux très légers comme il est visible sur la figure 2.32.

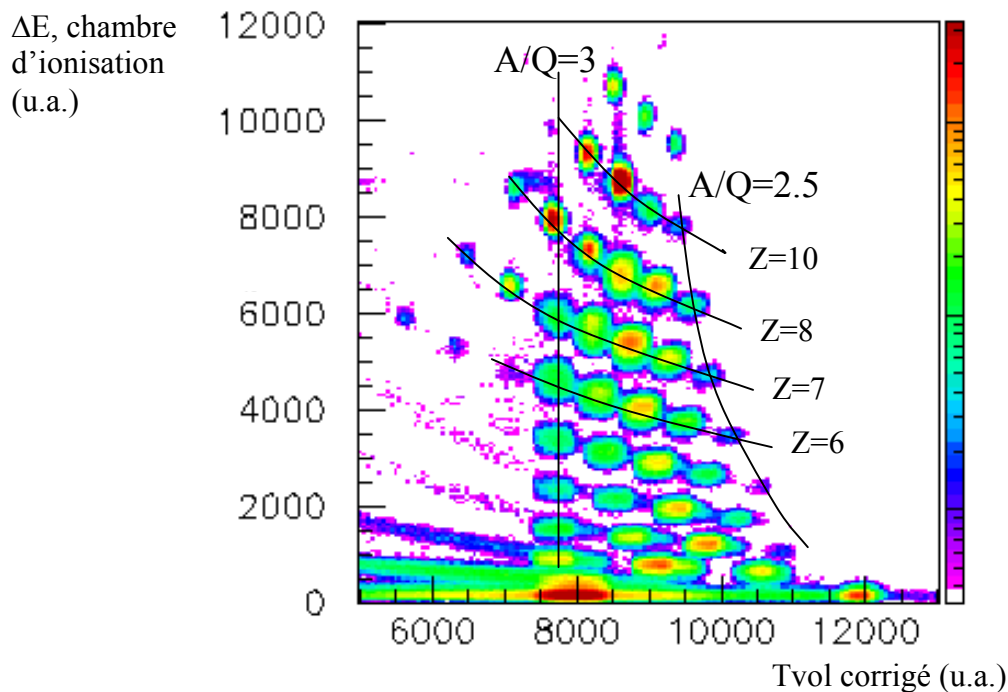


Figure 2.31 : Matrice d'identification corrigée en n'utilisant qu'une seule information de chambre à dérive sur la position dans le plan focal de SPEG.

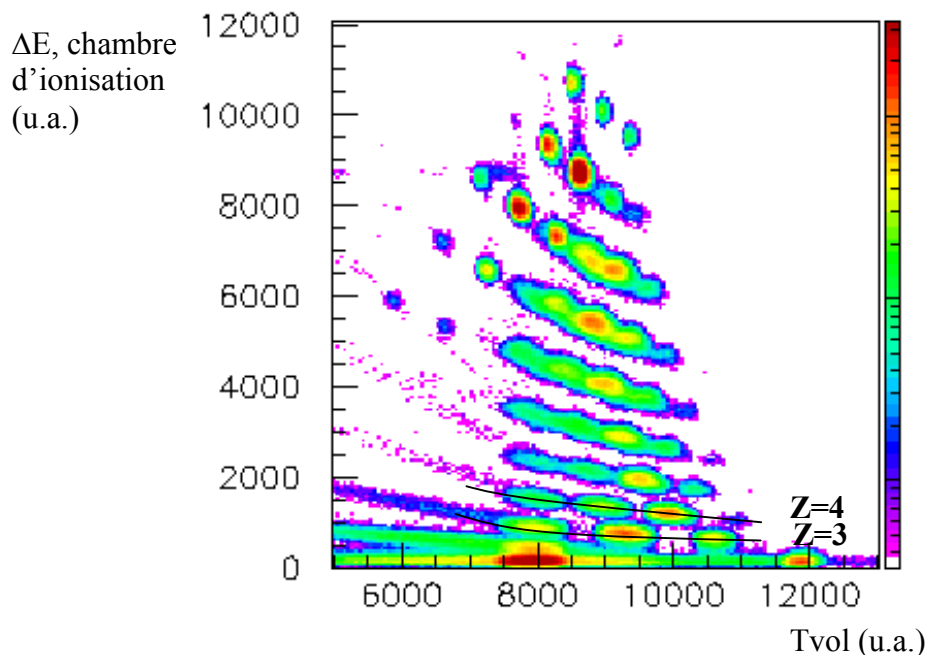


Figure 2.32 : Matrice d'identification utilisée pour les fragments de numéro atomique $Z \leq 4$ (sans correction de trajectoire dans SPEG).

Les deux matrices d'identification, figures 2.31 et 2.32 ont permis de sélectionner respectivement les noyaux qui arrivent dans le plan focal du SPEG et ayant un numéro atomique $Z \geq 4$ ou $Z < 4$.

2.3.2 Coïncidences noyaux - photons

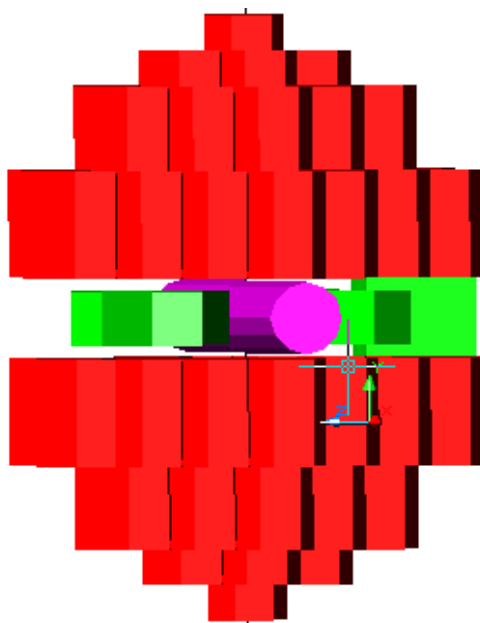


Figure 2.33 : Dessin en 3 dimensions représentant le montage de l'expérience E287B.

Par la cassure du projectile, les noyaux résultants sont produits dans des états excités qui décroissent soit par émission des photons, soit par émission de particules+photons si l'énergie d'excitation dépasse le seuil d'émission des particules. Dans ce cas, les noyaux détectés sont les noyaux-fils : les photons détectés en coïncidence proviennent des niveaux peuplés par la décroissance des particules, essentiellement des neutrons dans le cas des noyaux riches en neutrons. Dans la plupart des noyaux produits par des projectiles riches en neutrons, ce scénario est quasi-inexistant car la section efficace pour produire le noyau, qui va décroître par l'émission d'un neutron, est beaucoup plus faible que celle pour produire directement le noyau fils dans des états liés. De plus pour produire ces noyaux, dans la plus part des cas un neutron de la cible doit être transféré au projectile, fait qui n'est pas très probable car les projectiles sont très riches en neutrons.

Le dispositif de détection gamma est présenté sur la figure 2.33. Deux types de détecteurs ont été utilisés, une matrice de 74 détecteurs BaF₂ et 4 détecteurs Germanium. Ils ont été présentés dans le chapitre 2.1.

2.3.2.1 Construction des spectres photons associés à chaque noyau

Le déclenchement ('trigger') principal de l'expérience est donné par le plastique situé au plan focal du SPEG.

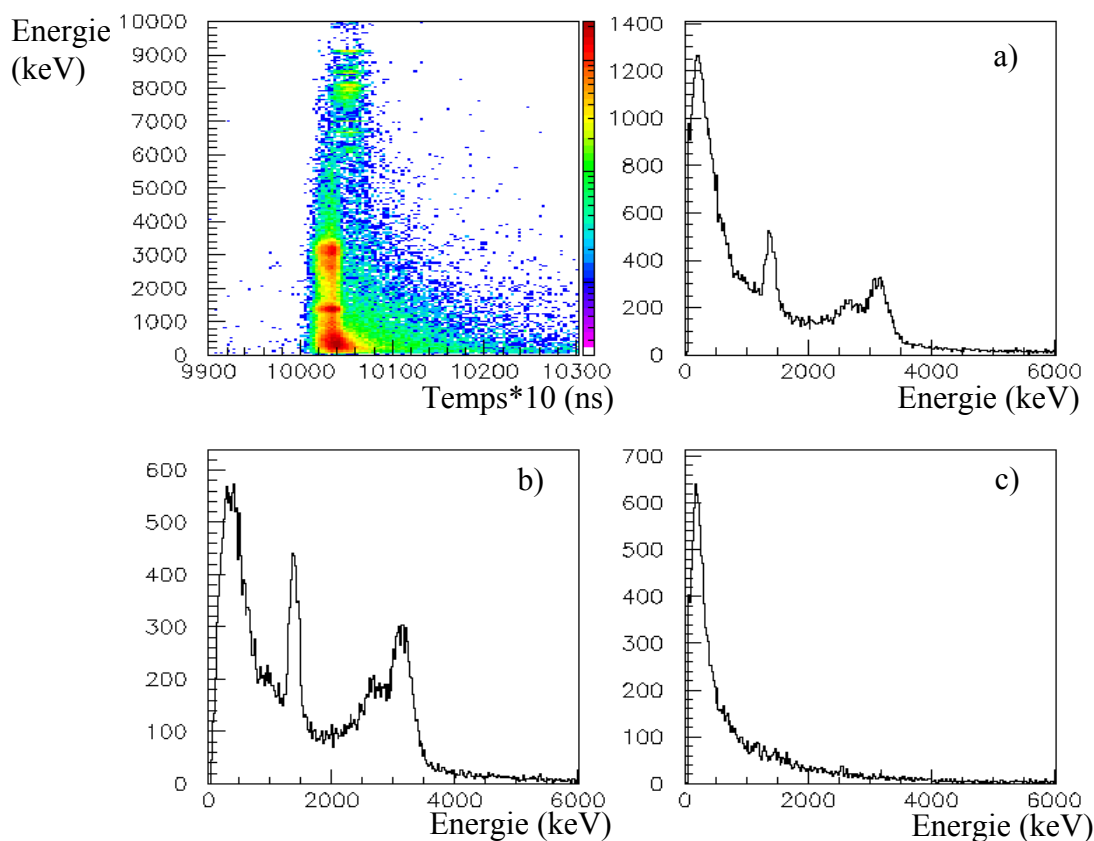


Figure 2.34 : Spectre énergie en fonction du temps des photons détectés dans le château de cristal en coïncidence avec le noyau ^{22}O , et spectres d'énergie des photons (a) sans aucune condition sur le temps de vol, (b) correspondant aux photons prompts sélectionnés, et (c) ne correspondant pas au pic prompt.

Pour chaque noyau détecté dans SPEG, les codeurs sont opérationnels pendant un temps ('porte') de $2.5\mu\text{s}$ pour les détecteurs BaF_2 et $8\mu\text{s}$ pour les détecteurs Germanium. Seul, les signaux des détecteurs gamma arrivant pendant ce temps sont codés. Simultanément, un TDC (Time to Digital Converter) code le temps entre le 'trigger' et chaque détecteur gamma. Un TAC (Time Amplitude Converter), associé à un ADC (Analogic Digital Converter), mesure le temps entre le plastique en sortie de SPEG et celui de la cible active. L'ensemble de ces paramètres permet de construire la matrice représentée dans la figure 2.34. Elle servira à sélectionner les photons prompts. L'énergie des photons est corrigée de l'effet Doppler. La figure 2.34 présente des spectres d'énergie de photons : (a) sans aucune condition sur le temps de vol des photons, (b) correspondant aux photons prompts sélectionnés dans la matrice représentée dans la figure 2.34, et (c) ne correspondant pas au pic prompt (principalement aux particules légères retardées).

2.3.2.2 Le traitement 'anticompton'

L'étape suivante, après la sélection des photons prompts, est l'addition des contributions de chacun des 74 détecteurs BaF_2 pour former un seul spectre. Une première approche consiste à incrémenter le spectre total avec la valeur de l'énergie collectée dans chaque détecteur touché. La figure 2.35 montre un spectre obtenu par cette méthode.

Cependant, pour la plupart des photons détectés, la première interaction dans le détecteur BaF_2 est une diffusion Compton. La probabilité de détecter un gamma diffusé dans les détecteurs adjacents n'est donc pas négligeable. Si l'énergie du photon est élevée, la création de paires devient compétitive par rapport à l'effet Compton. La probabilité d'avoir un ou deux photons de 511 keV, s'échappant du détecteur, est élevée. Ces photons de 511 keV pourront être détectés dans deux détecteurs adjacents.

Dans ces cas (diffusion Compton et création de paires avec échappement), l'énergie recueillie dans chaque détecteur n'est pas l'énergie totale du photon. Elle contribue à générer un fond au spectre γ . Un moyen d'améliorer le rapport pic / fond est d'éliminer les événements dans lesquels le photon n'a pas déposé toute son énergie dans un seul détecteur. Ce traitement est appelé 'anticompton'. Il consiste à rejeter tous les événements pour lesquels deux détecteurs adjacents ont délivré un signal énergie et temps 'prompt'. La figure 2.35 montre l'effet de ce traitement 'anticompton'. Le bruit de fond est fortement diminué pour les photons de basse énergie ainsi qu'une diminution des pics satellites. Ces derniers, qui apparaissent en dessous de l'énergie des photons d'énergie élevée, sont dûs aux pics de premier et deuxième échappement. Ce traitement a cependant un effet négatif : celui de perdre des photons de multiplicité égale ou plus grande que 2 arrivant dans 2 détecteurs adjacents. La probabilité P moyenne pour ce type d'événement, en supposant que les photons soient émis de manière isotrope, est estimée à :

$$P = (M_\gamma - 1) * (N_{\text{voisin}} / (N_{\text{det}} - 1)) * (\epsilon) \cong 0.5 * 0.07 * 0.3 = 1.05 * 10^{-2} \quad (2.6)$$

Où M_γ est la multiplicité moyenne, N_{voisin} est le nombre moyen des détecteurs voisins, N_{det} est le nombre total de détecteurs, et ϵ l'efficacité moyenne de détection d'un photon. Cette perte, de l'ordre de 10^{-2} , est négligeable par rapport au gain apporté par le traitement 'anticompton'.

2.3.2.3 Le traitement addback

Ce traitement consiste à additionner les énergies détectées dans des cristaux adjacents. Il permet la reconstitution de l'énergie totale d'un photon qui a eu plusieurs interactions ayant

lieu dans des détecteurs voisins. L'angle d'émission du photon incident est supposé être celui du détecteur dans lequel l'énergie la plus élevée a été déposée.

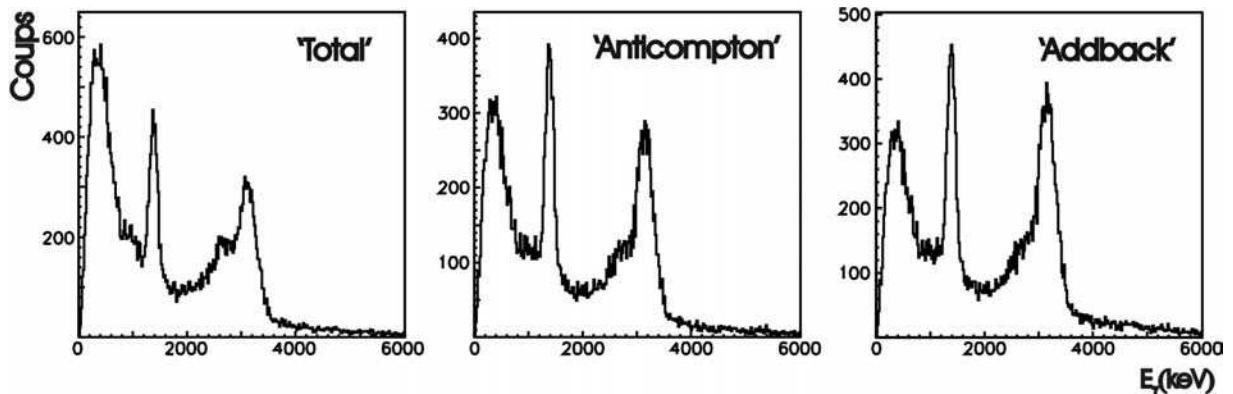


Figure 2.35 : Spectres d'énergie photon pour l'ensemble du château de cristal correspondant à ^{22}O : à gauche énergie recueillie dans l'ensemble du château de cristal, au milieu après suppression des événements dont l'énergie d'un photon est déposée dans deux détecteurs adjacents, à droite après sommation de l'énergie d'un photon dans deux détecteurs adjacents.

Le traitement 'addback' donne, par rapport au traitement 'anticompton', un gain en statistique de l'ordre de 10% et 30% pour des photons d'énergie 1.4 MeV et 3.2 MeV respectivement (figure 2.35).

2.3.2.4 Multiplicité photons, coïncidences photons-photons

Quelques uns des noyaux exotiques étudiés ont plus de 2 photons observés en coïncidence mais la statistique de l'expérience est souvent insuffisante pour construire des matrices γ - γ .

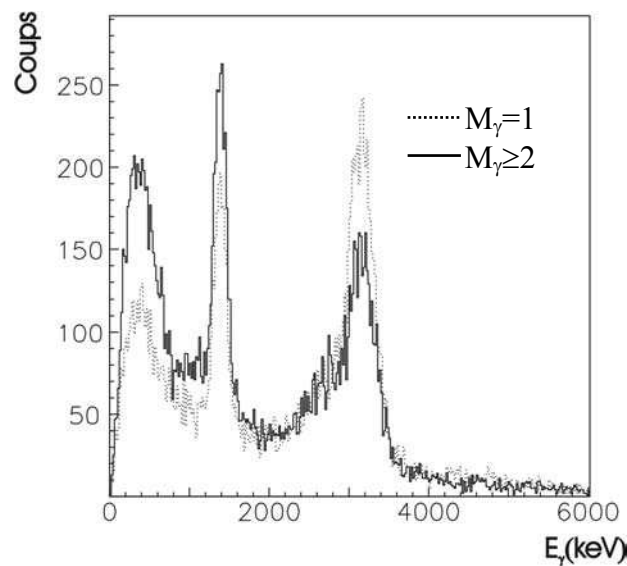


Figure 2.36 : Spectres γ BaF_2 de $l^{22}\text{O}$ associés aux multiplicités $M_\gamma=1$ (pointillés) et $M_\gamma\geq 2$ (trait plein).

La comparaison des spectres correspondant à différentes multiplicités peut permettre de situer les transitions dans leur schéma de niveaux. Prenons à titre d'exemple le cas de l' ^{22}O , deux transitions de 1380 keV et 3190 keV sont observées en coïncidence. Les spectres associés à la multiplicité photon $M_\gamma=1$ et $M_\gamma\geq 2$ sont reportés dans la figure 2.36. Ils ne présentent pas du tout la même allure.

Sur le spectre de multiplicité $M_\gamma=1$, la transition à 3152 keV, entre les niveaux $2^+\rightarrow 0^+$, est nettement plus intense que la transition de 1385 keV. Ceci provient du fait que, quelque-soit le niveau d'excitation dans lequel le noyau a été produit, sa désintégration vers son état fondamental se fait principalement par l'émission du rayonnement 3190 keV. D'autre part, le fait d'imposer la détection d'un seul photon seulement dans tout le système de détection γ , favorise les événements pour lesquels le noyau est peuplé directement dans son premier état excité. Au contraire, lorsqu'on impose la détection de 2 photons γ , on impose en fait que ce noyau soit peuplé généralement dans son deuxième état excité.

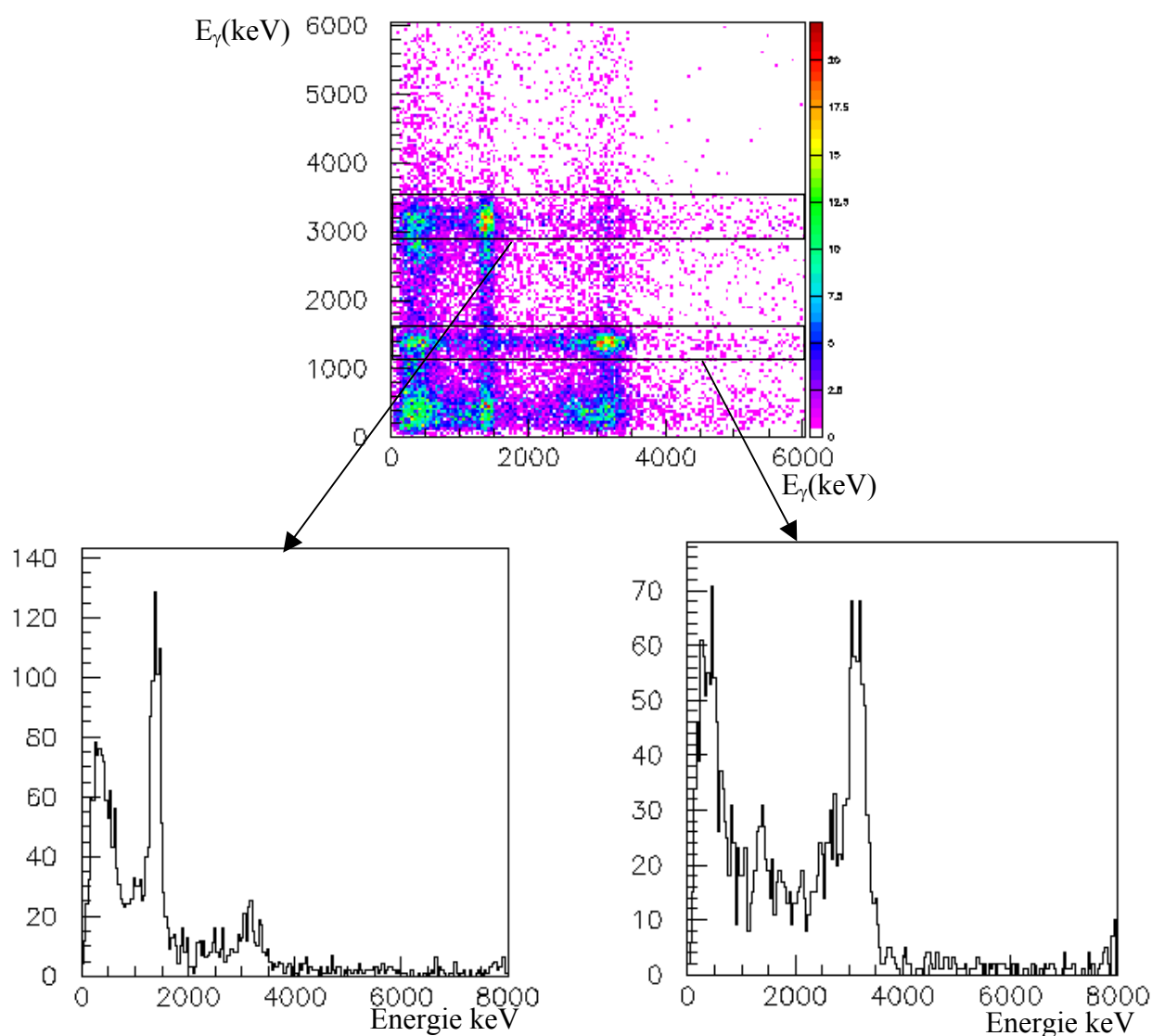


Figure 2.37 : Coïncidences γ - γ obtenues pour le ^{22}O , en haut la matrice bidimensionnelle, en bas les deux projections correspondant aux coïncidences avec la raie de 3152 keV (à gauche) et 1385 keV (à droite).

Les deux rayonnements γ détectés proviennent alors de la cascade de désexcitation de ce deuxième état vers le fondamental. Les deux pics associés à ces deux transitions doivent posséder, après correction de l'efficacité, une intensité comparable dans le spectre $M_{\gamma} \geq 2$. C'est le cas de ^{22}O dans le spectre dont la multiplicité γ est égale à 2. Ainsi, lorsque deux transitions sont présentes dans un spectre, l'analyse de leur comportement en fonction de la multiplicité peut suggérer si elles sont en coïncidences ainsi que leur ordre dans la cascade. Si la statistique présente dans les spectres photons est suffisante pour construire des matrices γ - γ , le placement des transitions γ dans le schéma de désintégration se fait plus aisément. La matrice de coïncidence γ - γ ainsi que les projections, en coïncidence avec chacune des raies observées sont montrées dans la figure 2.37 pour l'exemple de ^{22}O .

2.4 RESULTATS

2.4.1 Peuplement des niveaux excités des isotopes de ^7Li à ^{22}O

Peu de travaux [Lop00] et [Dau99] traitent de la problématique du peuplement des états excités de noyaux provenant de la fragmentation d'un faisceau stable aux énergies intermédiaires. Ces deux études montrent que :

- Pour les fragments proches en masse du projectile : les états isomères Yrast sont moins peuplés si la vitesse du fragment est égale à celle du projectile. Le peuplement des états isomères non-Yrast, au contraire, est maximum pour des fragments ayant des vitesses égales à celle du projectile. Ce phénomène ci-dessus, est diminué si le fragment est loin du projectile [Dau99].
- Pour des noyaux pairs-pairs : le peuplement 'pseudo-lateral' des états 2^+ augmente avec la vitesse des fragments. Le peuplement du niveau le plus excité (généralement 4^+) diminue avec la vitesse du fragment [Lop00].

L'étude, décrite par J. M. Daugas et al.[Dau99], a été réalisée pour des états isomères de noyaux relativement lourds et proches de la stabilité. Les noyaux étudiés avaient d'une part des énergies de séparation d'une particule élevées et d'autre part une densité de niveaux importante, au dessus du niveau isomère. Aussi, les états isomères étaient peuplés, de manière la plus probable, par émission de photons à partir de niveaux situés au-dessus de cet état. Ces niveaux supérieurs ont été peuplés directement dans la réaction de fragmentation ou par décroissance de particule d'un noyau père juste après la fragmentation.

Dans la deuxième étude, décrite par M.J. Lopez et al.[Lop00], les noyaux sont légers. Leur nombre d'états liés est donc faible. Ces états sont peuplés plutôt par l'émission des particules d'un noyau père ou directement dans la réaction de fragmentation. Un autre effet à prendre en compte est l'acceptance angulaire du spectromètre. Il joue un rôle très important dans la compréhension des peuplements. En effet, le spectromètre effectue une sélection dans la distribution angulaire des fragments qui est d'autant plus importante que les fragments sont éloignés en masse du projectile. Cette coupure dans la distribution angulaire peut être très importante et atteindre jusqu'à 90 %. Les conclusions peuvent dépendre de cette coupure.

La présente expérience 'E287B' a pour but d'apporter des éléments de réponse aux questions suivantes:

- Quelle est l'énergie d'excitation des noyaux produits ?
- Y-a-t-il des états excités qui sont peuplés préférentiellement et si oui de quel type sont-ils (dépendance en spin) ?
- Le peuplement des états excités dépend-il de moment parallèle ou perpendiculaire du fragment ou du type de réaction (origine du projectile) ?

2.4.1.1 Peuplements directs quelque soit le projectile incident

Les spectres gamma ont été construits pour tous les noyaux produits, quelque soit le projectile incident (voir Annexe D). La probabilité de peuplement des états mesurés dans cette expérience a été estimée en corrigeant le nombre de photons observés par l'efficacité du château et en normalisant par le nombre de noyaux détectés au plan focal du spectromètre SPEG. La figure 2.38 résume le peuplement mesuré des niveaux pour les noyaux sélectionnés dans l'expérience E287B.

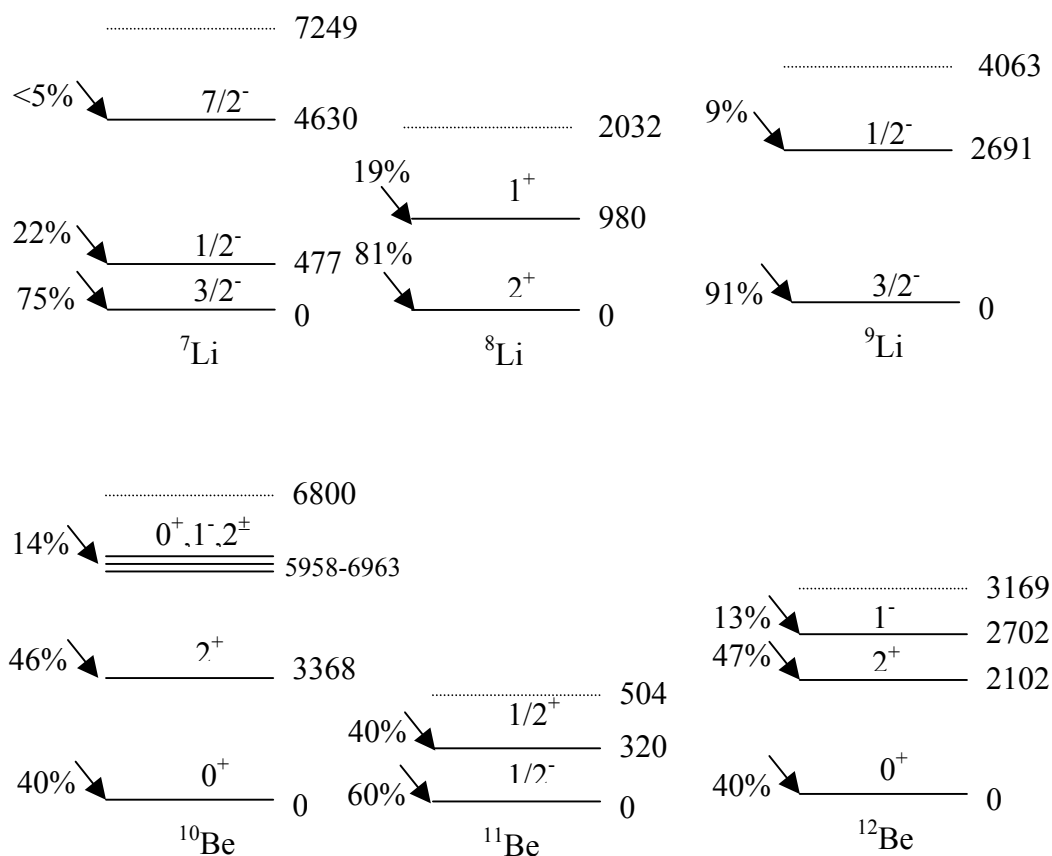


Figure 2.38 : Peuplement des états pour les noyaux sélectionnés dans l'expérience E287B quelque soit le projectile radioactif incident. Le trait pointillé représente le seuil d'émission de particules.

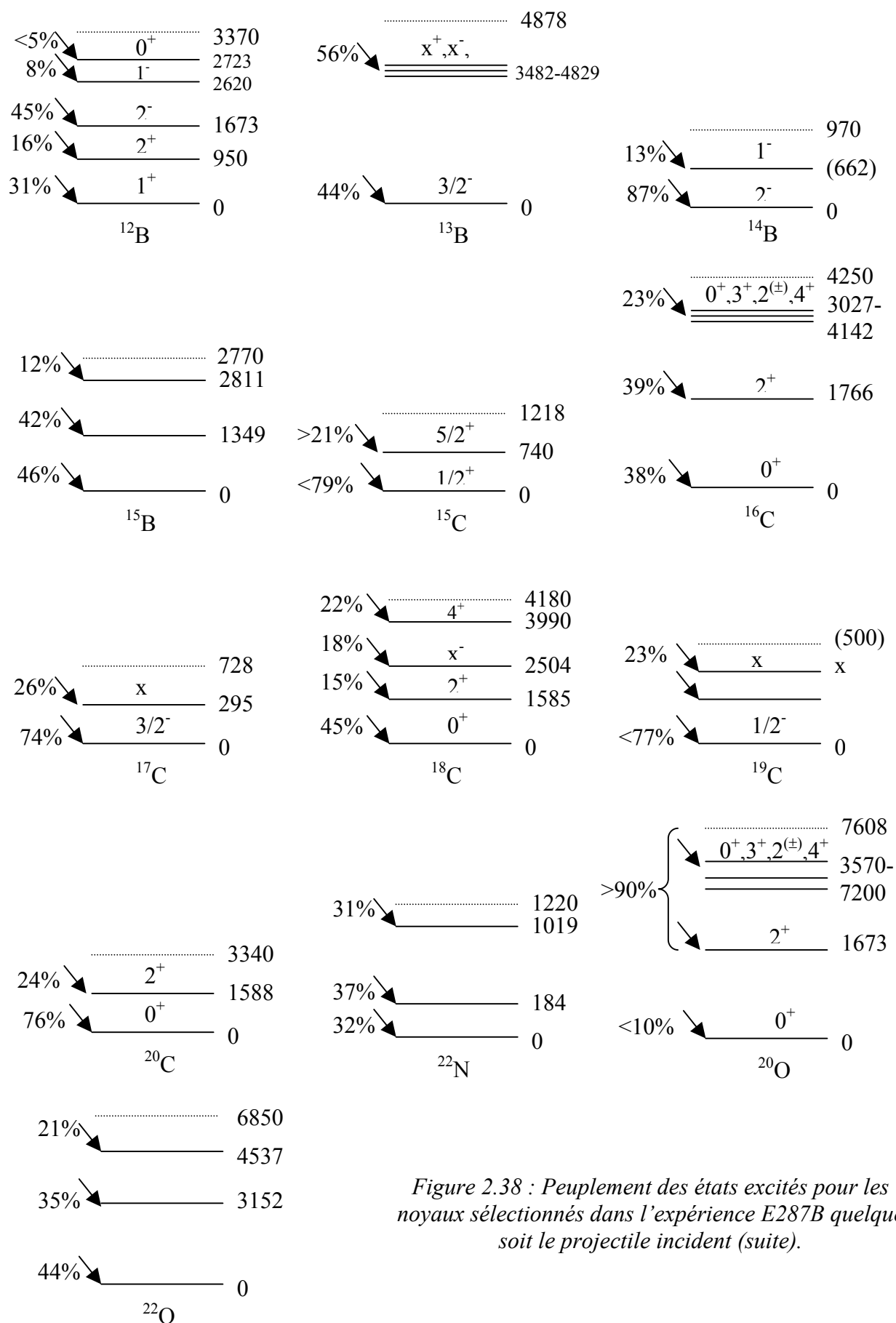


Figure 2.38 : Peuplement des états excités pour les noyaux sélectionnés dans l'expérience E287B quelque soit le projectile incident (suite).

La figure 2.39a montre le peuplement du niveau fondamental pour les noyaux pairs-pairs, pairs-impairs et impairs-impairs :

- Les noyaux impairs-pairs ou impairs-impairs sont plus peuplés dans leur état fondamental que les noyaux pairs-pairs.

La figure 2.39b reporte les peuplements en fonction du numéro atomique Z pour le premier niveau excité et la somme du peuplement des autres niveaux supérieurs en énergie. Ceci a été effectué pour les noyaux ayant au moins 2 états excités mesurés :

- Les états excités, ayant une énergie d'excitation faible, sont peuplés avec une plus grande probabilité que ceux ayant une énergie d'excitation plus élevée.
- Les noyaux de Lithium sont plus peuplés dans leur état fondamental (75 à 91%) que les autres noyaux.

Ces tendances globales peuvent être influencées par la nature du projectile et le mécanisme de réaction. Pour mieux déterminer les tendances du peuplement, quelques cas particuliers sont regardés en détail.

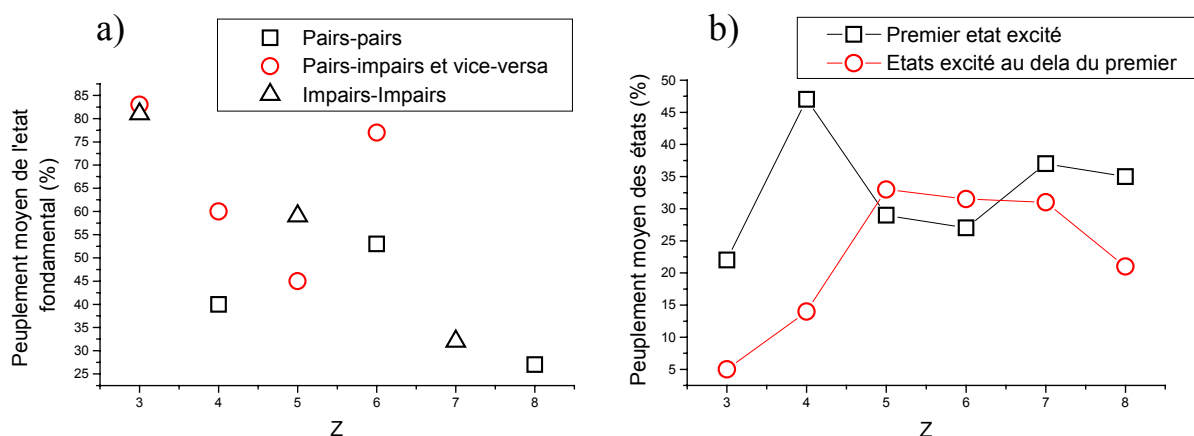


Figure 2.39 : Systématique du peuplement des niveaux en % : a) état fondamental, b) états excités.

2.4.1.2 Peuplement des états excités en fonction du moment du fragment

Le peuplement des états excités en fonction du moment du fragment ne peut être étudié que pour des noyaux produits et sélectionnés par le spectromètre avec suffisamment de statistique, ceci pour pouvoir observer des effets quantitatifs dans les spectres gamma conditionnés par différentes gammes de vitesse. Le noyau ^{22}O répond à ces conditions.

Moment perpendiculaire

L'utilisation du spectromètre SPEG, pour la détection du fragment, permet de mesurer simultanément le moment parallèle et le moment perpendiculaire des fragments. Le moment perpendiculaire est proportionnel en première approximation à l'angle entre la déviation des

fragments et celle de l'axe du faisceau incident. La distribution angulaire a été reconstruite pour l' ^{22}O à partir des paramètres mesurés par les deux chambres à dérive situées au plan focal du spectromètre (figure 2.40). Plusieurs sélections en angle ont été réalisées dans le spectre associé à la mesure de cet angle.

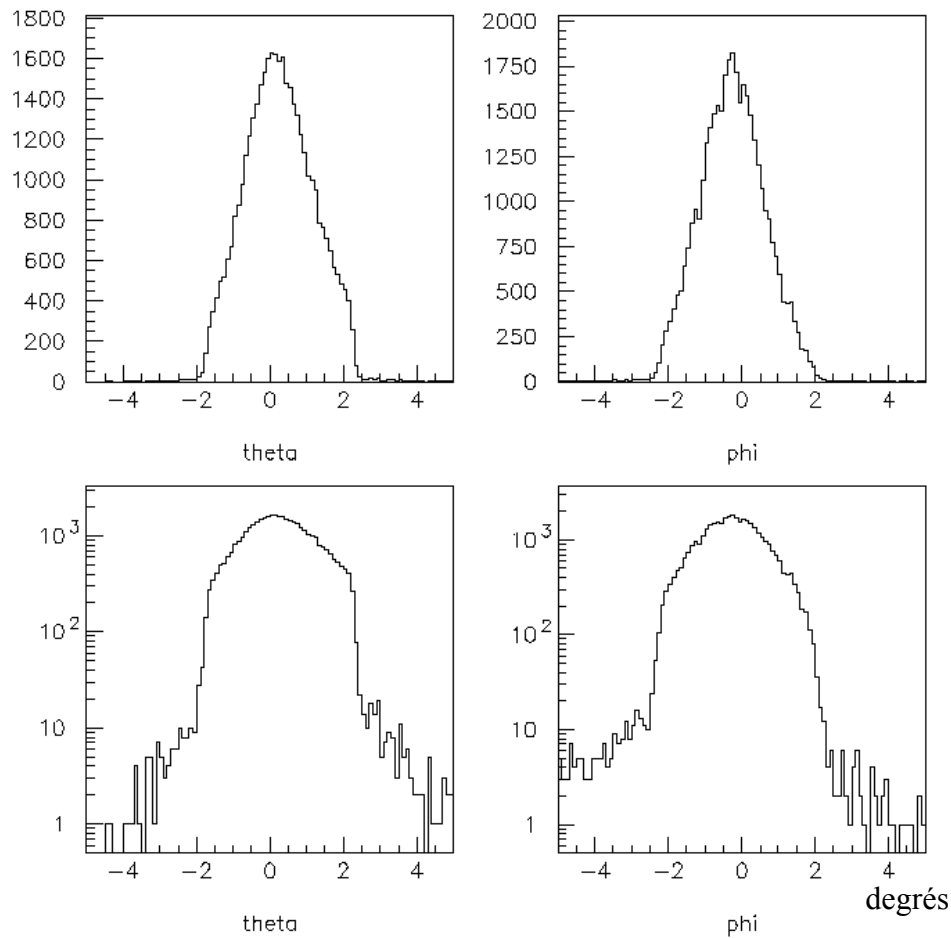


Figure 2.40 : Distribution en angle θ et ϕ des fragments de ^{22}O produits par l'ensemble des faisceaux secondaires : en échelle linéaire (haut), et logarithmique (bas).

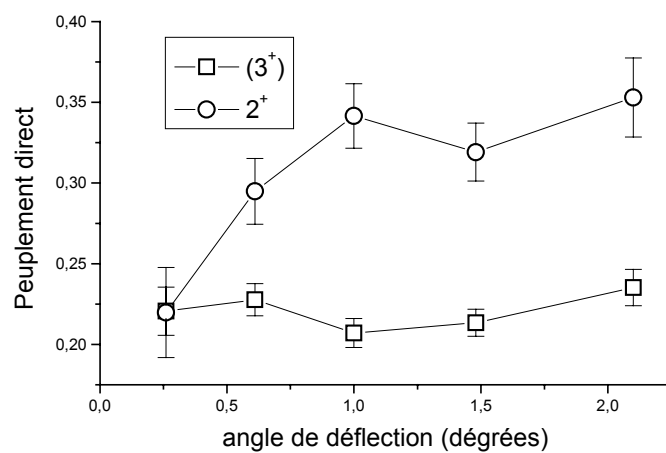


Figure 2.41 : Peuplement des niveaux de ^{22}O en fonction de son angle de déflexion par rapport à l'axe du faisceau incident.

La figure 2.41 montre la différence de peuplement pour les deux niveaux observés du noyau d' ^{22}O . Le peuplement du niveau (3^+) est quasi-constant. Par contre, celui du niveau 2^+ est d'autant plus important que l'angle du fragment est élevé. Ce qui correspond à un paramètre d'impact plus petit et donc à une réaction plus violente. Le résultat ci-dessus correspond à l'ensemble des faisceaux radioactifs interagissant sur la cible de SPEG. La largeur des distributions en moment étant différente selon le type de réaction, le peuplement peut être étudié en fonction des deux réactions principales $^{25}\text{Ne} \rightarrow ^{22}\text{O}$ et $^{27}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{O}$. La comparaison des peuplements est reportée dans la figure 2.42.

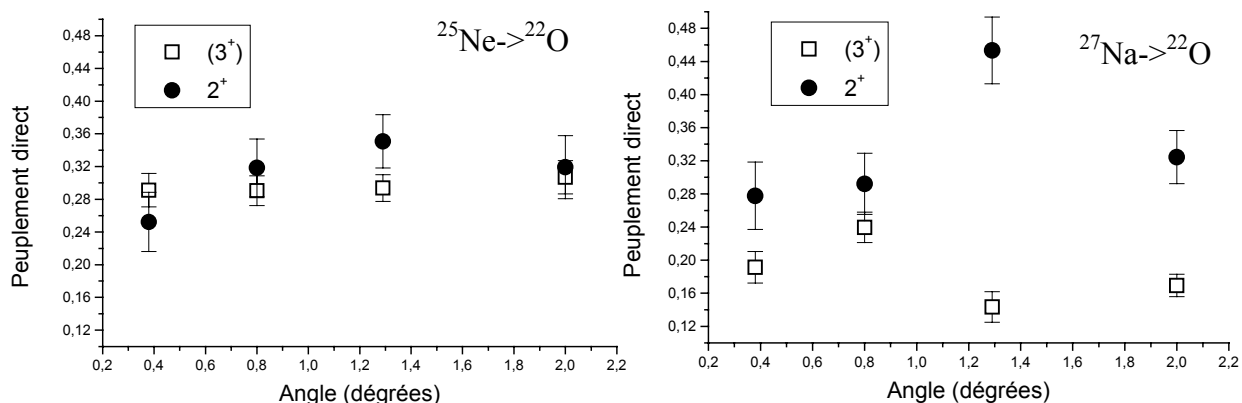


Figure 2.42 : Dépendance du peuplement des états excités en fonction du moment perpendiculaire du fragment: à gauche pour l' ^{22}O provenant de la réaction $^{25}\text{Ne} - 2p1n$, à droite pour la réaction $^{27}\text{Na} - 3p2n$ ou $-\alpha p$.

La réaction $^{27}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{O}$ peuple très différemment les niveaux de spin (3^+) et 2^+ . Cet effet est plus important aux angles élevés. Ce n'est pas le cas pour la réaction $^{25}\text{Ne} \rightarrow ^{22}\text{O}$.

Moment parallèle

Chaque projectile incident différent, ayant conduit à la formation d'un même noyau, possède une distribution en vitesse différente au moment de la collision. Aussi, pour étudier la dépendance du peuplement des états en fonction du moment parallèle du fragment, il est nécessaire de choisir un projectile bien précis. Les projectiles ^{25}Ne et ^{27}Na ont produit assez d' ^{22}O pour permettre d'observer des effets quantitatifs. La figure 2.43 présente les distributions en moment parallèle d' ^{22}O provenant de ces deux projectiles.

Le peuplement des états excités de l' ^{22}O semble:

- Faiblement augmenter avec son moment parallèle (vitesse du fragment) dans le cas de la réaction $^{25}\text{Ne} \rightarrow ^{22}\text{O}$,
- être faiblement inversement proportionnelle à son moment parallèle dans le cas de réaction $^{27}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{O}$.

La dépendance en moment parallèle semble différente selon ces deux réactions. Ces remarques nécessiteraient des études complémentaires.

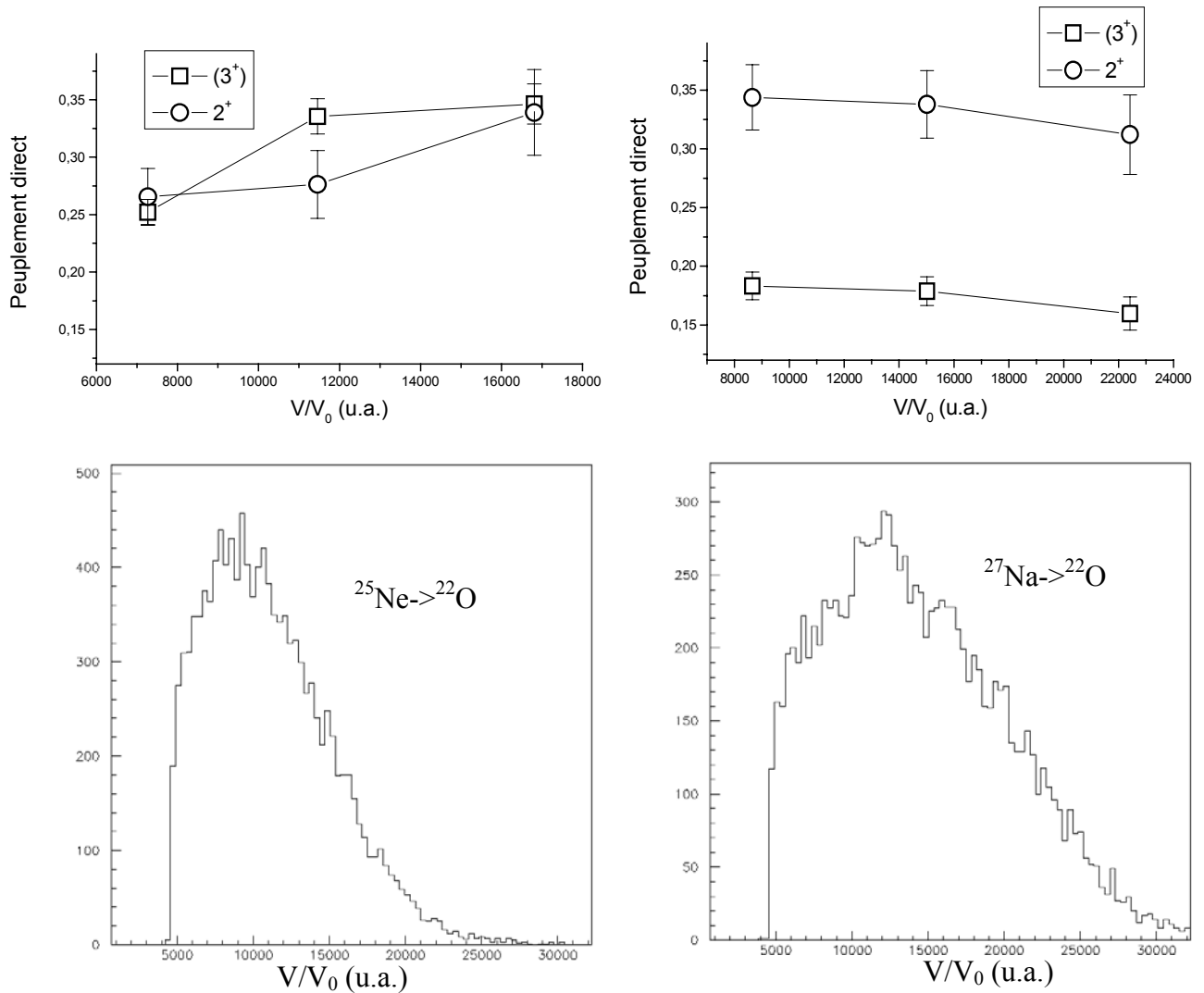


Figure 2.43 : Dépendance du peuplement des états excités en fonction du moment parallèle du fragment : En haut à gauche pour $l^{22}\text{O}$ provenant de la réaction $^{25}\text{Ne} - 2p1n$, en haut à droite de la réaction $^{27}\text{Na} - 3p2n$ ou αp . En bas sont reportées les distributions de vitesses parallèles de $l^{22}\text{O}$ pour les deux réactions mentionnées ci-dessus.

2.4.1.3 Peuplements des états excités de $l^{22}\text{O}$ en fonction de projectile 'géniteur'.

Les projectiles incidents qui ont donné naissance à $l^{22}\text{O}$ sont résumés dans le tableau 2.7. Les intensités de photons détectés, reportées dans le tableau 2.7 permettent de calculer les taux de peuplement des niveaux excités de $l^{22}\text{O}$ pour toutes les réactions qui l'ont produit. Les résultats de la figure 2.44 montre que la réaction d'enlèvement d'un seul proton :

- n'est pas favorable au peuplement des états excités : la plupart des noyaux produits le sont dans leur état fondamental (76%).
- peuple très peu l'état (3^+) , de 3 à 5 fois moins par rapport aux autres réactions pour lesquelles plus d'un proton est enlevé au projectile.

Cet effet ne peut pas être attribué à une coupure en moment. En effet, on a vu dans le paragraphe précédent que le peuplement variait au maximum de 30 % en fonction du moment parallèle.

Projectiles incidents générateurs de $l^{22}\text{O}$	Nombre de noyaux ^{22}O détectés	Nombre des photons de 1.4 MeV détectés	Nombre des photons de 3.2 MeV détectés
^{23}F	1187	15	51
^{25}Ne	12354	1048	1414
^{26}Ne	1684	120	180
^{27}Na	11810	499	1230
^{28}Na	1758	126	180

Tableau 2.7 : Projectiles incidents générateurs de $l^{22}\text{O}$ et nombre de photons observés en coïncidence, de l'énergie 1.4 MeV et 3.2 MeV.

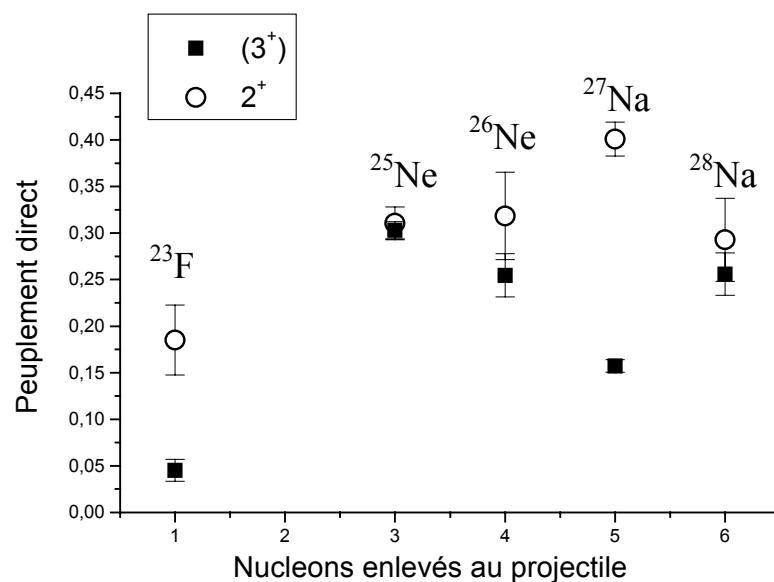


Figure 2.44 : Taux de peuplement direct des niveaux excités de $l^{22}\text{O}$ en fonction du nombre de nucléons enlevés au projectile.

Les intensités de photons détectés, reportées dans le tableau [2.7], permettent de calculer les taux de peuplement des niveaux excités de $l^{22}\text{O}$ pour toutes les réactions qui l'ont produit. Une différence de peuplement des états excités dans la réaction $^{27}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{O}$ est observée par rapport à ceux dans les réactions induites par les faisceaux incidents $^{25,26}\text{Ne}$, ^{28}Na :

- le niveau (3^+) est plus faiblement peuplé, et le niveau 2^+ plus fortement peuplé par la $^{27}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{O}$.

Cet effet est certainement à relier plus au type de réaction (3p2n) qu'à la coupure en moment. En effet, la distribution en moment sélectionnée dans le spectromètre est presque identique à celle de $l^{22}\text{O}$ provenant de la réaction $^{25}\text{Ne} \rightarrow ^{22}\text{O}$, or cette dernière réaction ne montre pas de grosses différences quant aux peuplements des niveaux excités.

La figure 2.45 présente les spectres des photons associés à l' ^{22}O ainsi que les distributions en moment parallèle pour les cinq types de faisceaux incidents.

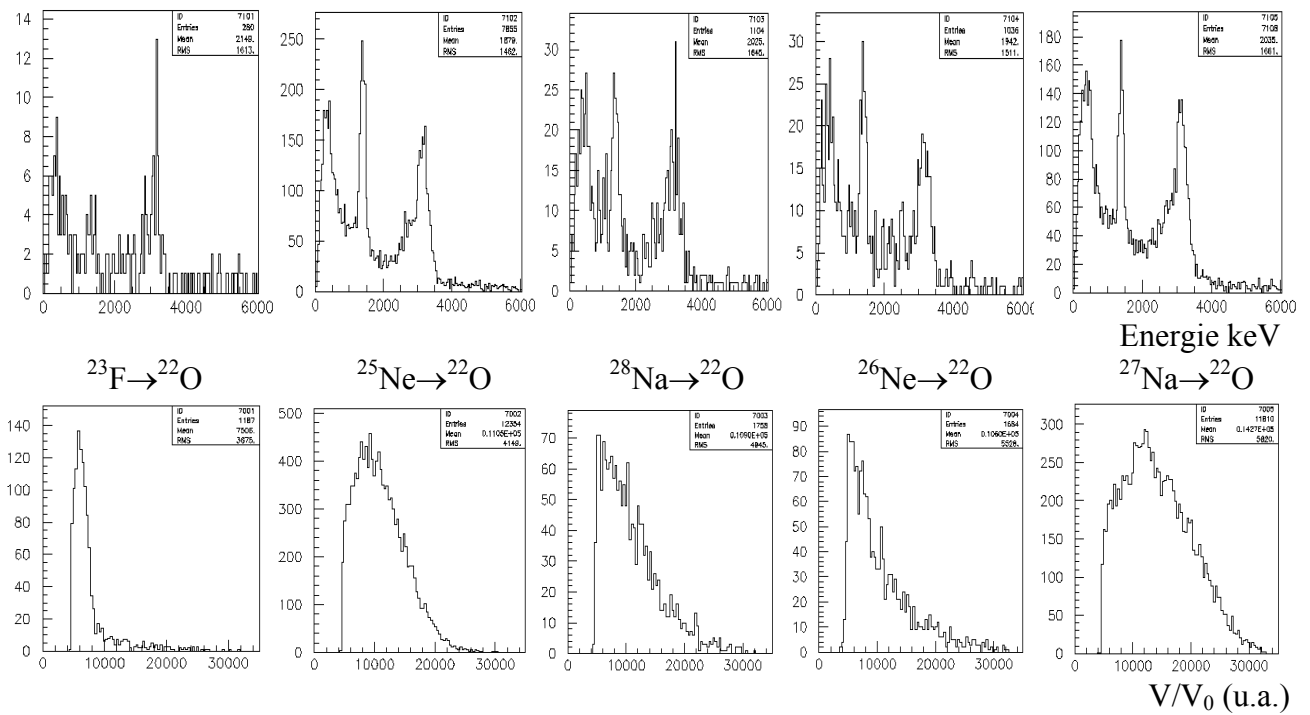


Figure 2.45 : En haut, spectres des photons de l' ^{22}O obtenus à partir de plusieurs voies de réaction. En bas, spectres représentant la vitesse des fragments correspondants à ces voies de réaction.

2.4.2 Spectres photons pour les noyaux produits, construction des schémas de niveaux, proposition des spins et parités

Dans l'expérience E287B, environ 40 noyaux différents ont été produits par fragmentation. La figure 2.46 montre ces noyaux.

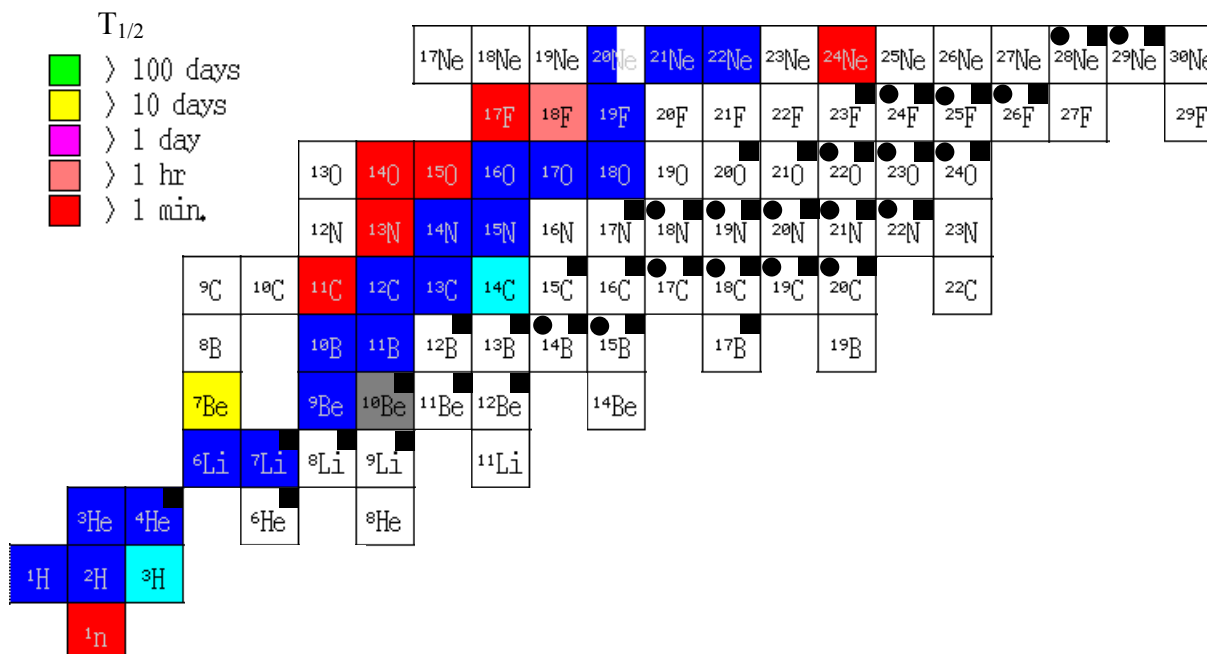


Figure 2.46 : Carte des noyaux pour $Z < 11$. Les carrés noirs indiquent les noyaux étudiés dans l'expérience E287B. Les cercles noirs correspondent à des noyaux pour lesquels des informations nouvelles ont été apportées.

Dans la suite de ce chapitre, nous présenterons les noyaux pour lesquels des informations nouvelles ont été obtenues.

Les noyaux de Bore ^{14}B , ^{15}B

^{14}B

La structure des niveaux excités de ce noyau a été étudiée, au préalable, par décroissance β du ^{14}Be et par des réactions de transfert. Dans cette zone de la carte des noyaux la voie de désintégration β prédominante est la voie β_n . Aucun niveau excité lié n'a été vu dans le ^{14}B par la voie de désintégration β [Bel95], [Bel97].

La seule expérience ayant mis en évidence un niveau excité lié par rapport à l'émission de particule, est la réaction de transfert $^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{14}\text{B}$. L'énergie du niveau 1^- observé est de 740(40) keV [Bal73]. Le spectre γ obtenu dans l'expérience E287B, associé aux états excités du ^{14}B est présenté dans la figure 2.47.

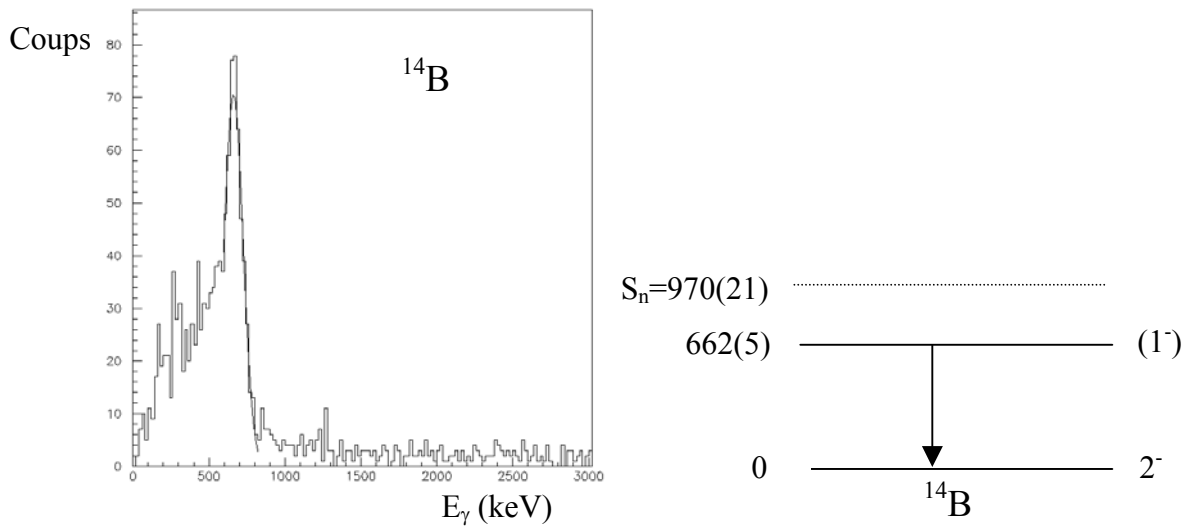


Figure 2.47 : Spectre photons détectés par les BaF_2 en coïncidence avec le fragment ^{14}B .
Schéma de niveaux proposé pour le ^{14}B .

L'énergie (662 ± 5 keV) du premier niveau excité que nous avons mesuré, ne s'accordent qu'à seulement 2σ près avec la valeur mesurée (740 ± 40 keV) par la réaction de transfert. On peut penser que ces deux mesures ont peuplés deux niveaux différents, ou que l'expérience de transfert a une erreur systématique d'une centaine de keV. Dans ce dernier cas la mesure de masse obtenue dans la référence [Bal73] doit être réévaluée en tenant compte de cette différence.

Le ^{15}B

La seule recherche d'états excités dans ce noyau a été rapportée récemment par R.Kalpakchieva [Kal00] en utilisant la réaction de transfert multi-nucléon $^{13}C(^{14}C, ^{12}N)^{15}B$. Aucun niveau excité, lié par rapport à l'émission de particule, n'a été observé. Le spectre obtenu pour ^{15}B , dans l'expérience E287B, est présenté dans le figure 2.48. Nous observons deux photons en coïncidence d'énergies voisines.

Le seuil d'émission d'un neutron pour le noyau de ^{15}B est situé à 2768 (30) keV [Hot83]. L'énergie du deuxième niveau excité que nous avons observé est légèrement au-dessus de ce seuil. Cependant, ces deux valeurs, en tenant compte des barres d'erreurs se recouvrent.

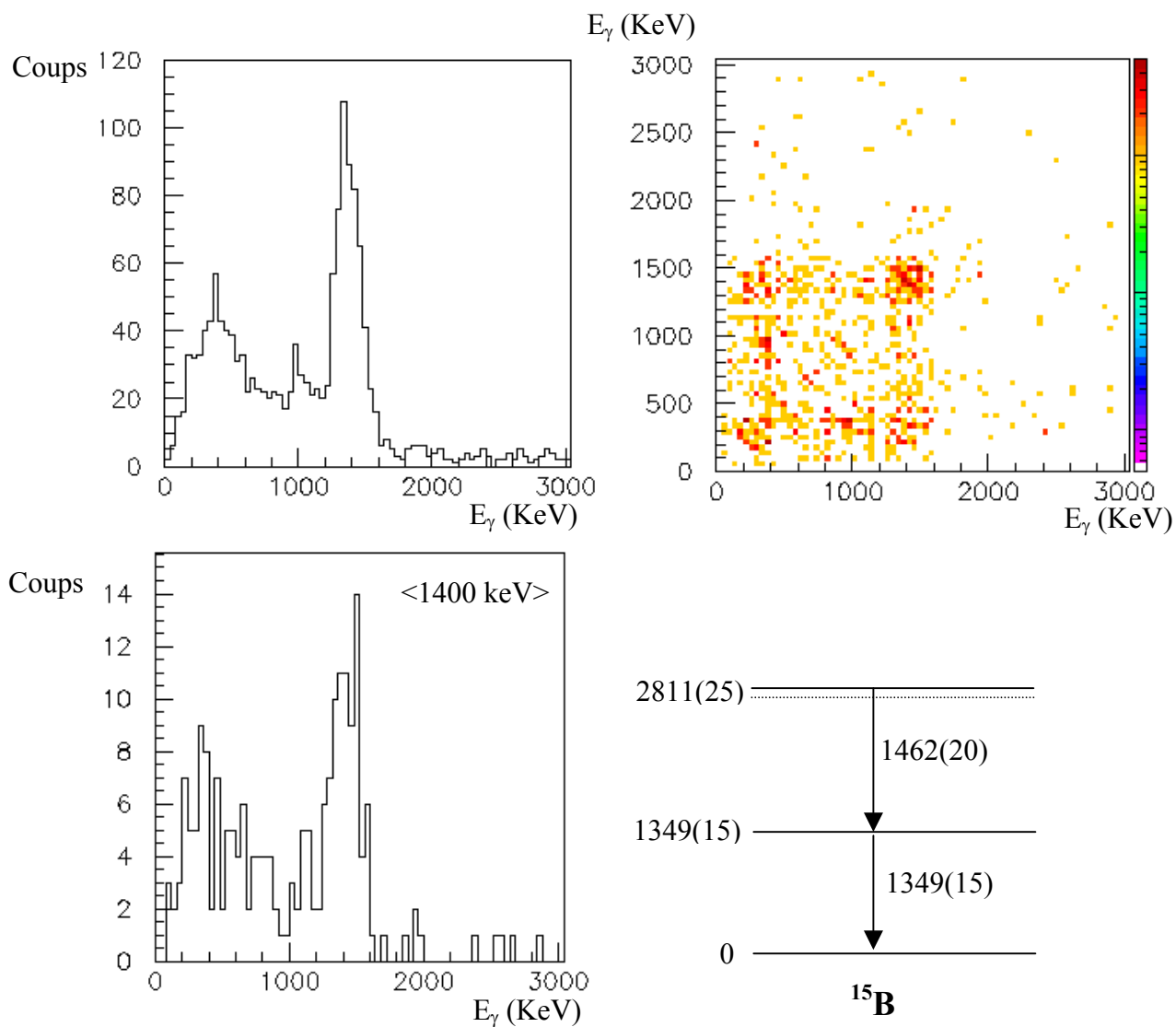


Figure 2.48 : ^{15}B : En haut à gauche, spectre des photons détectés par les BaF_2 en coïncidence avec le fragment ; en haut à droite, matrice des coïncidences $\gamma\text{-}\gamma$; en bas à gauche, projection de ce spectre en mettant une condition sur le pic observé autour de 1400 keV ; en bas à droite, schéma de niveaux déduit.

Les noyaux de Carbone $^{17-20}\text{C}$

Les isotopes de carbone ayant entre 9 et 14 neutrons, ont pu être étudiés. L'isotope de carbone, ayant un neutron de plus, le ^{21}C , n'est pas lié par rapport à l'émission d'un neutron. Le dernier isotope connu, dans la série des carbones riches en neutrons, est le ^{22}C , noyau pour lequel uniquement le temps de vie est mesuré.

Le ^{17}C

Des informations sur les niveaux excités liés du ^{17}C ont été obtenues par la réaction $^{48}\text{Ca}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{C})^{49}\text{Ti}$ [No177], [Fif82]. Ces deux publications ont montré un état excité situé à 295 (10) keV. Le spectre, obtenu dans l'expérience E287B, est montré dans la figure 2.49.

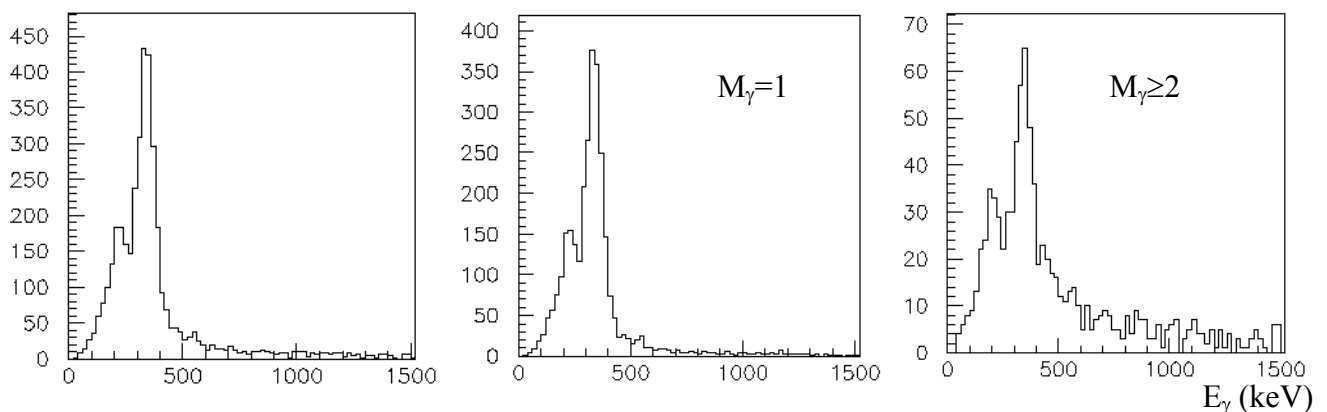


Figure 2.49 : Spectre des photons détectés par les BaF_2 en coïncidence avec le fragment de ^{17}C : à gauche sans condition sur la multiplicité, au milieu pour la multiplicité $M_\gamma=1$, à droite pour $M_\gamma \geq 2$.

Une raie γ , située à une énergie d'environ 338 keV, est présente dans la figure 2.49. Pour déterminer l'énergie exacte de cette raie, une comparaison de ce spectre avec celui obtenu pour le ^{11}Be est réalisée. Ce dernier noyau possède un photon d'énergie très proche de celui observé en coïncidence avec le ^{17}C (figure 2.50). L'énergie du photon du ^{11}Be est connue avec une bonne précision : 320.04 (10) keV [Ajz85]. La valeur obtenue, dans notre expérience, pour le pic appartenant au ^{11}Be est de 329.5 ± 1.8 keV, l'erreur indiquée étant uniquement l'erreur statistique. La différence observée entre la valeur que nous avons mesurée et celle rapportée dans la référence [Ajz85] provient de notre mesure : les différents détecteurs ont des seuils en énergies relativement élevés, coupant la partie basse énergie de ce pic. Il en résulte que sa valeur moyenne est observée à une énergie légèrement supérieure. La différence entre les raies observées pour le ^{11}Be et le ^{17}C , ainsi que le décalage d'environ 9 keV observé pour la raie de 320 KeV du ^{11}Be sont relativement faibles par rapport à la résolution des détecteurs (environ 60 keV). Il est donc raisonnable de supposer un même décalage, de 9 keV, pour la raie 338 keV du ^{17}C . Ce décalage a été soustrait à la valeur trouvée pour le pic appartenant au ^{17}C . L'incertitude sur l'énergie a été déduite en appliquant arbitrairement un facteur 3 à l'erreur due à la statistique. Une valeur, de 329 (5) keV est obtenue pour la transition observée dans le ^{17}C en tenant compte de toutes ces considérations.

Un deuxième pic, plus faible en intensité est situé à gauche de celui à 329 keV, est observé dans la figure 2.49. Bien que le bruit de fond observé dans les spectres photons obtenus dans

ce type d'expérience ne soit pas parfaitement maîtrisé, la comparaison (figure 2.50) des spectres associés au ^{17}C et au ^{11}Be permet de prouver que le pic autour de 200keV appartient au ^{17}C . La raie d'énergie à environ 207 keV n'est pas présente dans le spectre associé au ^{11}Be . On conclut que le ^{17}C a bien une transition dont l'énergie a été estimée à 207(15). Elle n'est pas observée en coïncidence avec la raie 329 keV, de plus elle est toujours assez intense par rapport à la raie 329 keV dans le spectre de multiplicité $M\gamma=1$. On en conclut que ces deux raies ne sont pas en coïncidence. Le schéma de niveaux résultant dans le cas du ^{17}C est présenté dans la figure 2.50. Les spins indiqués seront discutés dans le chapitre 2.5.

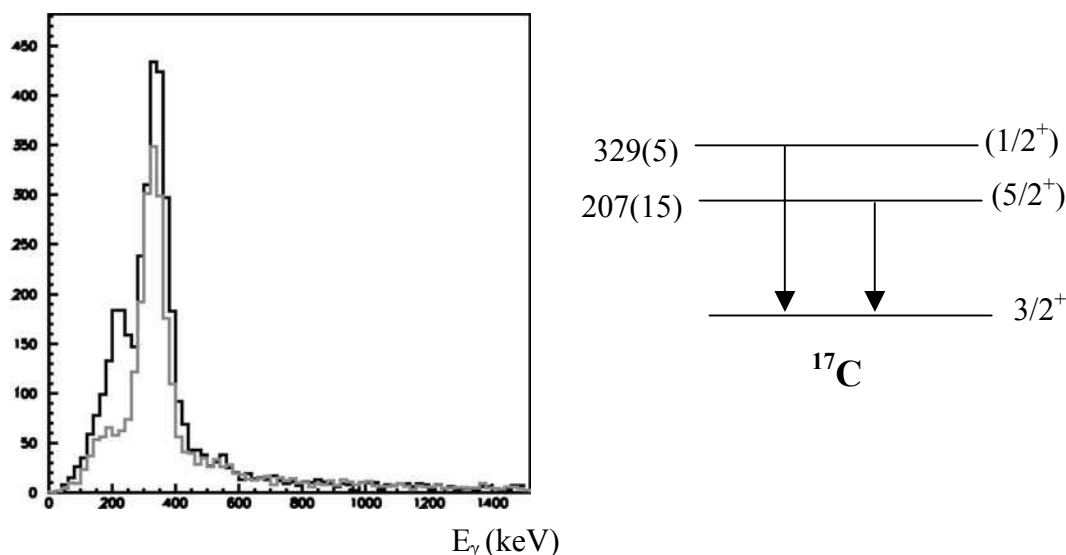


Figure 2.50 :A gauche, spectre des photons : pour le ^{17}C (trait foncé) et pour le ^{11}Be (trait clair) après la normalisation sur le fond au delà de 400 keV. A droite, schéma de niveaux obtenu pour le ^{17}C , les spins indiqués seront discutés dans le chapitre 'résultats'.

Le ^{18}C

L'existence d'un premier niveau excité à une énergie de 1620(20) keV a été proposée par le travail de L.K.Fifield et al.[Fif82]. Récemment dans l'expérience E287 [Lop00], [Bel00], une seconde transition a été mise en évidence à l'énergie de 2400 keV. La figure 2.51 présente le spectre gamma observé dans notre l'expérience dans le cas du ^{18}C . Trois raies sont observées aux énergies de 919 (10), 1585 (10), et 2415 (30) keV.

Le spectre de coïncidence γ - γ montre que les deux raies de 919(10) keV et 2415(30) keV sont en coïncidence avec la raie du 1585(10) keV et qu'elles ne sont pas en coïncidence entre elles. Le schéma de niveaux résultant pour le ^{18}C est présenté dans la partie droite de la figure 2.51

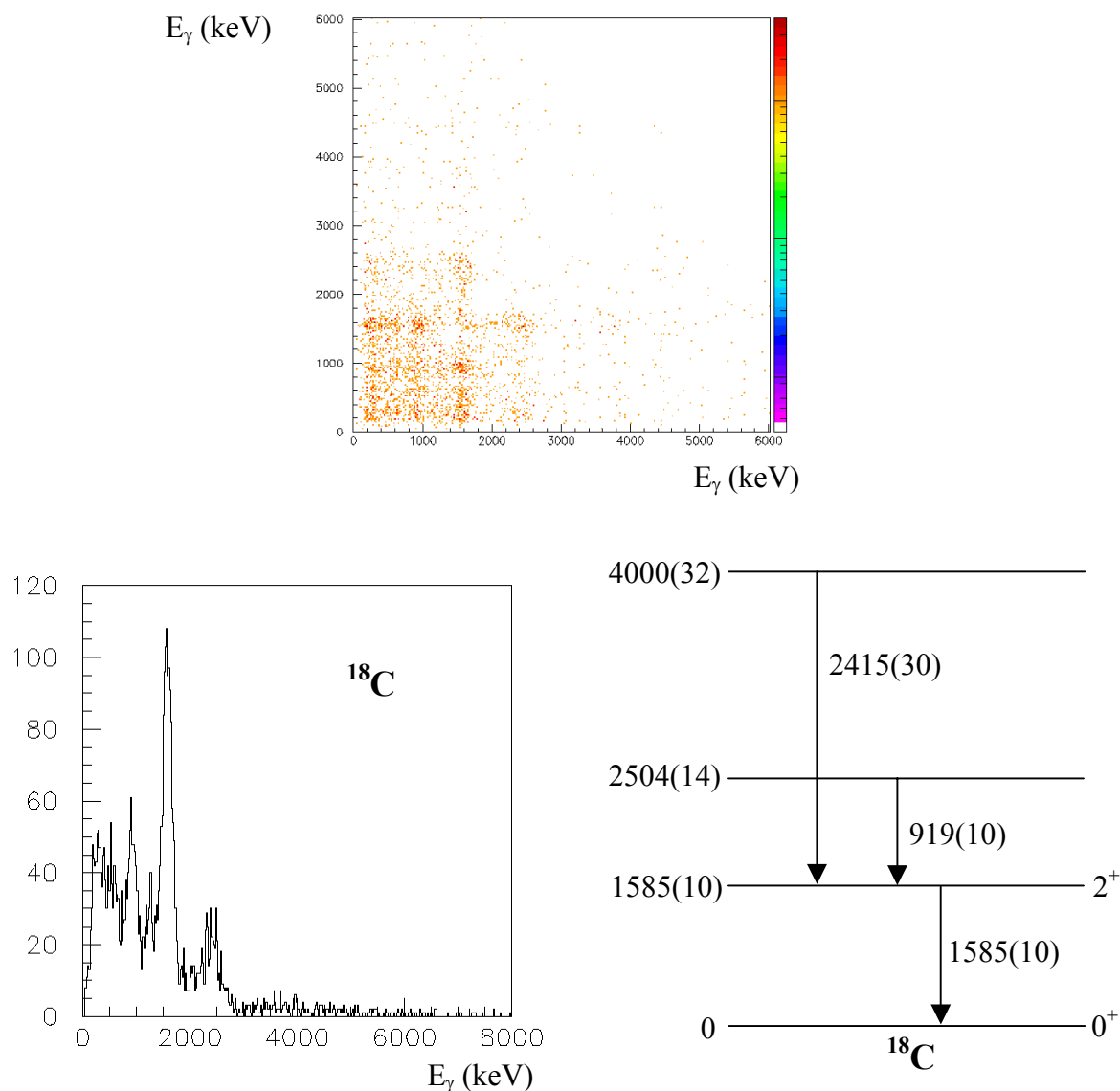


Figure 2.51 : En haut, le spectre représentant les coïncidences γ - γ , en bas à gauche, spectre de photons détectés par les BaF_2 en coïncidence avec le fragment de ^{18}C ; à droite, schéma de niveaux proposé pour le ^{18}C .

Le ^{19}C

Avant ce travail, aucune information expérimentale concernant les états excités du ^{19}C n'a été publiée. Ce noyau est très peu produit dans l'expérience E287B. Le nombre total de noyaux accumulés au cours d'une semaine a été seulement de 272. Le spectre associé au ^{19}C est représenté dans la figure 2.52. Un pic γ est observé à l'énergie de 201(15) keV. Les mêmes considérations que pour la raie de 329 keV appartenant au ^{17}C ont été prises en compte pour estimer son énergie et son incertitude.

A. Brown [Bro02] propose deux schémas de niveaux possibles selon l'interaction utilisée : WBP ou WBT. Les détails de ces résultats seront présentés dans le chapitre suivant. Ces deux schémas sont représentés dans la figure 2.52, la transition γ mesurée dans ce travail y est indiquée.

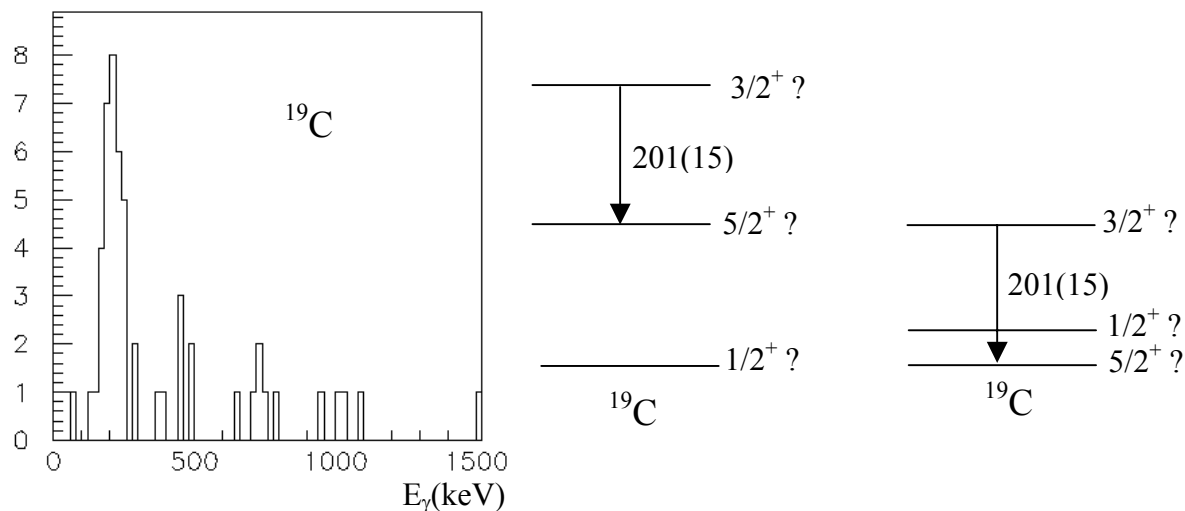


Figure 2.52 : A gauche, spectre de photons détectés par les BaF_2 en coïncidence avec le fragment de ^{19}C . A droite, schémas de niveaux proposés pour le ^{19}C (voir texte).

Le ^{20}C

Le noyau ^{20}C est le noyau exotique d'isospin le plus élevé pour lequel des informations spectroscopiques ont été obtenues dans cette expérience. La figure 2.54 montre le spectre obtenu en coïncidence avec le noyau de ^{20}C . Une transition γ d'énergie 1588 (20) keV y est observée. La systématique des premiers niveaux excités pour les noyaux pairs-pairs de cette région ainsi que tous les calculs théoriques laissent supposer que le premier état excité du ^{20}C est un niveau 2^+ . Le schéma de niveaux du ^{20}C est reporté dans la figure 2.53. L'accumulation des coups aux alentours de 250 keV, dans le spectre de la figure 2.53, n'indique pas clairement un pic par rapport au bruit de fond attendu pour cette région d'énergie du spectre.

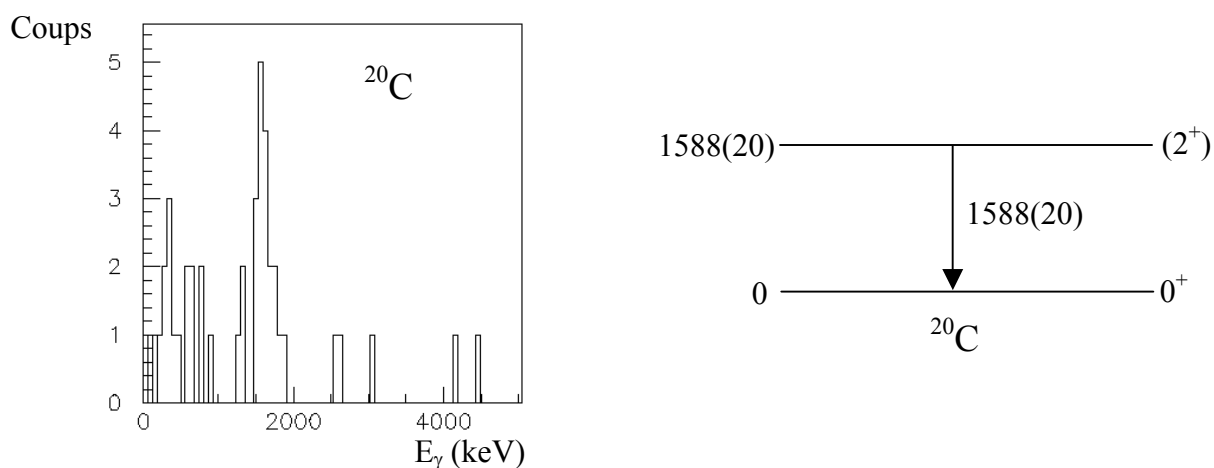


Figure 2.53 : Spectre de photons détectés par les BaF_2 en coïncidence avec le fragment de ^{20}C . Schéma de niveaux proposé pour ^{20}C .

Les noyaux d'Azote $^{18-22}\text{N}$

Notre connaissance des isotopes d'azote s'étend jusqu'à l' ^{23}N , noyau pour lequel seulement l'existence et la durée de vie sont connues. Le dernier isotope, pour lequel des informations sur ses états excités ont été mesurées, est le ^{19}N . Il a été étudié, en utilisant la réaction de transfert $^{18}\text{O}(^{18}\text{O}, ^{19}\text{N})^{17}\text{F}$, par F.Naulin et al. [Nau82] et par W.N.Catford et al. [Cat89]. Dans l'expérience E287B, de nouveaux résultats concernant les états excités ont été obtenus pour les noyaux allant de ^{18}N à ^{22}N .

$L, ^{18}\text{N}$

Le noyau de ^{18}N a été étudié par la désintégration β du ^{18}C par M.S. Pravikoff et al [Pra91] et par la réaction de transfert $^{18}\text{O}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{18}\text{N}$ par G.D. Putt et al.[Put83]. Ces mesures ont permis l'identification de plusieurs niveaux appartenant à l' ^{18}N . Pour certains, la décroissance par émission de photon a été observée. Le spectre obtenu dans l'expérience E287B est présenté dans la figure 2.54. Celui en haut de la figure correspond aux photons uniquement en coïncidence avec l' ^{18}N . Ce noyau est impair-impair. Le spectre comporte donc de nombreuses transitions γ , rendant complexe la détermination du schéma des niveaux. Des spectres photons en coïncidence avec les raies les plus intenses sont reportés en bas de la figure 2.54 : à gauche en coïncidence avec la raie d'énergie 116(3) keV, au centre avec celle d'énergie 485(15) keV, à droite celle d'énergie 628(10) keV. Dans le spectre à gauche, la raie d'énergie 116(3) keV est en coïncidence avec les raies aux énergies de 485(15), 628(10), 1160(30) et 1650(30) keV.

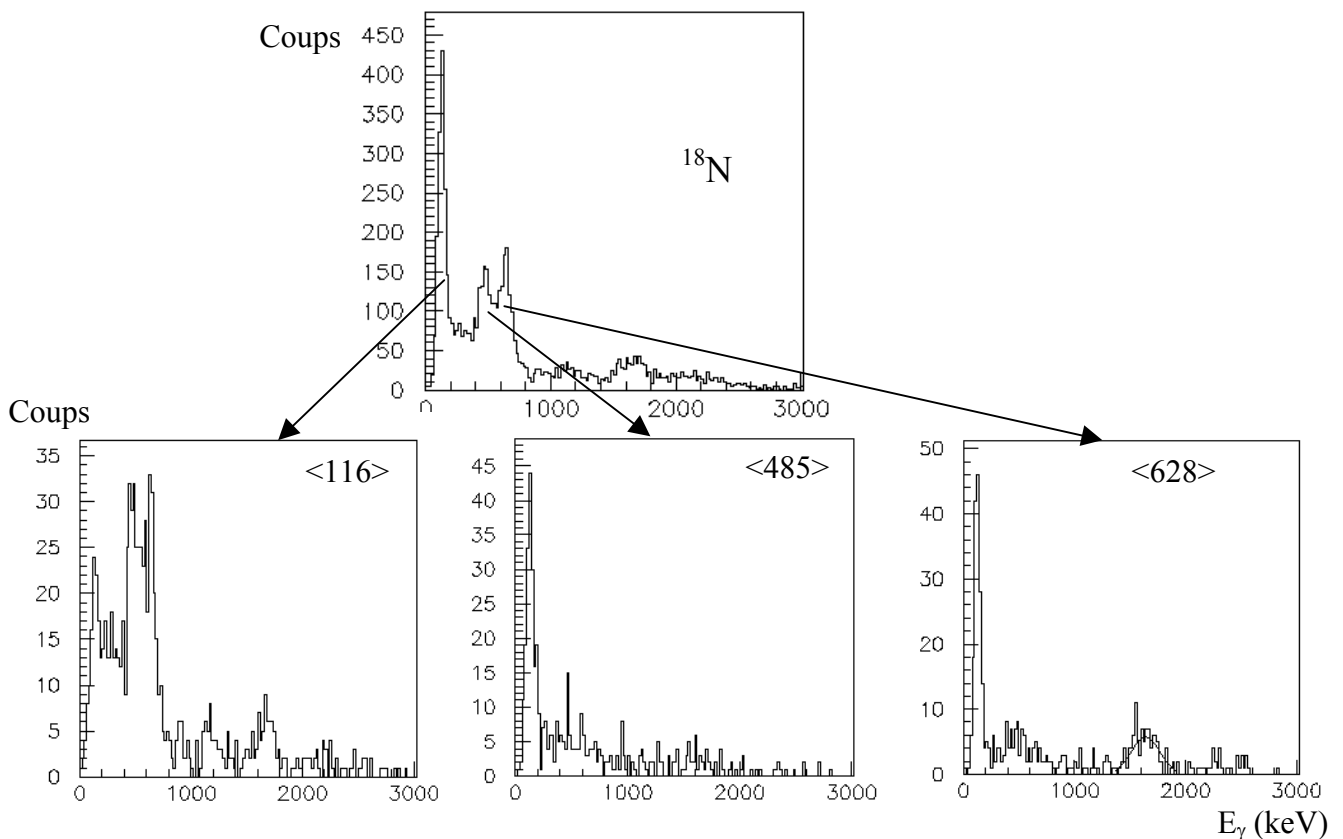


Figure 2.54 : En haut spectre photons appartenant à l' ^{18}N . En bas, les spectres observés en coïncidence avec les photons 116(3) keV (à gauche), 485(15) keV (au milieu), 628(10) keV (à droite).

Dans le spectre au centre, la raie de 485(15) keV est en coïncidence avec la raie de 116(3) keV. Avec la raie de 485(15) keV, un ‘fond’ assez important est observé jusqu’à environ 1800 keV indiquant que plusieurs raies de faible intensité sont probablement en coïncidence. Ce spectre ne montre pas la transition de 1160 keV. Pravikoff et al [Pra91] a observé les raies 115 keV, 473 keV et 1147 en coïncidence. Dans le spectre à droite, la raie de 628(10) keV est en coïncidence avec les raies de 116(3), et 1650(30) keV. En utilisant toutes ces informations, un schéma des niveaux a été construit et est présenté dans la figure 2.55 .

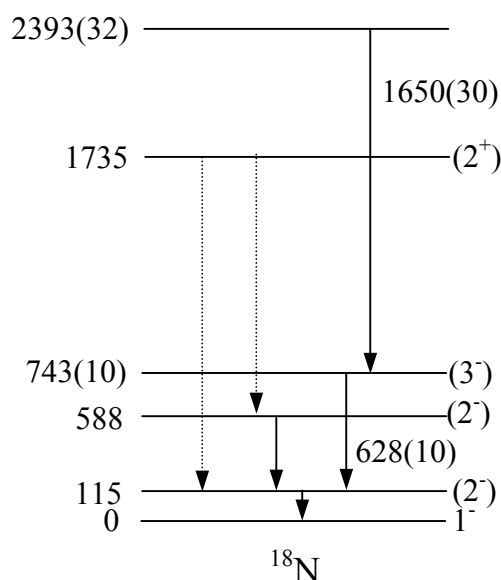


Figure 2.55 : Schéma de niveaux pour le noyau ^{18}N construit à partir des coïncidences $\gamma\gamma$ observées dans l'expérience E287B ainsi qu'à partir des résultats présentés dans les références [Pra91] et [Put83].

La décroissance γ à partir des niveaux à 115, 588 et 1735 keV a déjà été décrite par M.S.Pravikoff et al [Pra91]. La raie observée de 485(15) keV est la même que celle observée dans la référence [Pra91] avec une énergie de 473 keV.

La raie à l'énergie de 115 keV est observée dans notre expérience à 125(1) keV. En appliquant le même décalage de 9 keV que pour la transition de 329 keV du ^{11}Be , son énergie est de 116(1) keV, valeur en très bon accord avec la valeur 114.9(2) keV de la référence [Pra91]. Ceci indique que le décalage observé est relativement constant sur la plage d'énergie allant de 100 à 350 keV.

Les nouvelles raies de 628(10) keV et 1650(30) keV, observées dans notre expérience, peuvent correspondre à la décroissance des niveaux 747(10) keV et 2420 keV qui ont été proposés dans la référence [Put83]. Nous proposons les énergies de 743(10) keV et 2393(32) keV pour ces deux niveaux, les erreurs tiennent compte des erreurs statistiques. Les spins indiqués viennent des références [Pra91] et [Put83].

Le ^{19}N

Les valeurs d'énergie, pour les niveaux excités reportés dans la littérature, pour l' ^{19}N , sont données avec des erreurs comprises entre 20 et 30 keV [Cat89]. Les énergies de ces niveaux sont les suivantes : 1110 (20), 1650 (20), 2540 (30), 3470 (30) et 4180 (20) keV. Le spectre de photons obtenu en coïncidence avec l' ^{19}N dans l'expérience E287B est présenté en haut de

la figure 2.56. On y observe clairement deux raies intenses aux énergies de 545(3) keV et 1147(5) keV, ainsi qu'éventuellement des raies d'intensité plus faible.

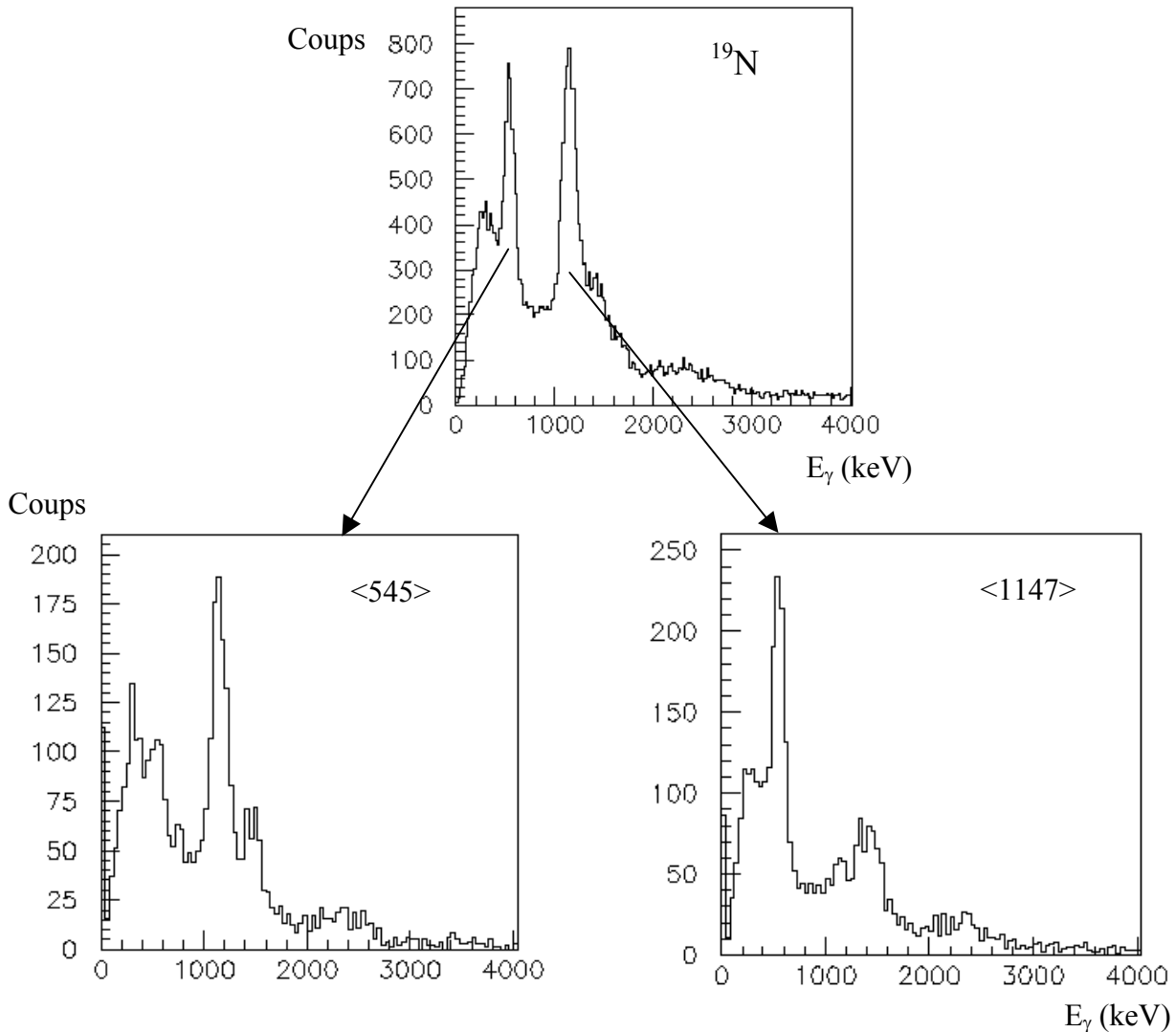


Figure 2.56 : En haut, spectre photons appartenant à ^{19}N . En bas, spectres en coïncidence avec les photons observés : 545(3) keV à gauche et 1147(5) keV à droite.

Le spectre en bas à gauche correspond aux photons en coïncidence avec la raie d'énergie 545 (3) keV. Trois raies d'énergie 1147(5), 1480(20) et 2333(40) keV y sont en coïncidence. Le spectre à droite correspond aux photons en coïncidence avec la raie d'énergie 1147(5) keV. La raie d'énergie 545(3) keV et du 2333(40) ainsi qu'un doublet de raies, composé de la raie d'énergie 1470keV et d'une autre de 1380(30) keV, y sont observées. La figure 2.57 présente le schéma de niveaux, pour le noyau ^{19}N , déduit à partir de ces coïncidences.

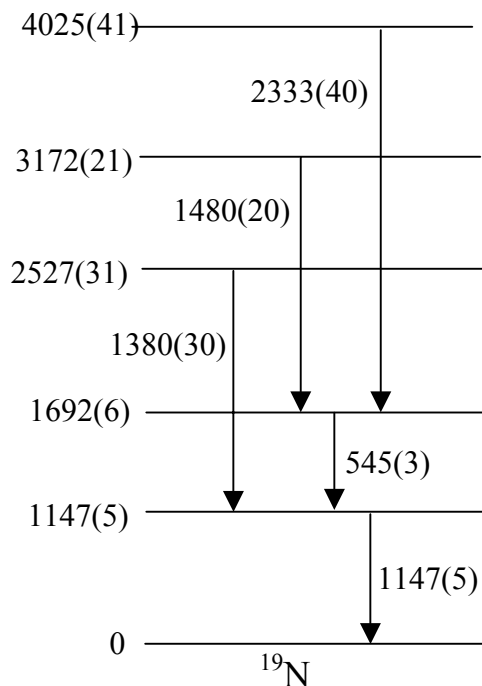


Figure 2.57 : Schéma de niveaux pour $l^{19}\text{N}$. Deux nouveaux niveaux sont proposés à l'énergie de 3172(21) et 4025(41) keV, la précision en énergie des autres niveaux a été améliorée.

$L, ^{20}\text{N}$

Avant ce travail, aucune publication expérimentale ne reportait l'existence de niveaux excités dans $l^{20}\text{N}$. Le spectre photons en coïncidence avec $l^{20}\text{N}$, obtenu dans l'expérience E287B, est reporté dans la partie gauche de la figure 2.58. Plusieurs pics y sont observés. Pour mieux situer les niveaux dans le schéma, les spectres de coïncidence γ - γ sont présentés dans la figure 2.59.

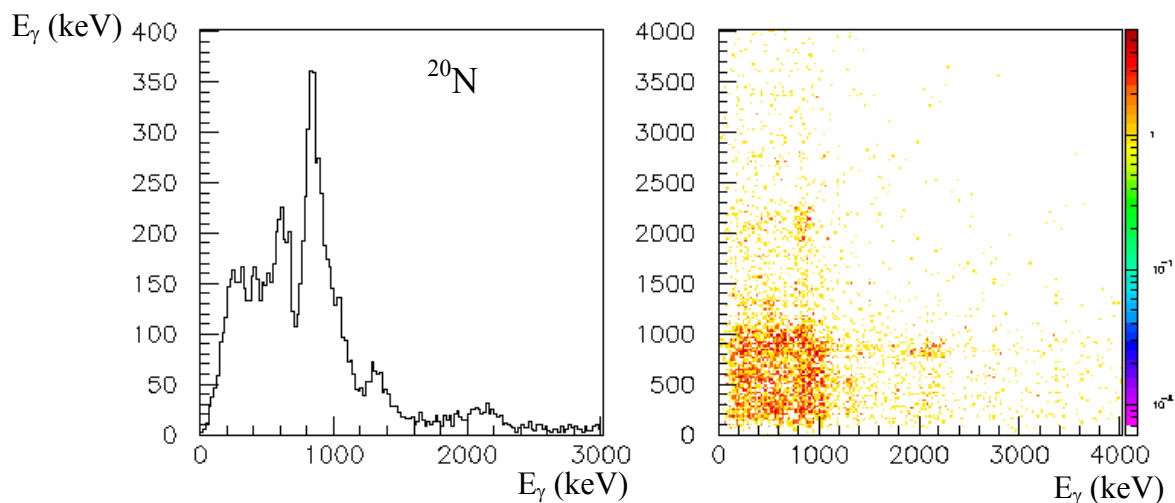


Figure 2.58 : Spectres associés à $l^{20}\text{N}$: à gauche, le spectre 'add-back' ; à droite, le spectre représentant les coïncidences γ - γ .

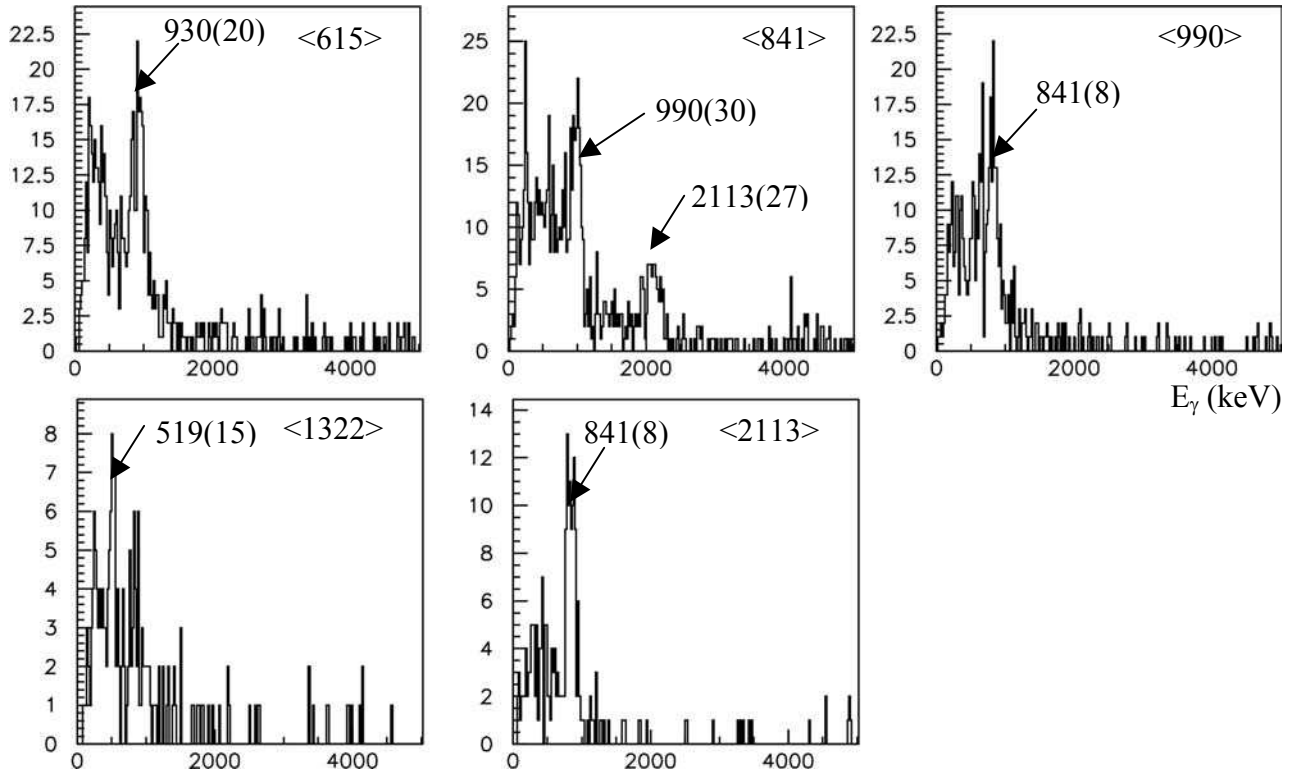


Figure 2.59 : Spectres en coïncidence avec les photons observés de 615, 841, 990, 1322, 841 keV indiqués en haut à droite sur chaque spectre (<>).

Pour la première fois, le schéma de niveaux de l' ^{20}N a pu être établi comme indiqué dans la figure 2.60.

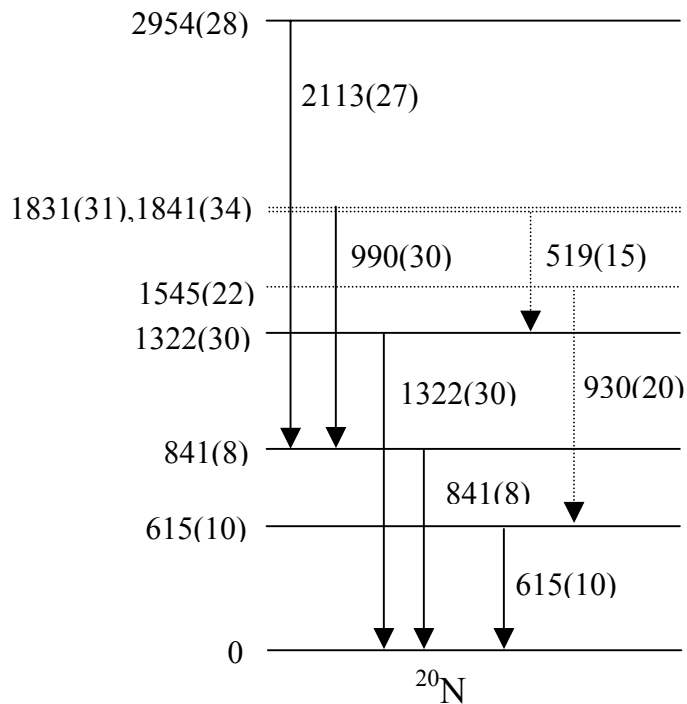


Figure 2.60 : Schéma de niveaux de l' ^{20}N .

Dans la partie droite de la figure 2.58, 2 photons sont clairement en coïncidence, un d'énergie de 841keV et un autre d'énergie 2113 keV. La somme de ces deux énergies donne un niveau situé à 2954(28) keV. Cette valeur est en contradiction avec le seuil d'émission d'un neutron qui est de 2161(52) keV [Aud95]. Ceci ne s'explique pas par une mauvaise identification du noyau ^{20}N , la séparation entre noyaux étant suffisante sur la matrice présentée dans la figure 2.31 pour sélectionner uniquement l' ^{20}N . Ce γ n'appartient pas au noyau quasi-cible car émis pratiquement au repos dans la cible, la correction Doppler prenant en compte la grande vitesse du ^{20}N détruit les pics associés au quasi-cible (voir chapitre 2.2). Il ne s'agit pas non plus d'un artefact électronique (empilements électroniques) puisqu'un tel effet n'est pas observé pour d'autres noyaux enregistrés simultanément et que le taux de production de ^{20}N n'est pas plus élevé que pour les autres noyaux. Les deux niveaux avec des énergies de 1831(31) et 1841(34) keV peuvent constituer un seul niveau, la statistique est insuffisante pour conclure sur ce point.

$L^{21}\text{N}$

Le noyau d' ^{21}N a été étudié expérimentalement par M. Belleguic et al. [Bel00].

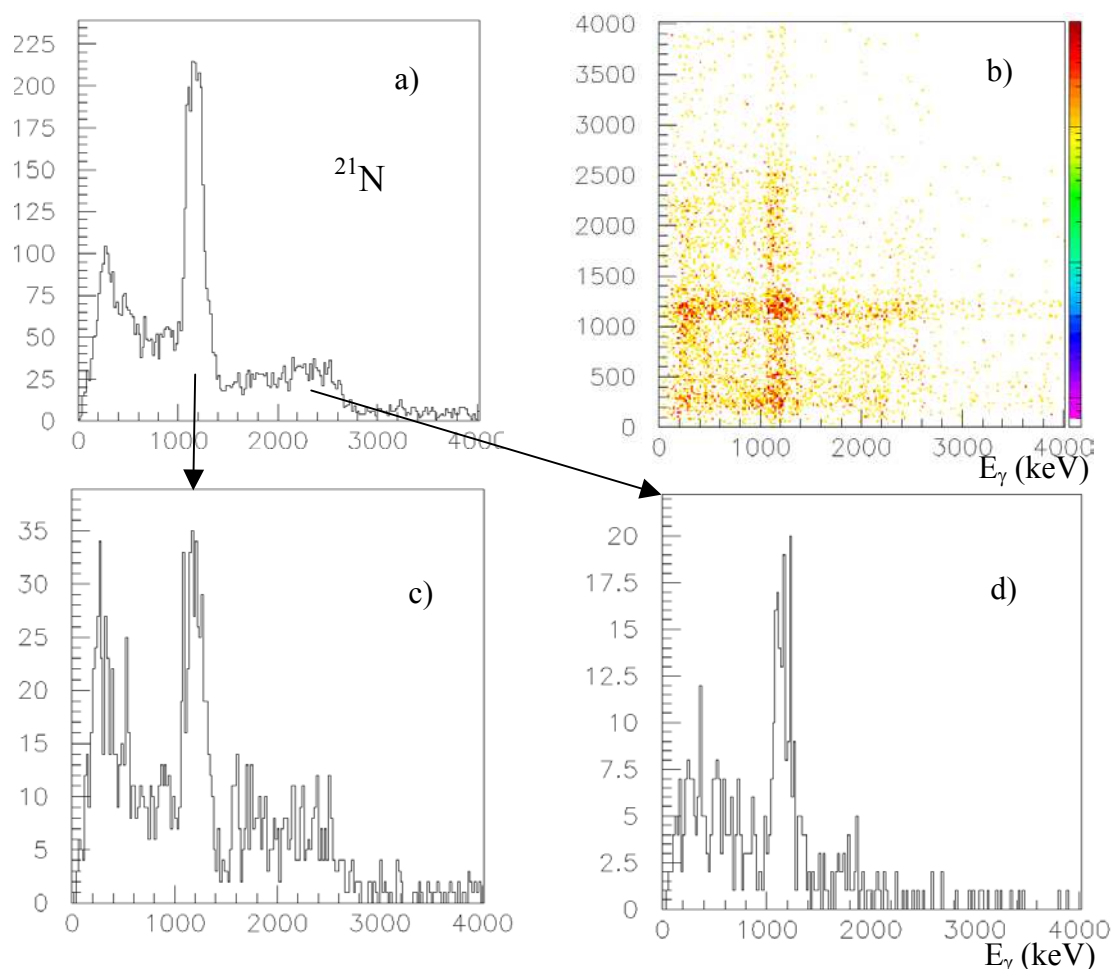


Figure 2.61 : Spectres associés à l' ^{21}N : à gauche en haut, spectre 'add-back' ; à droite en haut, spectre représentant les coïncidences $\gamma\text{-}\gamma$; en bas les spectres observés en coïncidence avec les raies les plus intenses : à droite avec celle d'énergie environ 2400 keV, à gauche avec le doublet d'énergies 1143 et 1255 keV.

Trois photons de 1120, 1200 et 2400 keV y sont proposés mais la faible statistique obtenue n'avait pas permis de construire des spectres en coïncidence, le schéma de niveaux reste incertain. Dans l'expérience E287B, le nombre de noyaux ^{21}N produits permet de construire des spectres photons en coïncidence entre les raies observées. Ces spectres sont présentés dans la figure 2.61. Deux transitions d'énergie de l'ordre de 1200 keV sont observées en coïncidence l'une avec l'autre. L'analyse des spectres 'multiplicité', ainsi que des spectres conditionnés par les autres photons permet de déduire les énergies de 1143(10) et 1255(16) keV pour ces deux raies. Pour déduire ces valeurs, deux projections ont été faites sur les spectres coïncidence γ - γ . Le spectre c) en coïncidence avec une gamme d'énergie photon (1000 à 1380 keV) indique un pic centré sur l'énergie de 1199 keV. Dans ce pic, la contribution des deux raies situées dans cet intervalle doit être identique. Par contre, dans le spectre conditionné avec la raie d'environ 2400 keV, seulement la raie ayant l'énergie la plus basse est observée, le pic correspondant est situé à l'énergie 1143(10) keV. Le schéma de niveaux est présenté dans la figure 2.62. La raie à 1143(10) keV est en coïncidence avec une autre raie à l'énergie d'environ 1780(50) keV. En tenant compte de son intensité, cette dernière transition est située au-dessus de celle d'énergie 1143(10) keV.

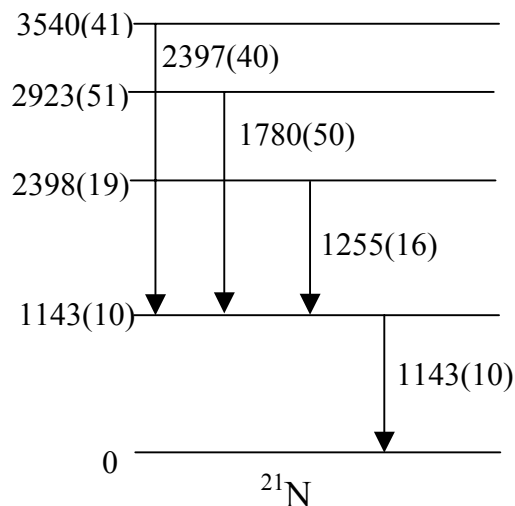


Figure 2.62 : Schéma de niveaux pour le ^{21}N

$L^{22}\text{N}$

Le noyau ^{22}N est le plus exotique des isotopes d'azote étudiés dans l'expérience E287B. Avant ce travail, aucune information sur ses niveaux excités n'existait. Les spectres photons associés à l' ^{22}N sont présentés dans la figure 2.63. Les deux raies à 184(10) et 835(15) keV sont en coïncidence. La raie d'énergie 835(15) keV, après correction d'efficacité, est moins intense que celle d'énergie 184 keV. On peut donc penser qu'elle alimente le niveau 184 keV. Le schéma de niveaux correspondant à l' ^{22}N est présenté dans la figure 2.64.

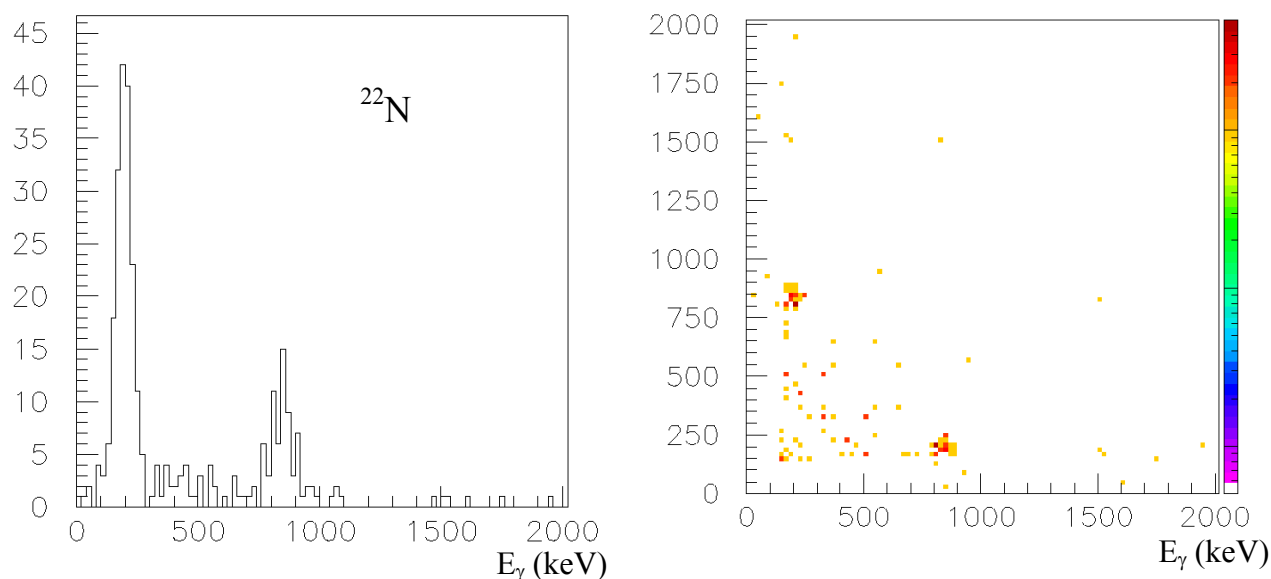


Figure 2.63 : Spectres associés à l' ^{22}N : à gauche spectre 'add-back', à droite spectre représentant les coïncidences γ - γ .

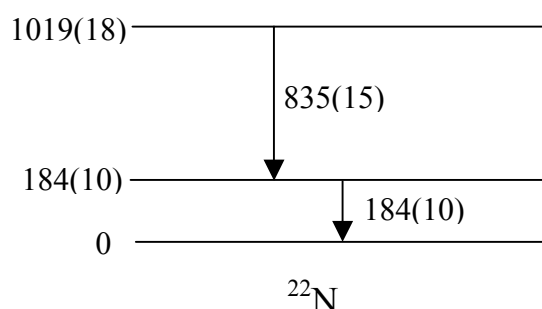


Figure 2.64 : Schéma de niveaux de l' ^{22}N

Les noyaux d'Oxygène $^{22-24}\text{O}$

Dans la chaîne des noyaux d'oxygène riches en neutrons, le dernier noyau lié est l' ^{24}O . Un des buts principaux de l'expérience E287B était son étude. Tous les dispositifs expérimentaux utilisés ont été optimisés pour la production, la transmission et la détection de ce noyau. Simultanément, les isotopes d'oxygène ayant de 12 jusqu'à 15 neutrons ont été étudiés.

$L^{22}\text{O}$

Les niveaux excités de ce noyau ont été étudiés par excitation Coulombienne [Thi00] ainsi que par la spectroscopie γ en-ligne par M. Belleguic et al. [Bel01]. Deux raies ont été assignées à l' ^{22}O , dont les énergies sont d'environ 1380 (10) et 3190 (15) keV dans [Bel01]. L'énergie de cette dernière transition a été mesurée à 3170(20) keV par Thiolf et al. [Thi00]. Dans l'expérience E287B, ces deux raies sont observées en coïncidence. Leurs énergies sont évaluées à 1385(5) et 3152(20) keV. Les spectres associés à ce noyau sont montrés dans la figure 2.37. Son schéma de niveaux est montré dans la figure 2.65.

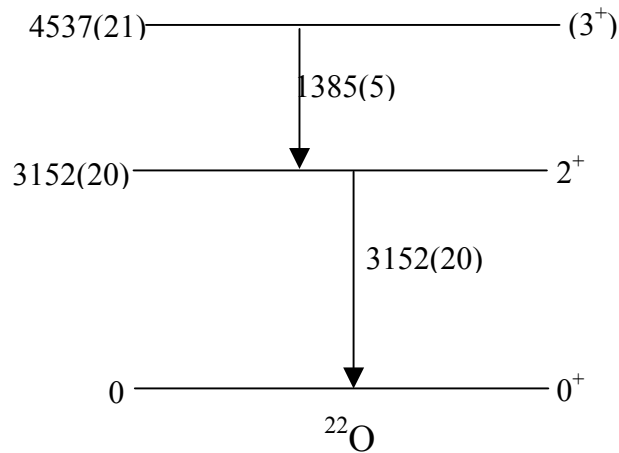


Figure 2.65 : Schéma de niveaux de l' ^{22}O mesuré dans l'expérience E287B

Cette expérience n'a pas mis en évidence de nouveau niveau. Les résultats sur ce noyau, s'ils ne sont pas nouveaux, montrent la précision et la reproductibilité de la détermination des énergies d'une expérience à l'autre.

Le ^{23}O

Avant l'expérience E287B, aucune information sur les niveaux excités de l' ^{23}O n'avait été publiée. Le spin de son état fondamental est supposé être $1/2^+$ [Sau00a]. Ceci a été déterminé à partir des distributions en moment de l' ^{22}O issu de la cassure de l' ^{23}O . Ce dernier est un bon candidat pour être un noyau à halo. La figure 2.66 montre le spectre photons de l' ^{23}O : à gauche le spectre corrigé de l'effet Doppler, à droite le spectre sans correction Doppler. Le spectre sans correction Doppler présente des pics correspondant à des photons émis par des noyaux aux repos, donc les quasi-cibles. Ces photons, après la correction Doppler, vont contribuer à un fond important dans le spectre corrigé Doppler (à gauche).

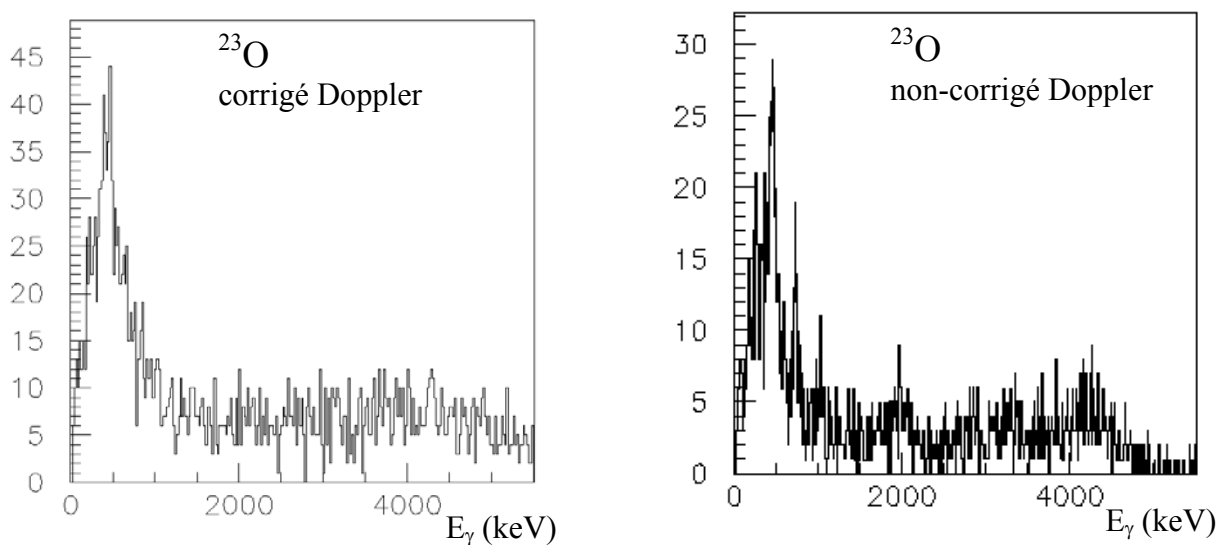


Figure 2.66 : Spectres appartenant à l' ^{23}O , à gauche spectre corrigé Doppler, à droite le spectre sans correction Doppler.

La faible statistique obtenue dans le spectre γ de l' ^{23}O par rapport au nombre de noyaux produits, conduit à l'idée qu'aucun état lié n'existe dans ce noyau. Le taux de peuplement des états excités dans les noyaux qui sont proches de l' ^{23}O , permet de prouver que ce dernier ne possède pas d'état lié excité. Pour mieux comprendre cet aspect du problème, nous avons effectué des simulations Monte-Carlo. Le nombre total des noyaux d' ^{23}O produits est de 19620. Son énergie de séparation d'un neutron est de 2.74(12) MeV. On peut supposer dans des conditions défavorables, à cause de l'efficacité de détection photon, que le noyau ^{23}O ait un niveau excité à l'énergie 2.7 MeV. Le peuplement de cet état excité est supposé être de 20%, cette hypothèse est une limite inférieure de peuplement, elle est déduite à partir des valeurs de peuplement des niveaux excités présentées dans la figure 2.38. Une émission totale d'au moins 3924 photons de 2.7 MeV est ainsi attendue. En raison de l'efficacité du système de détection, un pic contenant au moins 777 coups dans le spectre d' ^{23}O devrait être observé expérimentalement. L'importance de ce pic, par rapport au spectre de l' ^{23}O observé, est présentée dans la figure 2.67. Un spectre obtenu par simulation Monte-Carlo dans lequel 3924 photons de 2.7 MeV ont été générés sur 4π , et le spectre expérimental sont reportés.

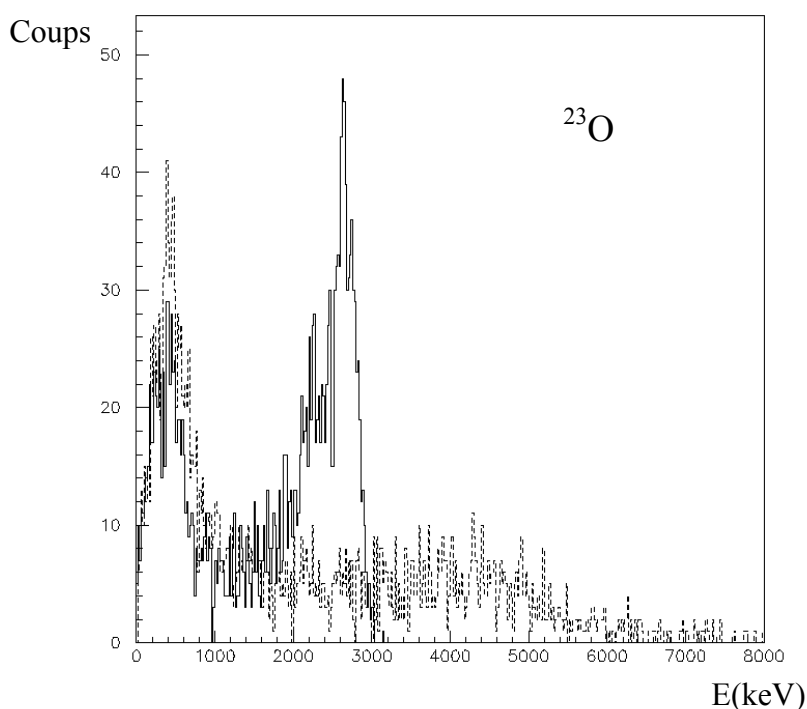


Figure 2.67 : Spectres photons appartenant à ^{23}O : en trait plein le spectre simulé, en pointillé le spectre expérimental.

Une différence significative est observée entre les deux spectres. Aucun pic n'est visible dans le spectre expérimental contrairement à la simulation. La plupart des coups dans le spectre expérimental proviennent d'un fond continu. Ce fond provient des photons émis à l'arrêt (voir figure 2.66). La conclusion est que l' ^{23}O ne possède aucun niveau lié.

Le ^{24}O

Le fait que le noyau d' ^{24}O soit le dernier lié dans la chaîne isotopique d'oxygène a incité les expérimentateurs à mieux l'étudier. Avant ce travail, aucune information sur ses états excités liés n'a été publiée. Comme pour l' ^{23}O , l'expérience E287B apporte la preuve de l'inexistence

d'états excités liés pour l' ^{24}O . Le nombre de noyaux d' ^{24}O produits étaient de 6671. Le seuil d'émission d'un neutron est estimé à 3.7(4) MeV [Aud95]. Un cas très défavorable du point de vue taux de comptage attendu a été simulé par Monte-Carlo. L'hypothèse est celle d'un état lié situé à l'énergie de séparation (pour laquelle l'efficacité de détection d'un photon vers l'état fondamental est la plus faible). Le peuplement d'un tel état a été estimé à partir de celui des états excités de l' ^{22}O . Le noyau d' ^{24}O a été peuplé dans 72% des cas par la réaction d'enlèvement de 2 protons (-2p) et 28% des cas par des réactions dans lesquelles plus de 3 nucléons ont été enlevés du projectile :

- pour la voie de réaction -2p : la valeur de peuplement, relatif au niveau fondamental, pour un hypothétique premier état excité 2^+ est choisie comme étant la valeur la plus petite trouvée pour le peuplement relatif du premier état excité de l' ^{22}O . Elle correspond à la voie de réaction issue de l'enlèvement d'un proton, elle est de 19%.
- pour les autres voies de réactions où plus de 3 nucléons ont été enlevés : la valeur moyenne de peuplement relatif a été égale à 36%.

Ces taux conduisent à la production d'au moins 1585 noyaux d' ^{24}O peuplés dans un éventuel état excité 2^+ . En tenant compte de l'efficacité de l'ensemble du château de cristal, un pic photon d'au moins 288 coups devrait être observé. La figure 2.68 montre le spectre de l' ^{24}O obtenu dans l'expérience E287B ainsi que la simulation GEANT pour laquelle 1582 photons de 3.7 MeV ont été générés comme émis en vol au centre de la cible.

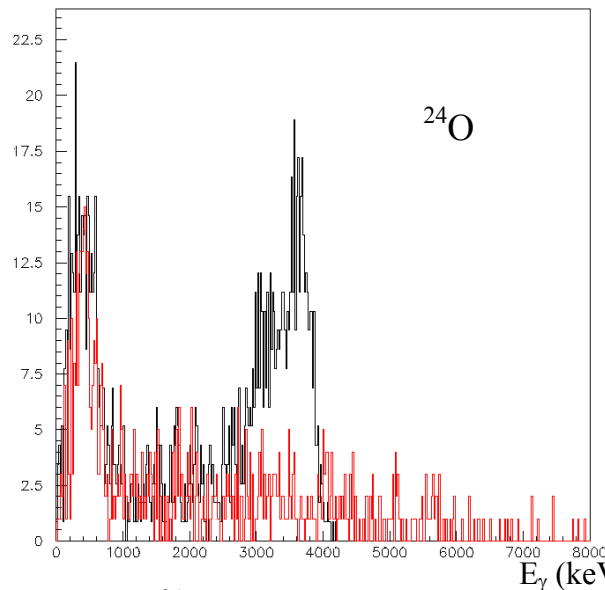


Figure 2.68 : Spectres associés à l' ^{24}O : en trait foncé le spectre simulé, en trait clair le spectre expérimental.

La quasi-totalité des coups du spectre expérimental provient des photons émis par le quasi-cible. La figure 2.69 montre le spectre de l' ^{24}O sans correction Doppler, où des pics correspondant à des noyaux quasi au repos sont observés.

Cette simulation permet de conclure que le noyau d' ^{24}O ne comprend aucun état excité lié.

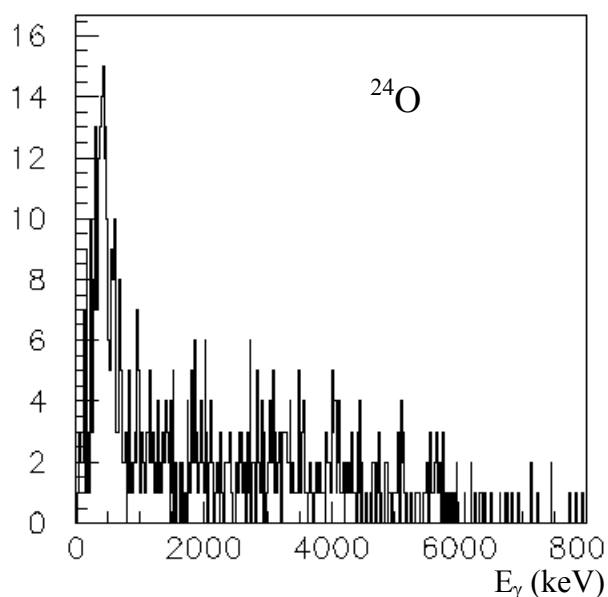


Figure 2.69 : Spectre de l' ^{24}O sans correction Doppler.

Les noyaux de Fluor $^{24-26}\text{F}$

Les isotopes de fluor de masses comprises entre 23 et 26 ont été produits dans l'expérience E287B. De nouvelles informations ont été apportées pour les noyaux $^{24-26}\text{F}$.

^{24}F

Le noyau ^{24}F est très peu connu. Les seules informations, existant à l'heure actuelle, proviennent de la décroissance β de l' ^{24}O . Elle a été étudiée par Reed et al. [Ree99]. Deux niveaux ont été proposés ainsi que 3 raies photons qui décroissent à partir de ces niveaux. L'analyse de l'expérience E287B a relevé six raies. La figure 2.70 montre les spectres associés au ^{24}F . La figure 2.70, en bas à droite, a montré que la raie d'énergie 522 keV est en coïncidence avec celle d'énergie 1310 keV. Cela avait été vu dans la référence [Ree99]. Les différences des intensités entre les raies observées dans les spectres de multiplicité faible $M_\gamma=1$ ou plus élevé $M_\gamma \geq 2$, ainsi que le spectre de coïncidence γ - γ , permettent de conclure que les autres raies ne sont pas en coïncidences avec ces 2 premières transitions. Ce point n'est toutefois pas évident pour la transition d'énergie 2735(30) keV qui pourrait éventuellement être en coïncidence avec une transition d'environ 500 keV. En conclusion, le schéma de niveaux le plus probable du ^{24}F est proposé dans la figure 2.71

Les deux premiers niveaux excités et leur décroissance photons associés ont été rapportés par A.T. Reed et al. [Ree99]. Les trois autres transitions ainsi que les niveaux, à partir desquels les décroissances ont lieu, sont proposés pour la première fois.

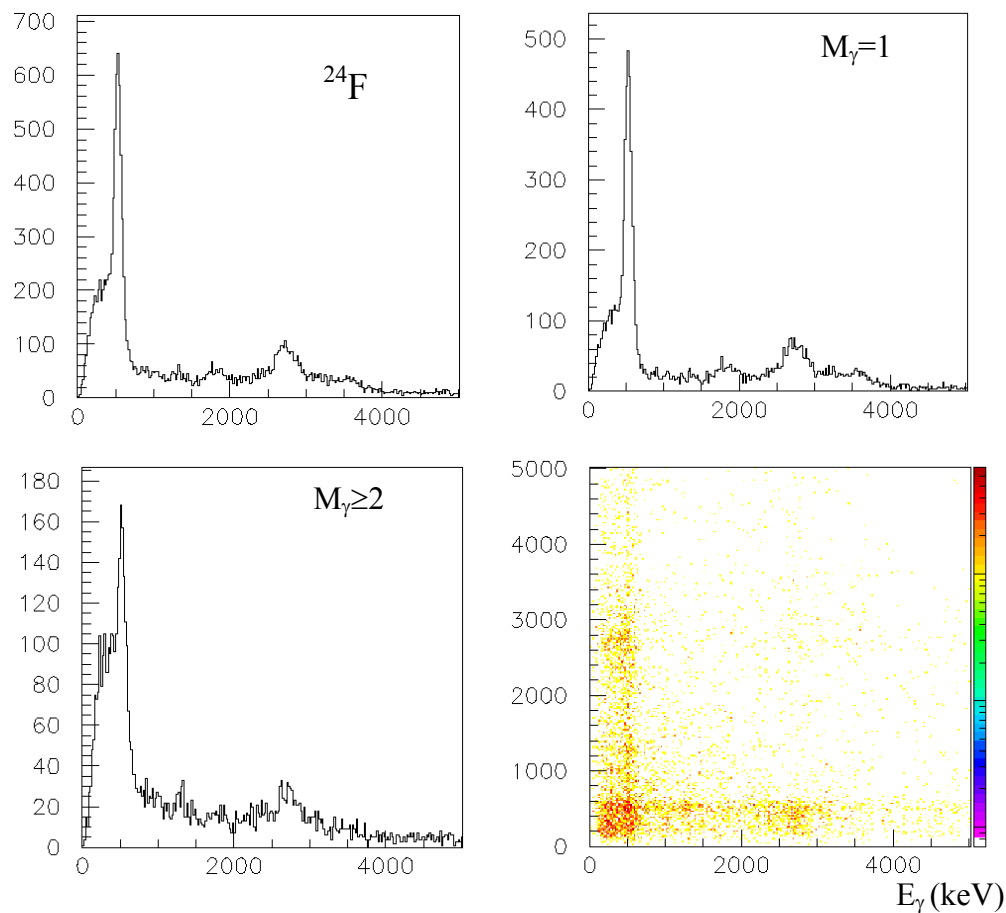


Figure 2.70 : Spectres gamma du ^{24}F : en haut à gauche le spectre 'add-back', en haut à droite le spectre $M_\gamma=1$, en bas à gauche $M_\gamma\geq 2$, et en bas à droite le spectre coïncidences γ - γ .

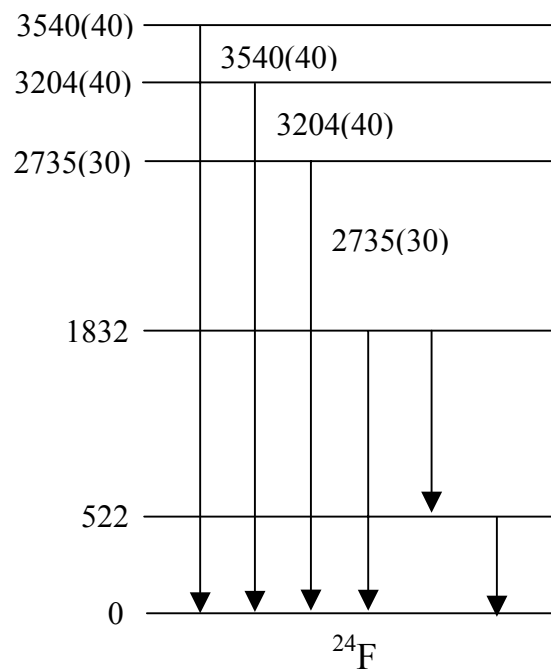


Figure 2.71 : Schéma de niveaux proposé pour le ^{24}F .

$Le^{25}F$

Quatre raies de 750, 1700, 3300 et 3700 keV ont été proposées pour le ^{25}F par M. Belleguic et al [Bel01]. La statistique obtenue n'a pas permis de placer deux d'entre elles avec certitude dans le schéma de niveaux. Les spectres obtenus pour ce noyau dans l'expérience E287B sont montrés dans la figure 2.72.

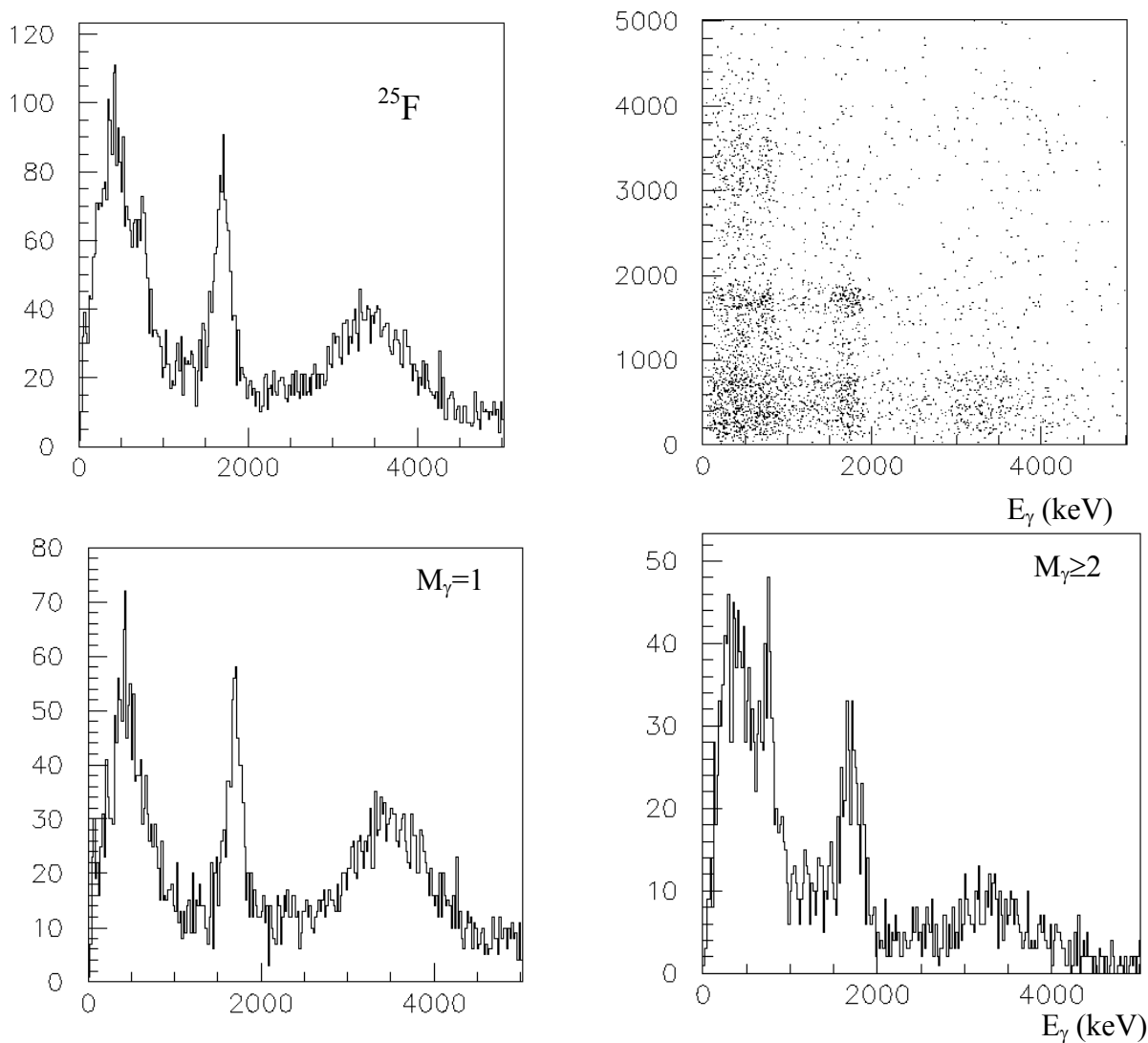


Figure 2.72 : Spectres photons du ^{25}F : en haut à gauche le spectre 'adback', en haut à droite le spectre coïncidences γ - γ , en bas à gauche le spectre $M_\gamma=1$, en bas à droite le spectre $M_\gamma \geq 2$.

Le spectre des coïncidences γ - γ (figure 2.73) montre que la raie observée au voisinage de 1700 keV est double et qu'au moins une de ces deux raies est en coïncidence avec la raie située à l'énergie d'environ 750 keV. Cette dernière raie est en coïncidence avec une raie autour de 3450 keV. Toutes ces informations ainsi que l'intensité des transitions conduisent à proposer le schéma de niveaux présenté dans la figure 2.74.

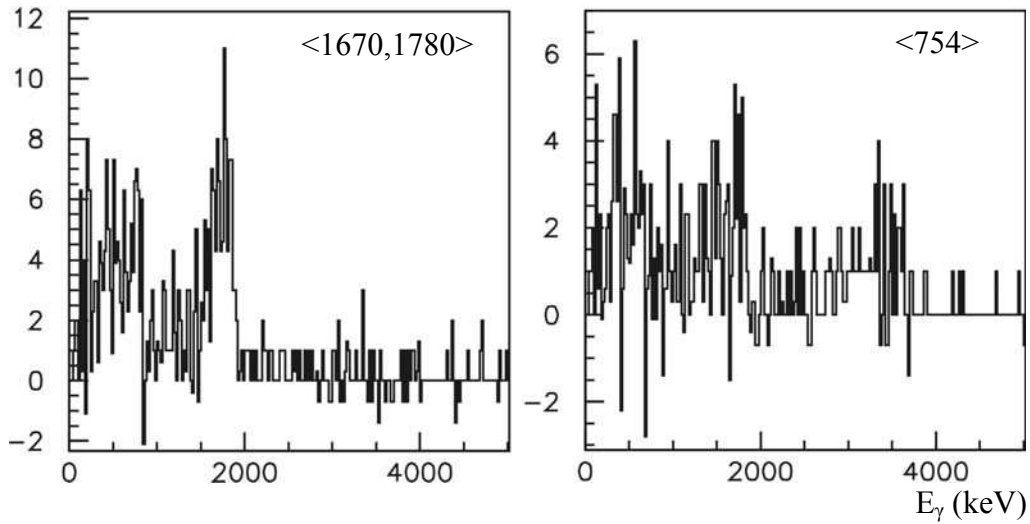


Figure 2.73 Spectres observés en coïncidence avec les raies le plus intenses : à droite avec celle de 754(8) keV, à gauche avec le doublet d'énergies 1670(20) et 1780(20) keV.

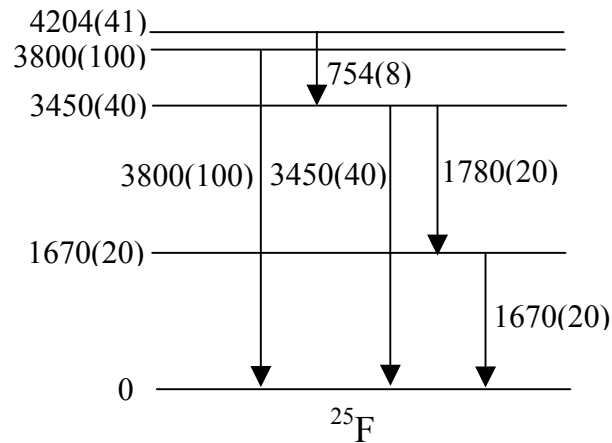


Figure 2.74 : Schéma de niveaux proposé pour le ^{25}F .

^{26}F

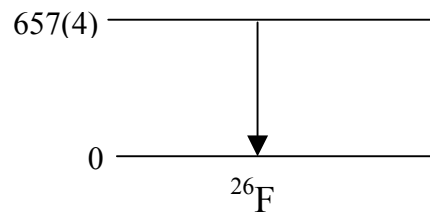
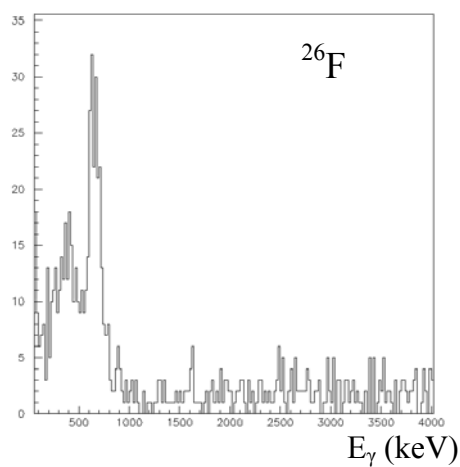


Figure 2.75 : Spectre photons du ^{26}F (à gauche) et son schéma de niveaux proposé (à droite).

Aucune information sur les niveaux excités du ^{26}F n'a été publiée jusqu'à ce travail. Le spectre photons du ^{26}F est montré dans la figure 2.75. Une raie est observée à l'énergie de 657(4) keV.

Le noyau de ^{29}Ne

Le noyau de ^{29}Ne a été étudié par la réaction $p(^{29}\text{Ne}, ^{29}\text{Ne})p$, rapporté par Y. Yanogisawa et al. [Yan02]. Deux raies gamma ont été observées aux énergies de 440 et 600 keV. L'existence de ces deux raies peut être mise en question compte tenu de la statistique accumulée ainsi que des fluctuations du bruit de fond présentées dans la figure 1 de la référence [Yan02]. Le spectre obtenu pour ce noyau, dans l'expérience E287B, est présenté dans la figure 2.76

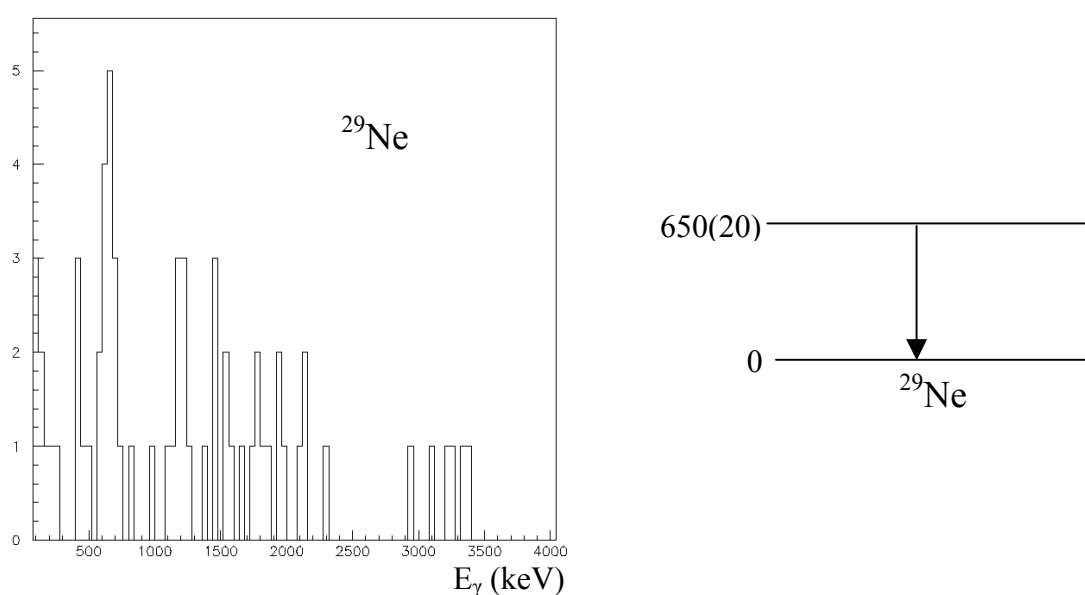


Figure 2.76 : Spectre photons du ^{29}Ne (à gauche) et son schéma de niveaux proposé (à droite).

2.5. Discussion des résultats

Les schémas d'excitation, mesurés expérimentalement, des premiers niveaux excités des noyaux légers riches en neutrons ont été présentés dans le chapitre précédent. Nous allons maintenant interpréter ces résultats, en les comparant aux calculs de modèle en couches.

2.5.1 Les noyaux pairs-pairs

Evolution du premier niveau excité 2^+

La figure 2.77 représente l'évolution de l'énergie du premier état excité 2^+ des isotopes pairs-pairs du carbone (symbole carré) et de l'oxygène (symbole rond). Les symboles pleins représentent les nouveaux résultats. Pour l' ^{24}O , le résultat montre une limite inférieure de l'énergie du niveau 2^+ qui serait au-dessus de l'énergie de séparation d'un neutron (d'où le symbole flèche pour ce noyau dans la figure 2.77).

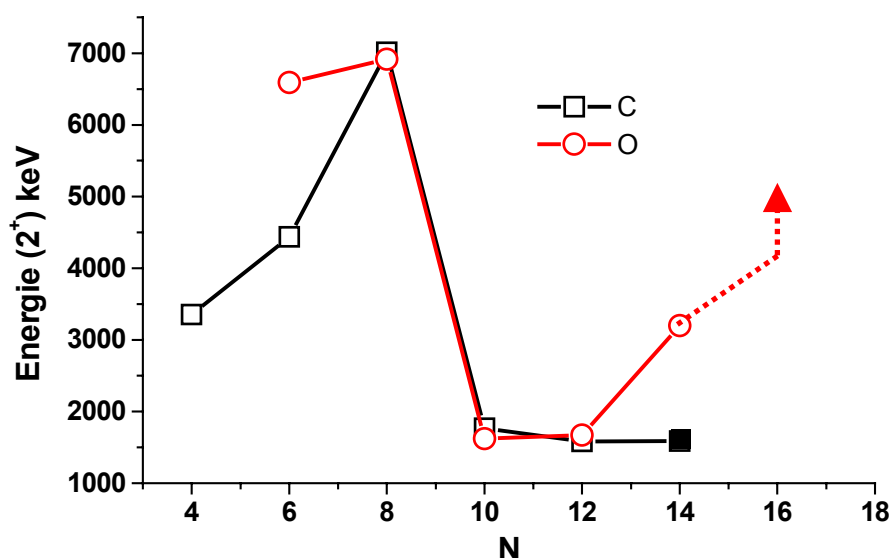


Figure 2.77 : Systématique des énergies 2^+ des isotopes pairs-pairs de carbone et d'oxygène. Les symboles pleins représentent les nouveaux résultats, la flèche représente la limite inférieure de l'énergie d'excitation du niveau 2^+ de l' ^{24}O .

La mesure de l'énergie d'excitation 2^+ pour le noyau de ^{20}C ainsi que l'établissement d'une limite inférieure pour le noyau d' ^{24}O permet d'étendre la systématique du comportement de l'énergie du premier état 2^+ des noyaux riches en neutrons autour du nombre de neutrons $N=14$. Cette évolution indique que, jusqu'au nombre de neutrons $N=12$, les isotopes de carbone suivent la même tendance que ceux d'oxygène ; puis au nombre de neutrons $N=14$, une différence importante est observée entre le ^{20}C et l' ^{24}O : l'énergie du niveau 2^+ de l' ^{22}O augmente fortement par rapport à celle du ^{20}C , jusqu'à dépasser l'énergie de séparation d'un neutron dans le cas de l' ^{24}O . Cet effet pourrait être expliqué par le comportement des états à 1-particule $d_{5/2}$ et $s_{1/2}$ tout au long des chaînes isotopiques de carbone et d'oxygène : Pour le noyau de ^{13}C , le premier état, $1/2^+$, est situé 764 keV plus bas que le premier état $5/2^+$. Cette

valeur devient égale à 740 keV pour le ^{15}C . Pour les noyaux de ^{17}C et ^{19}C , un triplet à basse énergie d'excitation, $1/2^+$, $3/2^+$, et $5/2^+$, est prédit par les calculs de E.K. Warburton et A. Brown [War92]. L'ordre de ces niveaux est différent selon l'interaction utilisée dans les calculs. Cependant, l'écart en énergie entre ces trois niveaux reste très faible, de l'ordre de quelques centaines de keV. Les résultats présentés dans le chapitre précédent, dans le cas de ^{17}C et ^{19}C confirme cette systématique : l'énergie des photons observés pour ces noyaux est très faible (dans la gamme de 200-300 keV).

Au contraire, pour les isotopes d'oxygène, le niveau $1/2^+$ est situé plus haut que le niveau $5/2^+$. Cet effet apparaît dès que le nombre de neutrons atteint $N=7$. De plus, la différence d'énergie entre ces deux niveaux devient de plus en plus importante : 871 keV pour l' ^{17}O , 1472 keV pour l' ^{19}O et au moins 1330 keV pour l' ^{21}O (Sauvan et al. a déduit les spin $5/2^+$ pour l'état fondamental et un premier état excité de spin inconnu a été trouvé à 1330 keV dans les travaux du [Bell00] et [Cat89]). Il semble raisonnable de supposer que, pour le ^{20}C , le premier état excité 2^+ soit le résultat de l'excitation particule-trou entre les niveaux 1-particule $d_{5/2}$ et $s_{1/2}$. Le faible écart d'énergie entre ces deux niveaux 1-particule aurait pour conséquence une faible énergie pour l'état 2^+ dans le ^{20}C . Par contre, dans le cas de l' ^{22}O , l'écart entre les niveaux 1-particule $5/2^+$ et $1/2^+$ est plus important. Cet écart confirmé par un calcul théorique donnant un valeur de l'ordre de 4 MeV [Bro93], explique la valeur élevée de l'énergie du premier état excité 2^+ de l' ^{22}O .

La valeur de 1588 (20) keV, mesurée pour le premier état excité du ^{20}C , est environ 30 % plus faible que la valeur calculée par le code OXBASH. Ce code prédit, en effet, une valeur de 2102 keV avec l'interaction WBP et de 2176 keV avec l'interaction WBT [Bro02].

Notre résultat concernant le noyau de l' ^{24}O qui est supposé être l'isotope d'oxygène le plus lourd qui est encore lié, indique que le premier état 2^+ dans ce noyau est situé au moins à l'énergie de séparation d'un neutron dans ce noyau qui est de 3.7(4) MeV. Les calculs théoriques sont en assez bon accord et prédisent 4.18 [Brown] et 3.9 [Col01]. Cette énergie élevée de l'état 2^+ dans l' ^{24}O suggère fortement que le gap $N=16$ dans les oxygènes est au moins aussi grand que le gap $N=14$.

Evolution des niveaux excités supérieurs

Outre l'énergie du premier état excité 2^+ , il est intéressant de comparer les niveaux expérimentaux d'énergie supérieure avec les prédictions théoriques. La figure 2.78 présente la comparaison du schéma expérimental du ^{18}C avec celui prédit par B.A. Brown. [Bro88].

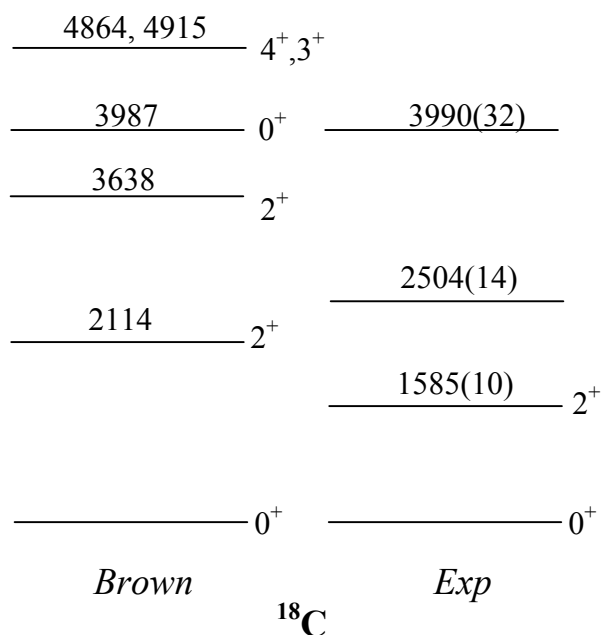


Figure 2.78 : Schéma de niveaux expérimental (ce travail) du ^{18}C et prédictions théoriques de type modèle en couches par Brown [Bro02]. Seul le spin de l'état 2^+ a été confirmé expérimentalement [Fif82].

Le spin du premier état 2^+ dans le noyau de ^{18}C a été déterminé par L. K. Fifield et al. [Fif82]. Les énergies d'excitation des niveaux observés expérimentalement s'écartent suffisamment de celles calculées et empêche de suggérer des spins et des parités.

2.5.2 Les noyaux impairs

Dans les noyaux impairs :

- L'énergie d'excitation des premiers niveaux est donnée, généralement, par la différence d'énergie des niveaux 1-particule entre lesquelles le nucléon célibataire a été déplacé.
- Lorsqu'un noyau pair-pair a des états collectifs, les noyaux impairs voisins ont généralement des états d'excitation basés sur ces états collectifs. La particule célibataire de ces noyaux impairs se couple au cœur formé par le noyau pair-pair.

Les états d'excitation des noyaux impairs peuvent donc nous renseigner aussi bien sur la valeur des écarts en énergie entre les niveaux de simple particule (variation de cet écart le long d'une chaîne isotopique) que sur la nature collective des noyaux pairs-pairs.

Les isotopes de B

Les isotopes riches en neutrons de Bore (N=8-14) sont une bonne illustration de l'importance de l'énergie d'appariement dans les noyaux ^{15}B , ^{17}B , ^{19}B ayant un nombre pair de neutrons. Ceux avec 10, 12, et 14 neutrons se trouveront liés par rapport à l'émission de particules ; par contre les isotopes de ^{16}B , ^{18}B et ^{20}B ayant un nombre impair 11, 13 et 15 de neutrons sont instables vis-à-vis de l'émission de particules. La structure du ^{15}B a été étudiée du point de vue théorique en utilisant le modèle en couches [War92] et [Pop85] et le modèle

'antisymmetrized molecular dynamics' [Kan95]. La figure 2.79 montre les niveaux obtenus dans l'expérience E287B pour le noyau de ^{15}B ainsi que les différentes prédictions théoriques.

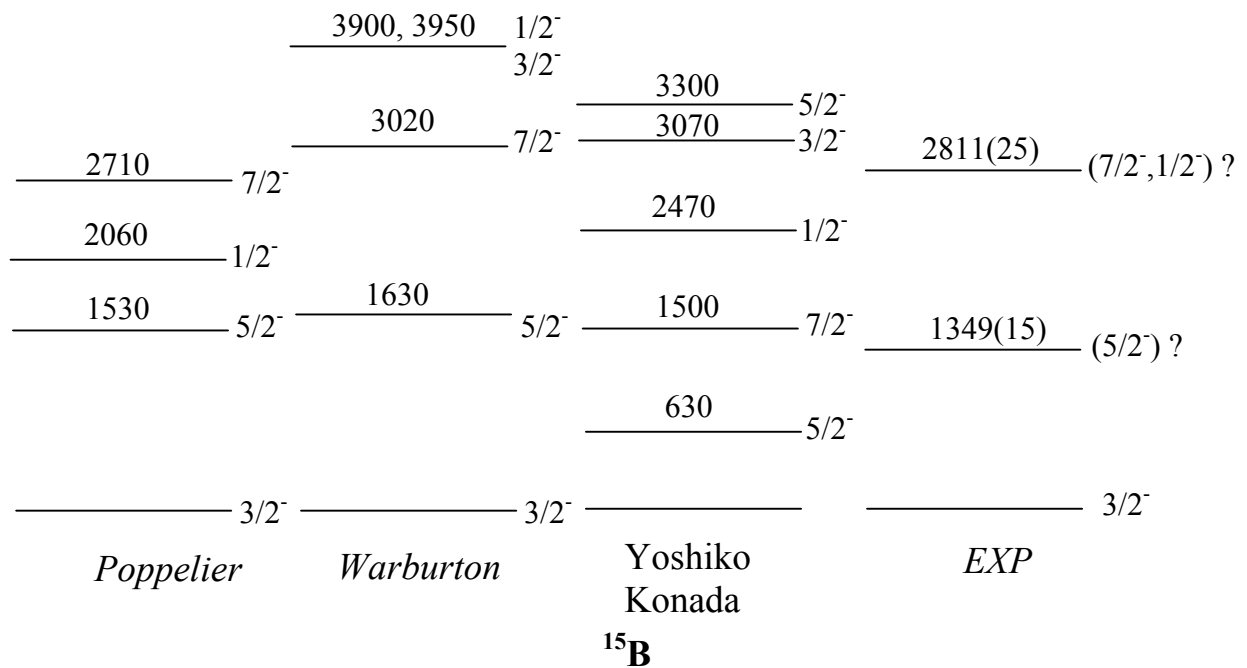


Figure 2.79 : Schéma expérimental et prédictions théoriques du ^{15}B . Les spins indiqués sur le schéma expérimental sont des propositions et n'ont pas été déterminés expérimentalement.

Toutes les théories s'accordent à suggérer que le premier état excité soit $5/2^-$. Il est donc raisonnable de proposer que le niveau mesuré à 1349 keV d'énergie est cet état $5/2^-$. Par contre, pour le deuxième niveau mesuré à 2811 keV, le spin pourrait être soit $7/2^-$ soit $1/2^-$.

Les isotopes de C.

Les propriétés des noyaux de carbone riches en neutrons ont été discutées, dans plusieurs articles récents, à partir de prédictions théoriques utilisant le modèle des clusters [Gup02], [Des00], ainsi que le modèle en couches [War92]. Seul, les calculs modèle en couches donnent des prédictions pour les niveaux excités des carbone riches en neutrons. Un des calculs qui donne un schéma de niveaux qui puisse être directement comparé à l'expérience est le calcul modèle en couche fait par A. Brown. Ce calcul utilise l'interaction effective USD [Bro88] pour les interactions neutrons dans un espace de phase comportant les couches sd. Pour les protons une interaction décrite dans la référence [War92] est utilisée dans l'espace de la couche p. Deux variantes de l'interaction neutron proton sont utilisées pour donner lieu à deux types des calculs intitulés WBP et WBT [War92]. Les résultats obtenus, utilisant ces deux interactions, sont présentés dans la figure 2.80 pour le ^{17}C et dans les figures 2.81 et 2.82 pour le ^{19}C . Dans la suite nous comparerons les résultats obtenus pour le ^{17}C aux résultats des deux types de calculs.

Le noyau ^{17}C

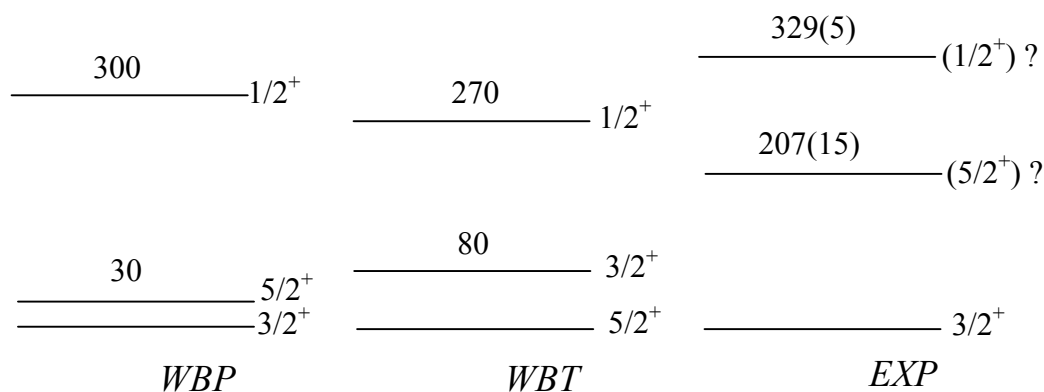


Figure 2.80 : Schéma expérimental et prédictions théoriques du ^{17}C . Calcul du modèle en couches avec 2 types d'interaction WBP et WBT par Warburton et Brown [War92]. Les spins indiqués sur le schéma expérimental sont des suppositions et n'ont pas été déterminés expérimentalement.

Les expériences d'arrachement (break-up) d'un neutron [Mad01] et [Sau00a] ont montré que le spin de l'état fondamental du ^{17}C est $3/2^+$. Dans la référence [Mad01], ce niveau est supposé être un mélange de configurations $(0d_{5/2}, 1s_{1/2})^3$. Parmi les plus importantes, on trouve l'orbitale de Nilsson $\Omega=3/2^+$ qui est influencée par des états de séniorité trois $(d_{5/2})^3$. Ce résultat est en accord avec les calculs WBP. Ceci nous suggère d'adopter la séquence des niveaux donnés par le calcul WBP et de proposer les spins et parités indiqués dans la figure 2.80.

Le noyau ^{19}C

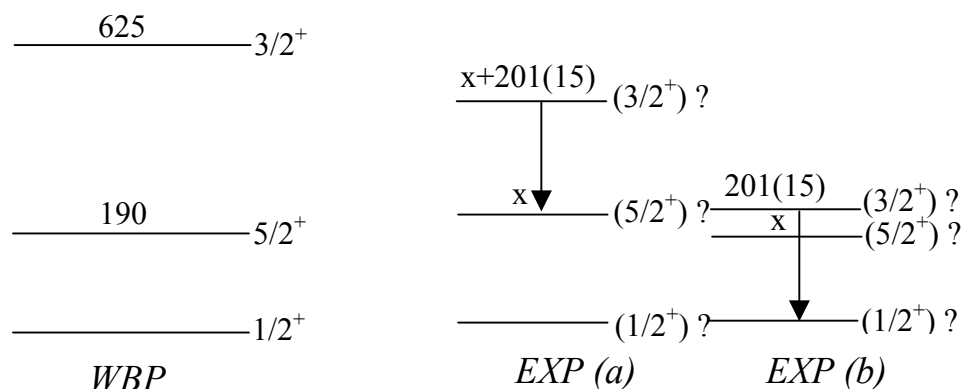


Figure 2.81 : Schéma expérimental du noyau ^{19}C et prédictions théoriques utilisant l'interaction WBP.

La comparaison entre l'expérience et la théorie est plus compliquée dans le cas de ^{19}C car seul une raie de 201(15) keV a été observée dans le spectre γ . La plupart des informations expérimentales sur ce noyau provient d'une part des mesures de masses et d'autre part des réactions de break-up ou dissociation Coulombienne (cassure d'un faisceau secondaire de ^{19}C en un noyau de ^{18}C et un neutron) [Aud93, Baz95, Baz98, Bau98, Sme99, Nak99, Mad01,

Kan02]. Le spin et la parité de l'état fondamental sont suggérés par certaines de ces expériences comme étant un état $1/2^+$. Néanmoins on peut dire aujourd'hui que ces valeurs de spin et parité sont controversé et pas encore fermement établies. Le calcul utilisant l'interaction WBP prédit l'existence de deux niveaux excités, l'un $3/2^+$ situé à l'énergie 625 keV, l'autre $5/2^+$ situé à l'énergie 190 keV. La faible énergie de ce niveau, le type de la transition photon (E2) associé à la décroissance de ce niveau vers le fondamental impliquent une prédiction théorique de $1.2\mu\text{s}$ pour son temps de vie. La transition observée expérimentalement ne peut pas correspondre à la décroissance de ce niveau. En effet les fragments produits dans la cible ayant des vitesses d'environ 30% de la vitesse de la lumière, leur rayonnement gamma peut être détecté seulement s'il est émis à moins de quelques nanosecondes après leur production.

En supposant que l'ordre des niveaux donné par l'interaction WBP est réaliste, la raie observée ne pourrait correspondre qu'à la décroissance $3/2^+$ vers $5/2^+$ ou $3/2^+$ vers $1/2^+$. Le calcul WBP donne 98% de probabilité pour la décroissance vers le niveau $5/2^+$, ce qui favorise le schéma de niveaux proposé en (a). Cette valeur peut évoluer en faveur de la transition vers le niveau $1/2^+$ si l'écart entre les niveaux $3/2^+$ et $5/2^+$ est très petit (schéma b).

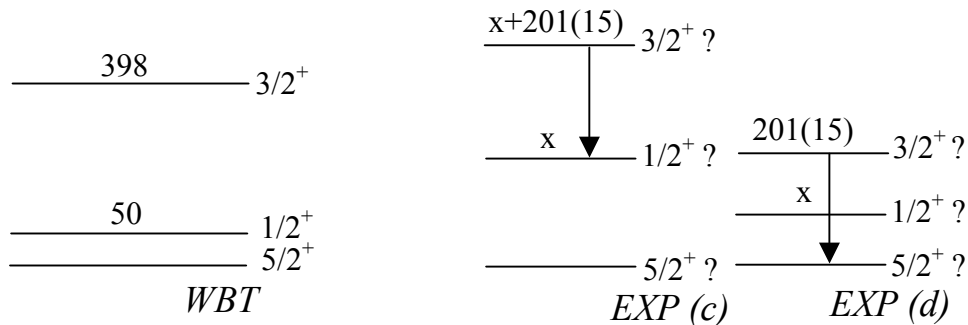


Figure 2.82 : Schéma expérimental du noyau ^{19}C et prédictions théoriques en utilisant l'interaction WBT.

Le calcul utilisant l'interaction WBT prédit une valeur de spin $5/2^+$ pour l'état fondamental du ^{19}C , au lieu de la valeur $1/2^+$ calculée avec l'interaction WBP

L'existence dans le ^{19}C d'un état excité isomérique $1/2^+$ (ou $5/2^+$) de temps de vie de l'ordre de la μs ou plus, à faible énergie d'excitation au dessus d'un état fondamental $5/2^+$ (ou $1/2^+$) peut être suggérée par des observations expérimentales : les expériences de break-up de faisceau de ^{19}C en ^{18}C et un neutron [Baz95, Baz98, Bau98, Sme99, Nak99, Mad01, Kan02] mesurent des distributions en moment parallèle de ^{18}C différents. Ces expériences étant réalisées avec des faisceaux de ^{19}C d'énergies différentes, produits sur des cibles différentes et à partir de faisceaux primaires différents, le taux de peuplement d'un état isomère par rapport à l'état fondamental serait très différent. En plus le taux de survie de l'état isomère serait différent suivant le temps de vol du faisceau de ^{19}C jusqu'à la cible secondaire. Tous ceci peut expliquer les variations des distributions en moment observés dans les différentes expériences.

Ces considérations conduisent à deux variantes possibles (c) et (d) pour le schéma de niveaux dans lesquelles l'état fondamental serait de spin $5/2^+$.

Le noyau ^{23}O

Le spectre gamma obtenu pour ^{23}O suggère fortement que son premier état excité se situe au-delà de l'énergie de séparation d'un neutron 2.74(12). Comme dans le cas de ^{24}O , le calcul modèle en couches par A.Brown [Brown] est en très bon accord puisque il prédit une énergie de 2.716 MeV pour le premier état excité de ^{23}O .

Le noyau ^{29}Ne

Le nombre de neutrons dans ^{29}Ne correspond au remplissage presque total de l'orbital neutron $d_{3/2}$ qui ferme la couche $N=20$. Contrairement aux noyaux de Souffre et de Silicium qui restent sphériques à $N=20$, les noyaux de Mg s'avèrent être déformés quand ils comportent ce nombre dit 'magique' de neutrons. Pour cette raison, les noyaux tels que $^{32-34}\text{Mg}$ et ^{28}Ne font partie de ce qu'on appelle 'l'îlot d'inversion'. Cette appellation vient du fait que, pour ces noyaux autour de $N=20$ dans lesquels des effets de couches aussi bien sphériques que déformés coexistent, les états déformés sont énergétiquement plus favorables que les états sphériques. Ceci était expliqué par le fait que le gap neutron $N=20$ perd de son importance à cause de l'interaction neutron-proton $vd_{3/2}-\pi d_{5/2}$. Cette interaction est attractive et maximum quand ces deux orbitales sont remplies (exemple de ^{34}Si qui possède un gap $N=20$ très grand illustré par une énergie de l'état 2^+ 3.33 MeV) et s'affaiblit progressivement quand elles se vident (dans des noyaux tels que ^{32}Mg l'orbitale proton $d_{5/2}$ n'a plus que 4 protons ce qui engendre une réduction du gap $N=20$). Cette explication doit trouver une confirmation expérimentale par l'observation d'une réduction plus importante du gap $N=20$ dans le noyau de ^{30}Ne . Dans notre expérience, la production des isotopes de néon s'est limitée à ^{29}Ne (l'expérience étant optimisée pour la production de noyaux plus légers tels que ^{24}O).

L'analyse des spectres photons associés au noyau ^{29}Ne montre qu'il possède un état de basse énergie d'excitation situé à l'énergie 650 keV. La figure 2.83 présente le schéma expérimental de niveaux du ^{29}Ne . Il n'est pas en bon accord avec la prédiction théorique obtenue avec l'interaction USD qui suppose que le nombre de neutrons $N=20$ correspond à une couche fermée, et que par conséquent $N=20$ est un gap sphérique. Cette différence suggère fortement que le noyau de ^{29}Ne est plutôt déformé et qu'il fait partie de ce qu'on appelle l'îlot d'inversion.

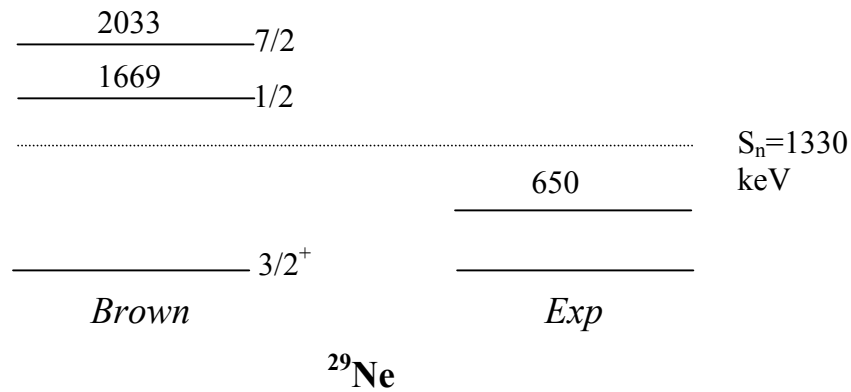


Figure 2.83 : Schéma expérimental du noyau ^{29}Ne et prédictions théorétiques, à l'aide du modèle en couches de A.Brown et al. [BROWN].

2.6 Conclusions

Cette partie de la thèse entre dans le cadre de l'étude des noyaux exotiques très légers ayant des nombres de neutrons proches de $N=14$.

Le résultat le plus important est la mise en évidence d'une différence singulière à $N=14$ entre les énergies d'excitation des états 2^+ dans les carbones et les oxygènes. Ceci révèle un changement de structure assez inattendu en passant de $Z=6$ à $Z=8$. La seule différence qu'on peut évoquer est celle des configurations proton. En effet en passant des carbones aux oxygènes l'orbitale $p_{1/2}$ se remplit. La question qui se pose alors est comment le remplissage de cette orbitale proton peut générer des modifications assez importantes des orbitales neutron pour engendrer des excitations quadripolaires aussi différentes. Une possibilité évoquée par H.Grawe [Graw] serait que l'interaction neutron-proton joue un rôle important. C'est à dire que d'une manière plus générale que dans le cas des orbitales partenaires de spin-orbite, cette interaction s'opère entre des états nucléaires ayant une configuration où les spins intrinsèques sont antiparallèles.

Dans le cas de ^{22}O , le remplissage de l'orbitale proton $p_{1/2}$ ($l=1, s=-1/2$) et de l'orbitale neutron $d_{5/2}$ ($l=2, s=+1/2$) génère une interaction attractive qui creuse d'avantage le gap $N=14$ par rapport au cas de ^{20}C où la couche proton $p_{1/2}$ est vide. Cette interaction neutron-proton qui est aussi responsable de l'affaiblissement de l'effet de couche $N=20$ dans les noyaux de Mg et Ne doit avoir une origine fondamentale qui reste à élucider. Enfin on peut dire à la lumière de ce travail et celle d'autres travaux de structure nucléaire dans d'autres régions de masses que les effets de couches dans les noyaux ne sont pas pérennes mais qu'ils sont dépendants des configurations de valences.

C'est la première fois que la méthode 'spectroscopie en-ligne par fragmentation du projectile' est utilisée avec des faisceaux incidents radioactifs à GANIL. L'avantage de cette méthode réside dans le très bon rapport signal/bruit pour la détection des photons γ ainsi qu'un meilleur taux de production des noyaux.

Cette expérience a un double intérêt d'étude de mécanisme de production et de la structure de ces noyaux. Le peuplement des niveaux excités à été étudié en fonction des différents projectiles incidents. Une étude plus détaillée a été réalisée sur l' ^{22}O pour déterminer l'influence du moment parallèle et perpendiculaire avec lequel il a été produit, ainsi que l'influence du projectile radioactif incident l'ayant généré.

Des informations nouvelles ont été obtenues pour les isotopes de $^{14,15}\text{B}$, $^{17,18,19,20}\text{C}$, $^{18,19,20,21,22}\text{N}$, $^{22,23,24}\text{O}$, $^{24,25,26}\text{F}$, ^{29}Ne concernant leur structure. Ces résultats ont été comparés avec le modèle en couches de A. Brown. Les comparaisons sont très satisfaisantes pour les isotopes de C et d'O. Ce n'est plus le cas pour le ^{29}Ne qui fait intervenir des nucléons au-delà de la couche *sd*.

E343

Mesures des temps de vie des niveaux excités
dans les noyaux proches du ^{68}Ni

La mesure du temps de vie d'un niveau nucléaire donne des informations importantes sur la structure de ce niveau et sur les fonctions d'onde qui le composent. Le temps de vie est une caractéristique importante pour les modèles nucléaires et peut servir de test sévère. Grâce aux développements importants dans les techniques de détection et l'augmentation d'intensité des faisceaux radioactifs, un très grand nombre de noyaux exotiques, ayant des valeurs extrêmes de spin et d'isospin, peuvent être étudiés. L'étude des noyaux exotiques permet la découverte d'informations sur la structure nucléaire loin de la stabilité où de nouveaux phénomènes apparaissent.

3.1 Noyaux riches en neutrons autour du nombre semi-magique $N=40$

Récemment, plusieurs études expérimentales et théorétiques ont été effectuées dans la région du ^{68}Ni . M. Bernas et al. ont réalisé une des premières études sur les niveaux excités de ce noyau [Ber82]. Ils ont montré que le premier niveau excité du ^{68}Ni est de spin 0^+ et ont conclu que cette observation était à relier à la fermeture de la sous-couche $N=40$. Broda et al. [Bro95] ont mesuré l'énergie du premier état excité de spin 2^+ . L'énergie mesurée est de 2033 keV, valeur beaucoup plus élevée que celles des noyaux $^{58-66}\text{Ni}$. Cette mesure indique une forte stabilité, dans la série des isotopes de Nickel, pour le nombre de neutrons $N=40$. O. Sorlin et al. [Sor02] ont mesuré, par excitation Coulombienne, la probabilité de transition $B(E2 : 0^+ \rightarrow 2^+)$. La valeur mesurée est relativement faible : $B(E2)=3.2(7)\text{Wu}$. Ceci permet d'étudier ces noyaux dans le cadre du potentiel de l'oscillateur harmonique. La figure 3.1 montre la systématique des énergies des niveaux de spin 2^+ ainsi que leurs probabilités de transitions $B(E2)$ (W.u.) pour les isotopes de Nickel.

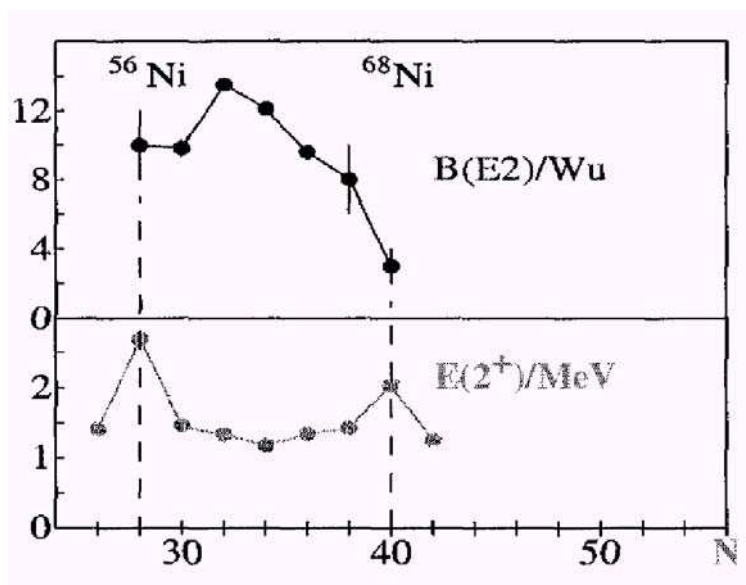


Figure 3.1 : Energie d'excitation $E(2^+)$ et probabilité de transition $B(E2)$ pour les isotopes de Nickel.

Récemment, plusieurs niveaux isomères ont été découverts dans des noyaux au voisinage du ^{68}Ni [Bro95], [Paw94],[Grz98],[Mue99], [Ish00]. Leur structure est expliquée soit sur la base d'excitation particules-trous situés dans les couches neutroniques fp vers

l'orbitale $1g_{9/2}$, à travers la fermeture de sous-couche $N=40$, soit par le couplage entre les nucléons de valence et l'état fondamental du ^{68}Ni ou son état isomérique de spin 5^- (1particule-1trou). Un autre paramètre mesurable, très sensible à la fermeture de couches, est l'énergie de séparation de 2 neutrons. Les mesures effectuées [Sei94] n'ont pas indiqué de preuves en faveur de la fermeture de couche pour le nombre de neutrons $N=40$. Pour les noyaux encore plus exotiques, ayant des neutrons au-delà de 40, l'interaction entre les nucléons et le continuum peut engendrer d'importantes modifications sur la structure nucléaire. Notre intérêt pour les noyaux autour du ^{68}Ni a été motivé par les informations relativement contradictoires sur l'existence d'un nombre magique en neutrons à $N=40$.

3.2 Connaissance actuelle des noyaux concernés dans cette étude.

3.2.1 Par la réaction de transfert

Les réactions de transfert permettent d'obtenir des informations sur l'excès de masse et les états excités de noyaux. La mesure de la distribution angulaire des particules résultant de la réaction permet de déduire le moment angulaire des états excités. Ainsi on peut assigner le spin de ces états. Dans ce type de mesure, la précision en énergie varie entre 10 et 200 keV. La connaissance des noyaux, autour de $N=40$, étudiés par la réaction de transfert sera passée en revue dans la suite de ce paragraphe.

Les isotopes de Nickel

Dans une étude concernant les isotopes impairs de Nickel, R. Kouzes et al. [Kuo78] ont mesuré l'excès de masse du ^{67}Ni ainsi que 3 de ses états excités. La réaction utilisée était $^{70}\text{Zn}(^4\text{He}, ^7\text{Be})$. Les spins de ces états excités n'ont pas été déterminés. P. Dessagne et al [Des84] ont observé pour la première fois l'état fondamental du ^{69}Ni . Ils en ont déduit sa masse, et calculé l'énergie de séparation des deux neutrons pour la chaîne des isotopes de Nickel. Aucune déviation par rapport à la systématique n'a été observée autour de $N=40$. M. Girod et al. [Gir98] ont étudié la spectroscopie du ^{67}Ni par la réaction $^{70}\text{Zn}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{O})$. Les valeurs obtenues pour les énergies de ces niveaux sont 10% plus élevées que les valeurs précédentes.

Les isotopes de Cuivre

Les isotopes de Cuivre, traités dans cette thèse, n'ont pas été étudiés par réactions de transfert.

3.2.2 La décroissance β

La structure des noyaux riches en neutrons est souvent étudiée par la désintégration β . Sa nature sélective rend possible la déduction de spins des niveaux du noyau fils. Un aspect très important dans ce type d'expérience est la mesure des coïncidences β - γ ou β - γ - γ .

Les isotopes de Nickel

Les isotopes de Nickel riches en neutrons ont été étudiés de façon intensive par la décroissance β . Une première étude du ^{67}Ni a été effectuée à partir de la décroissance du ^{67}Co par U.Bosch et al [Bos88]. Seule l'existence du niveau à l'énergie 694 keV a été révélée. Une étude plus récente, effectuée à LISOL (Leuven Isotope Separator On Line) par L.Weissman et al. [Wei99], a proposé le schéma présenté dans la figure 3.2.

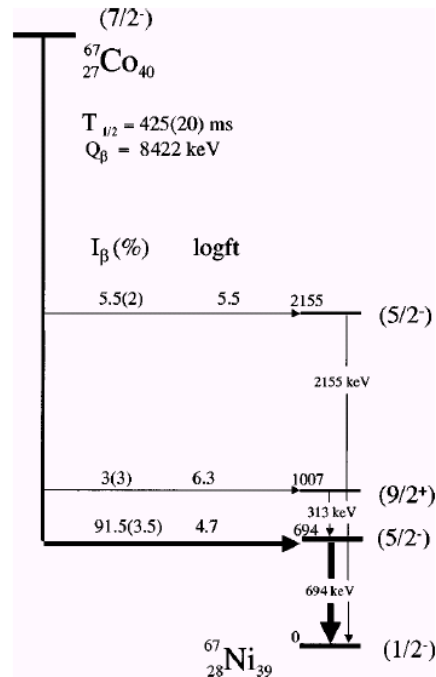


Figure 3.2 : Schéma de décroissance du ^{67}Co . L'assignation des spins et parités pour l'état fondamental et pour les premiers deux états excités est identique à celle proposée dans les références [Grz98], [Rik00].

On observe que la plupart de la décroissance β va vers le niveau d'énergie 694 keV, niveau pour lequel le spin 5/2⁻ a été proposé sur la base d'une valeur faible du $\log ft$. Une autre partie de la désintégration va vers le niveau d'énergie 2155 keV. Ce dernier se désexcite directement par l'émission d'un photon vers le niveau fondamental. Le niveau d'énergie à 1007 keV, observé par Grzywacz et al. [Grz98], n'a pas été peuplé par décroissance β . En effet le temps d'observation des coïncidences β - γ , de seulement 1 μs , était incompatible avec le long temps de vie ($t_{1/2}=13,3(2)$ μs) de ce niveau. Les auteurs ont proposé deux configurations pour ce niveau dans lesquelles les trous neutroniques de valence sont couplés avec les niveaux excités du ^{68}Ni de spin 0⁺ et 2⁺ et ayant respectivement les énergies 1770 et 2033 keV.

Le noyau ^{69}Ni a été étudié à partir de la décroissance β du ^{69}Co produit à LISOL par la réaction de fission de l' ^{238}U [Mue99].

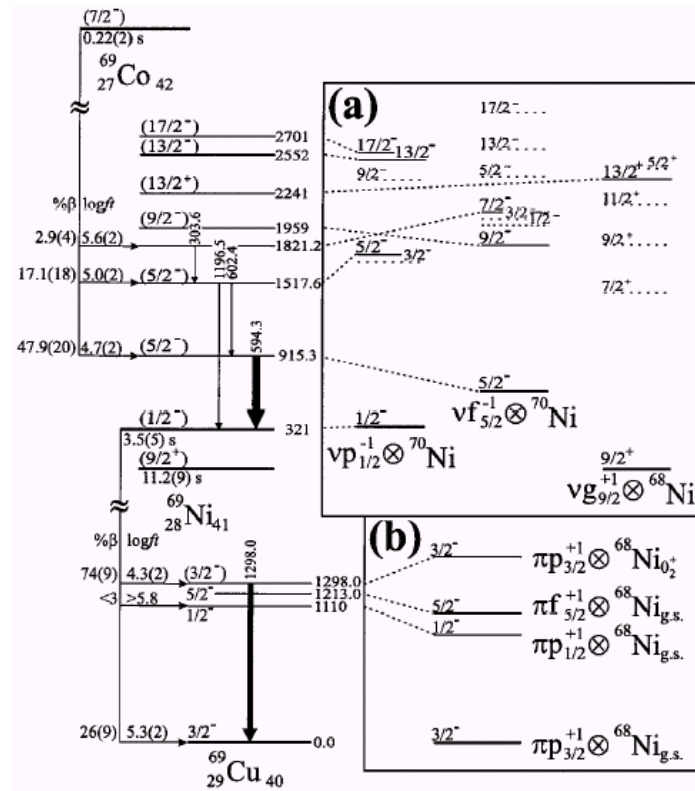


Figure 3.3 : Schéma de niveaux, déduit de la décroissance du ^{69}Co dans la référence [Mue99]. A droite est présentée la comparaison avec un calcul du model en couches.

Les niveaux de parité positive du ^{69}Ni sont interprétés comme résultant du couplage d'un neutron sur l'orbitale $g_{9/2}$ avec un cœur de ^{68}Ni . Par contre, les niveaux de parité négative sont présentés comme étant des excitations 2 particules-1 trou dues au couplage d'un trou $p_{1/2}$ ou $f_{5/2}$ avec le cœur de ^{70}Ni .

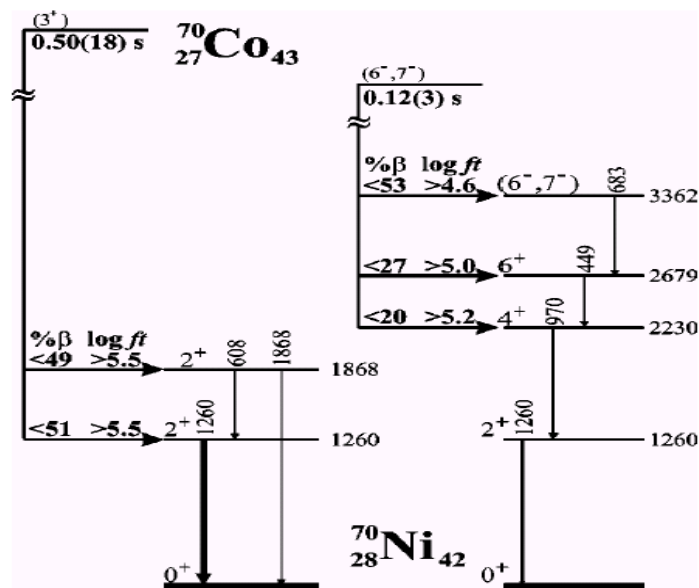


Figure 3.4 : Décroissance β du ^{70}Co présentée dans la référence [Mue00].

Dans le cas du ^{70}Ni , plusieurs niveaux ont été observés par la décroissance β du ^{70}Co [Mue00]. Le schéma proposé est présenté dans la figure 3.4.

Les isotopes de Cuivre

Une étude récente, effectuée par S. Franchoo et al. [Fra01], a porté sur l'étude des isotopes de Cuivre riches en neutrons autour de $N=40$. Le schéma, obtenu dans leur travail, pour le ^{71}Cu est présenté dans la figure 3.5. Le niveau, situé à l'énergie 534 keV, est interprété comme résultant de l'excitation d'un seul proton $\pi f_{5/2}$. La structure du niveau situé à l'énergie 981 keV est due au trou en proton $f_{7/2}^{-1}$. Une quasi-bande est construite sur ce niveau. Elle comporte le niveau à l'énergie 1453 keV de spin $9/2^-$ et celui situé à 1974 keV de spin $11/2^-$. Les niveaux situés aux énergies 1787 et 1846 keV sont interprétés comme résultant du couplage de l'état excité 2^+ du ^{70}Ni avec un proton dans la sous-couche $f_{5/2}$.

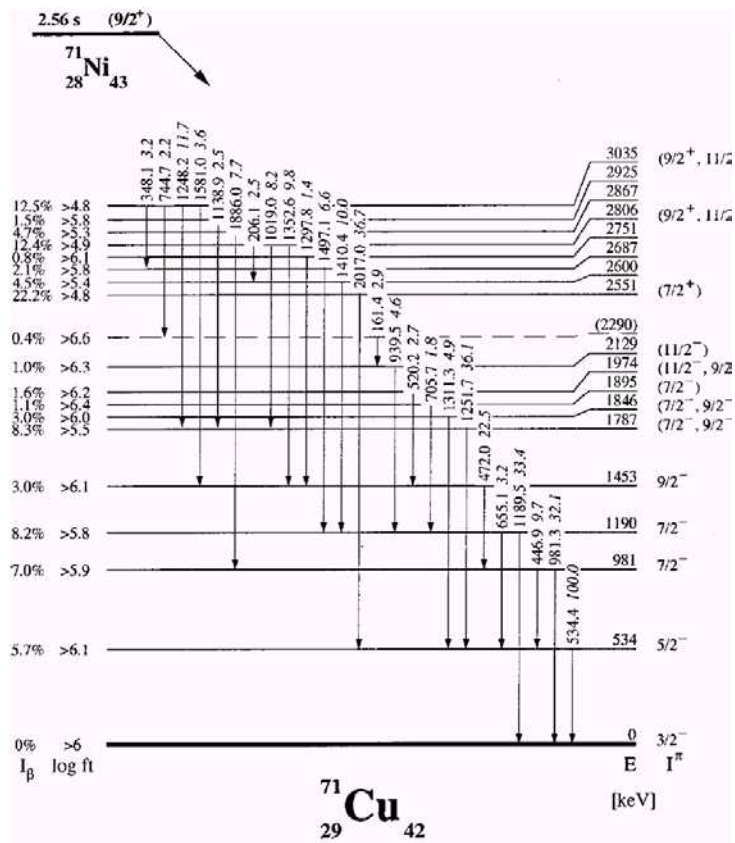


Figure 3.5 : Décroissance β du ^{71}Ni présentée dans la référence [Fra01]

Concernant le noyau de ^{72}Cu , aucune publication n'a été rapportée sur son schéma de niveau peuplé par décroissance β .

3.2.3 Les réactions de ‘deep-inelastic’

Une autre moyen pour étudier les noyaux riches en neutrons est d'utiliser une réaction de type ‘deep-inelastic’. Pour ces réactions, l'énergie du projectile est supérieure à la barrière Coulombienne, des cibles riches en neutrons de numéro atomique Z élevé sont utilisées. En raison de l'équilibre entre le nombre de neutrons et de protons (rapport N/Z) du noyau projectile par rapport à celui du noyau cible, la production des noyaux riches en neutrons est favorisée. Deux techniques ont été utilisées pour étudier cette région : l'utilisation d'une cible épaisse associée à un multi-détecteur optimisé pour les coïncidences γ - γ [Bro95], [Paw94], ou l'utilisation d'une cible mince et d'un ‘isomer scope’ [Ish00]. Dans la première méthode, l'identification des noyaux est faite à l'aide des coïncidences γ - γ émises simultanément par les noyaux quasi-projectile et quasi-cible. Pour la deuxième méthode, les noyaux sont identifiés dans un télescope silicium ΔE - E .

Seuls les résultats liés aux noyaux discutés dans cette thèse seront considérés dans la suite de ce paragraphe. La première publication, à avoir traité d'isomères produits par des réactions de type ‘deep-inelastic’, concerne le travail de Pawlat et al. [Paw94]. La réaction utilisée était $^{208}\text{Pb} + ^{64}\text{Ni}$. Un état isomérique a été proposé pour la première fois dans ^{67}Ni ($t_{1/2} > 0.3\mu\text{s}$). L'énergie de ce niveau est de 1007 keV, deux photons γ , d'énergie 313 et 694 keV, provenant de la décroissance de ce niveau ont été observés. Le spin de cet état proposé était $9/2^+$, cette valeur est issue de la configuration $\nu p_{1/2}^2 g_{9/2}$

Les isotopes de Cuivre

T.Ishii et al. [Ish98] ont observé un état isomérique dans le noyau de ^{71}Cu . La réaction de type ‘deep-inelastic’, utilisait un noyau incident de ^{76}Ge interagissant avec les noyaux d'une cible de ^{198}Pt .

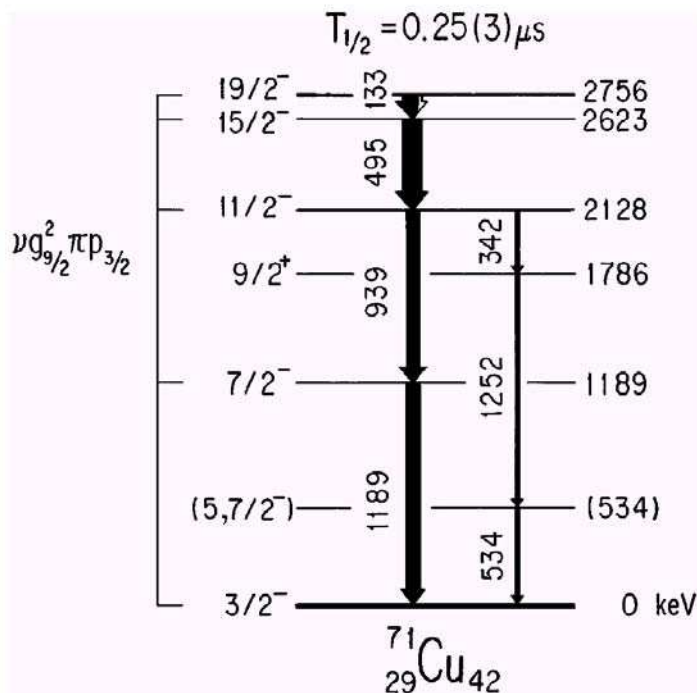


Figure 3.6 : Schéma des états excités du ^{71}Cu obtenu par la réaction ‘deep-inelastic’ présentée dans la référence [Ish98].

Ce niveau est situé à l'énergie de 2756 keV, il décroît par une cascade composée en majorité par quatre photons d'énergies 133, 495, 939 et 1189 keV. Le temps de vie de ce niveau isomérique a été estimé à 250 (30) ns. Le schéma obtenu est présenté dans la figure 3.6.

Pour expliquer l'assignation des spins et parités de ces niveaux, un calcul de modèle en couches a été effectué avec un espace réduit comprenant 1 proton dans la couche $p_{3/2}$ et 2 neutrons dans la couche $g_{9/2}$, (configuration $\pi p_{3/2} \nu g_{9/2}^2$). L'interaction résiduelle des deux neutrons a été estimée à partir des énergies mesurées dans le ^{70}Ni ($0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$) pour $\nu g_{9/2}^2$ et dans ^{70}Cu ($3^-, 4^-, 5^-, 6^-$) pour $\nu g_{9/2} \pi p_{3/2}$.

3.2.4 L'étude des niveaux isomères produits par fragmentation du projectile

Une autre réaction utilisée pour produire les noyaux dans cette région d'intérêt est la fragmentation du projectile. Elle permet de pousser l'étude des noyaux riches en neutrons plus loin que par les autres réactions. Actuellement le dernier noyau de Nickel pour lequel des états isomériques ont été observés est le ^{76}Ni [Pfu02]. Une limitation importante dans ce type d'études est due au temps de vol du noyau entre la cible de production et le lieu d'implantation. Ce temps donne la limite inférieure mesurable du temps de vie des niveaux isomériques. Grzywacz et al. [Grz98] a observé l'existence de nombreux isomères produits par fragmentation autour du ^{68}Ni . En particulier ce travail est d'un grand intérêt comme point de départ de cette thèse. La plupart des informations concernant les niveaux étudiés dans l'expérience E343 ont été publiées dans cette référence. Les schémas expérimentaux rapportés dans cette publication vont être utilisés tout au long de cette partie de thèse.

La mesure du facteur gyromagnétique g d'un état nucléaire donne des informations sur sa structure une particule. Le facteur g peut révéler la structure de la fonction d'onde d'un état particulier. En utilisant la méthode des perturbations angulaires dépendantes du temps (TDPAD, Time Dependent Perturbed Angular Distribution) G.Georgiev et al. [Geo02] a mesuré le facteur gyromagnétique g du niveau de spin $9/2^+$ du ^{67}Ni . La valeur mesurée est $|g|=0.125(6)$. Elle est considérée comme trop faible pour des niveaux $9/2^+$ situés dans cette région de la carte des noyaux. Cette valeur ne peut pas être reproduite dans un modèle utilisant seulement l'espace neutronique $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$, $g_{9/2}$. Par contre, elle peut être reproduite en ajoutant dans le calcul l'espace protonique $f_{7/2}$, $f_{5/2}$ qui suppose une composante important d'excitations du cœur proton.

Pour conclure, la connaissance expérimentale des niveaux isomériques, dans cette région de la carte des noyaux, est assez complète. Ceci est dû aux multiples méthodes d'investigation diverses et complémentaires qui ont conduit à ces résultats.

3.3 Probabilités de transition γ

Les transitions γ permettent au noyau de se désexciter d'un état excité vers un niveau d'énergie plus bas jusqu'à son état fondamental. Les probabilités de transition sont, en général, gouvernées par la loi d'or de Fermi. Cette loi dit que le nombre de transitions par unité de temps est proportionnel au carré de l'élément de matrice $\langle J_f M_f | H_{int} | J_i M_i \rangle$. L'élément de matrice décrit comment l'Hamiltonien H_{int} transforme l'état initial $|J_i M_i\rangle$ en l'état final $|J_f M_f\rangle$. Les états initiaux et finaux sont décrits par les nombres quantiques : le moment angulaire J , sa projection M , et la parité π . Le traitement des transitions γ fait appel aux équations de Maxwell. Le champ électromagnétique peut être décomposé en multipôles électriques ($E\lambda$) et magnétiques ($M\lambda$) où λ est l'ordre de ces multipôles. En supposant que les longueurs d'ondes correspondant aux radiations des photons soient plus grandes que le rayon nucléaire, les opérateurs électriques et magnétiques multipolaires deviennent :

$$M(E\lambda, \mu) = \int \rho(r) r^\lambda Y_{\lambda, \mu}(\hat{r}) d\tau \quad (3.1)$$

$$M(M\lambda, \mu) = \frac{-1}{c(\lambda+1)} \int j(r) (r \times \nabla) r^\lambda Y_{\lambda, \mu}(\hat{r}) d\tau \quad (3.2)$$

où $\rho(r)$ est la distribution de charge, $j(r)$ est le courant de cette distribution et $Y_{\lambda, \mu}$ sont les fonctions harmoniques sphériques d'ordre λ, μ .

Les radiations électriques et magnétiques ont des propriétés bien distinctes :

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq J_i + J_f \quad J_i = J_f = 0 \text{ est interdite}$$

$$\Delta\pi = \begin{cases} (-1)^\lambda & \text{pour des transitions } E\lambda \\ (-1)^{\lambda+1} & \text{pour des transitions } M\lambda \end{cases}$$

Ainsi, des transitions de type M1 et E2 apparaissent entre des niveaux ayant la même parité, par contre les transitions E1 et M2 ne peuvent avoir lieu qu'entre un état initial et un état final de parités opposées. Du fait que le photon a un spin 1, les transitions entre deux niveaux de spins 0 sont interdites. Ces niveaux décroissent par émission d'un électron de conversion. Ce processus est le résultat de l'interaction électromagnétique entre le noyau et les électrons alentour. Toutes les décroissances γ sont en concurrence avec l'émission d'un électron de conversion. La compétition entre ces deux types de désintégration est mesurée par le paramètre α . L'intensité totale d'une transition est donnée par $I_{tot} = I_\gamma (1 + \alpha)$, où I_γ est l'intensité de la transition γ . En général, α augmente rapidement avec la multipolarité de la transition et décroît avec son énergie. Les probabilités de transition sont dominées, généralement, par le multipôle d'ordre le plus bas. Il existe des exceptions. Si le multipôle le plus bas est de type M1, la transition quadrupolaire électrique E2 peut quelquefois, être substituée à la place de la transition magnétique monopolaire. Le paramètre de mélange multipolaire δ est défini comme le rapport entre les éléments de matrices, en compétition, impliqués dans ce processus.

Les opérateurs définis dans les équations (3.1) et (3.2) agissent entre des états bien définis, l'état initial $|J_i M_i\rangle$ et l'état final $|J_f M_f\rangle$. Pour évaluer les éléments de matrice de transition, il est nécessaire de faire la somme sur tous les nombres quantiques magnétiques en imposant la condition $M_i + \mu = M_f$. Cette opération donne la probabilité réduite de transition $B(X\lambda; J_i \rightarrow J_f)$, où X peut être de type électrique E ou magnétique M.

$$B(X\lambda; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_f \| M(X\lambda) \| J_i \rangle \right|^2 \quad (3.3)$$

La matrice réduite de transition est indépendante des nombres quantiques magnétiques. Elle contient l'information sur la structure nucléaire. Un modèle théorique fournit des fonctions d'onde à partir desquelles sont calculés les éléments de matrice réduite ainsi que la probabilité de transition réduite. La contribution de chaque multipole au temps de vie permet de déterminer la valeur expérimentale $B(X\lambda)$. Pour une transition de multipole λ entre l'état initial J_i et l'état final J_f , le temps de vie partiel est lié à la probabilité de transition réduite par :

$$B(X\lambda; J_i, J_f) = \frac{1}{\tau_\gamma} \left\{ \frac{\lambda[(2\lambda+1)!]}{8\pi(\lambda+1)} \hbar \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^{2\lambda+1} \right\} \quad (3.4)$$

où E_γ est l'énergie de la transition et τ_γ le temps de vie partiel. Pour les transitions électriques, $B(E\lambda)$ est exprimé en $e^2 \text{fm}^{2\lambda}$, pour des transitions magnétiques $B(M\lambda)$ est exprimé en $\mu_N^2 \text{fm}^{2\lambda-2}$. Pour une multipolarité bien définie, tous les paramètres, à l'exception de l'énergie et du temps de vie, sont constants.

A partir de la mesure expérimentale du temps de vie d'un niveau, il est possible de comparer les probabilités de transition prédites par des modèles aux valeurs expérimentales. Ces comparaisons peuvent donner une idée sur la validité de certains modèles utilisés. Un bon accord entre les valeurs calculées des probabilités de transitions et celles mesurées représente un test beaucoup plus dur du modèle que de comparer uniquement les énergies des états.

Les estimations de Weisskopf

Les estimations de Weisskopf donnent la probabilité de transition en supposant qu'un seul nucléon soit responsable de la transition. Elles sont basées sur un rayon nucléaire tel que $R_0 = r_0 A^{1/3}$ fm et par le fait qu'un seul nucléon se déplace d'une orbitale une particule à une autre, sans perturber les autres nucléons. En tenant compte de ces approximations, les probabilités de transitions réduites s'écrivent :

$$B_W(E\lambda) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 (1.2)^{2\lambda} A^{2\lambda/3} \quad (3.5)$$

$$B_W(M\lambda) = \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 (1.2)^{2\lambda-2} A^{2\lambda-2/3} \quad (3.6)$$

Les probabilités de transition réduites peuvent être exprimées en unité Weisskopf (W.u.). Elles sont obtenues en faisant le rapport entre la valeur expérimentale et la valeur calculée par l'estimation Weisskopf :

$$B(X\lambda)(W.u.) = \frac{B_{\text{exp}}(X\lambda)}{B_{\text{W}}(X\lambda)} \quad (3.7)$$

Les probabilités de transitions réduites, en unité Weisskopf, peuvent être utilisées pour déduire la multipolarité de la transition et dans certains cas les spins des niveaux initiaux et finaux. Dans le tableau 3.1, sont représentées les valeurs limites supérieures de ces rapports. Ces valeurs ont été extraites à partir de données expérimentales pour les noyaux ayant une masse A comprise entre 45 et 90.

Type de transition	B(Xλ) maximum (W.u.)
E1	0.01
E2	300
E3	100
M1	3
M2	1
M3	10

Tableau 3.1 : Tableau représentant les valeurs limites supérieures de la probabilité de transition réduite exprimée en unité de Weisskopf.

3.4 La méthode expérimentale

3.4.1 Le spectromètre LISE

La Ligne d'Ions Super Epluchés LISE a pour objectif principal de produire et de sélectionner des noyaux exotiques obtenus par fragmentation du projectile. Elle est représentée schématiquement dans la figure 3.7. Ce spectromètre est doublement achromatique, en angle et en position : cela signifie que ces deux paramètres (angle et position) ne dépendent pas, au point image du spectromètre, de l'énergie des ions. Ces derniers sont produits par fragmentation d'un faisceau stable sur une cible placée en début du spectromètre (point objet). Deux types de cibles peuvent être utilisées, l'une fixe, l'autre 'rotative'. Cette dernière est utilisée si la perte d'énergie du faisceau primaire dans la cible engendre un échauffement local trop important, risquant de faire fondre la cible. Aux énergies des faisceaux utilisés sur LISE, les noyaux produits sont fortement émis à l'avant. L'acceptance angulaire du spectromètre est, en θ et en ϕ , de ± 17.4 mrad. Les noyaux produits quittent la cible sous forme d'ions ayant quasiment la vitesse du projectile. Ils atteignent un premier dipôle (D1). Ce dipôle permet de faire une première sélection magnétique sur la masse A, l'état de charge Q et la vitesse des fragments produits. L'angle moyen de déviation du premier dipôle est de 45° , son rayon de courbure est de 2.6 m. La rigidité maximale de ce dipôle est de 4.3 Tm. Les ions sont dispersés dans le plan horizontal en sortie de ce dipôle. Ils sont sélectionnés par des fentes FH31, situées dans le plan dispersif, afin de permettre une acceptation sur la sélection en

moment produite par le dipôle D1. Au plan focal intermédiaire, la dispersion en moment est de 17.3 mm par pourcent et l'ouverture maximale des fentes est de ± 45 mm ; ce qui donne une acceptance maximale en $\Delta p/p$ de $\pm 2.63\%$. Normalement, les ions sont refocalisés en un premier point focal achromatique par un deuxième dipôle (D2).

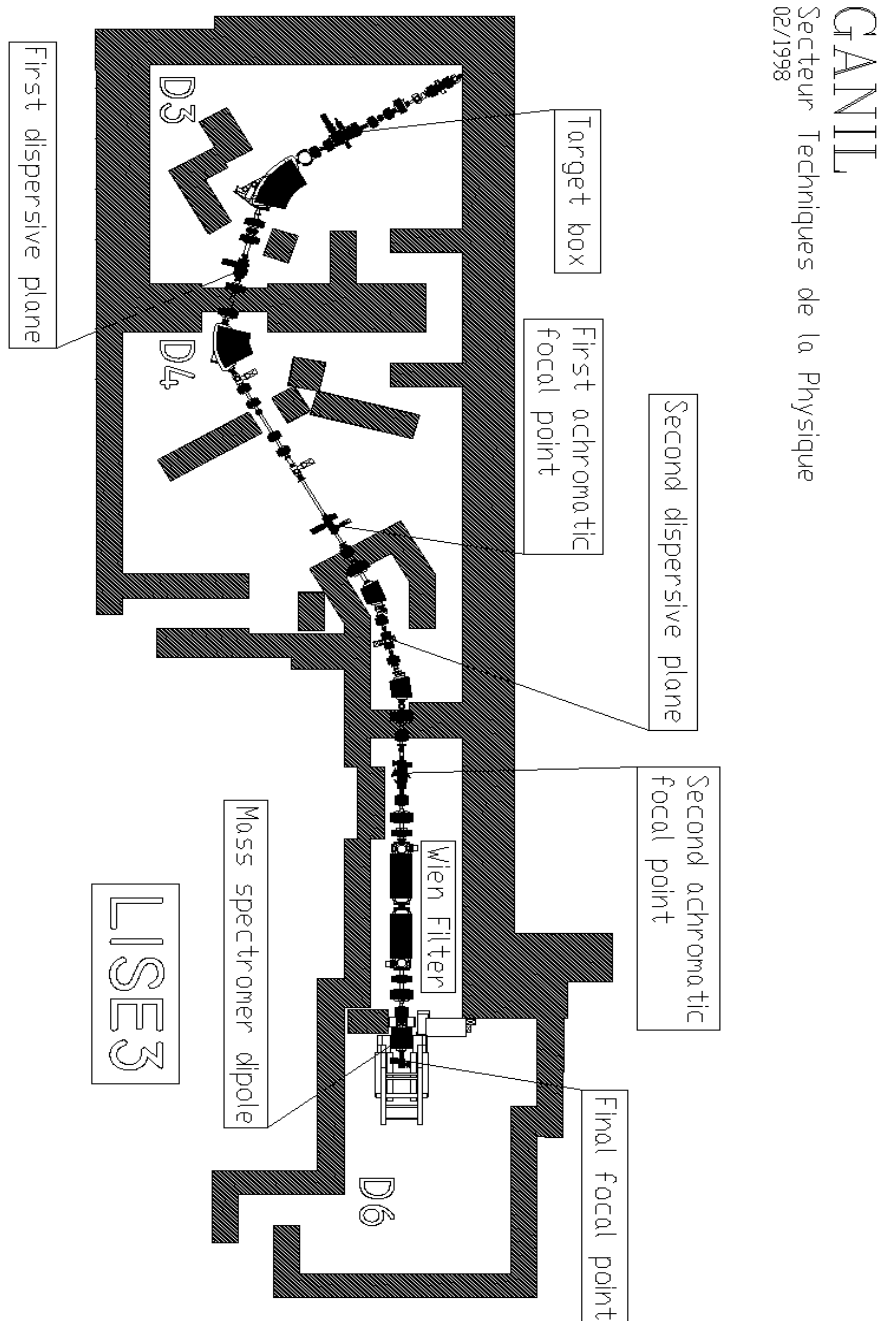


Figure 3.7 : Vue schématique de spectromètre LISE.

Nous pouvons cependant introduire un dégradeur entre les deux dipôles. Sa forme a été définie pour conserver l'achromatisme du spectromètre. Ce dégradeur peut être inséré dans la

trajectoire des ions afin d'obtenir une purification des faisceaux secondaires. Les particules qui traversent le dégradeur perdent une partie de leur énergie cinétique. Cette perte d'énergie est fonction de l'épaisseur et du numéro atomique du dégradeur utilisé ainsi que de la nature de la particule qui le traverse. En utilisant la formule de Bethe, qui nous donne le pouvoir d'arrêt dE/dx des ions dans la matière, on obtient une relation entre l'énergie E , la masse A et le numéro atomique Z de l'ion.

$$DE/E \approx A^3/Z^2 \quad (3.8)$$

En combinant l'effet du dégradeur avec le réglage du second dipôle (D2), qui restitue l'achromatisme du spectromètre, une sélection de compensation est obtenue. Elle permet d'éliminer la dispersion en moment causée par le premier dipôle sur les trajectoires des noyaux pour lesquels le réglage est optimisé. Les ions, qui ont une énergie compatible avec le réglage du second dipôle, sont focalisés au point focal en sortie du dipôle. Ceux dont l'énergie n'est pas en accord avec le réglage du second dipôle sont dispersés au point de focalisation et arrêtés par des fentes FH43. Connaissant l'épaisseur du dégradeur, on peut calculer la perte d'énergie des ions d'intérêt, et fixer la valeur du champ magnétique du deuxième dipôle afin de transmettre les ions désirés. Dans le cas de l'expérience décrite dans ce travail, le dégradeur a été utilisé pour éliminer la contribution des particules légères produites lors de la réaction, ainsi que les différents états de charge des fragments plus lourds. A la sortie du dipôle D2, le faisceau obtenu est doublement achromatique. La rigidité maximale de ce dipôle est de 3.2 Tm.

Le faisceau secondaire est sélectionné par les fentes FH43 et FV43. Elles permettent l'élimination des noyaux qui n'ont pas d'intérêt pour l'expérience. Plusieurs quadrupôles sont utilisés pour refocaliser le faisceau afin d'avoir une bonne efficacité pour la transmission du faisceau secondaire le long de la ligne LISE. Des profileurs sont insérables tout au long de la ligne de transport du faisceau. Ils permettent une visualisation rapide et efficace de la position du faisceau lors de son réglage. Les ions peuvent être sélectionnés en vitesse par le filtre de Wien. Ce dernier n'a pas été utilisé dans l'expérience E343.

Les paramètres utilisés pour identifier la nature de l'ion sont: la rigidité magnétique $B\rho$ des dipôles, la perte d'énergie (ΔE), l'énergie cinétique totale (E_{tot}) du fragment, et le temps de vol (TOF) mis par les fragments entre la cible et le point focal achromatique où seront implantés les ions. Cette distance parcourue par les ions est indépendante du noyau transmis, la vitesse de l'ion est donc directement reliée à ce temps.

Une des méthodes utilisées pour produire les noyaux dans leur état isomérique est la fragmentation du projectile. Plusieurs expériences précédentes [Dau99] montrent que le taux de peuplement des états isomériques peut varier d'un ordre de grandeur en fonction du spin de l'état isomérique et de la distribution en moment acceptée par le spectromètre. Pour optimiser la production des noyaux d'intérêt, un faisceau incident de ^{76}Ge , ayant une énergie de 61.6 MeV/A, a été employé. Le faisceau était envoyé sur une cible en Béryllium de 512.8 μm d'épaisseur. Deux réglages du spectromètre ont été nécessaires pour étudier deux régions différentes de la carte des noyaux présentant des niveaux isomériques : l'une centrée sur le noyau d'intérêt de ^{72}Cu , l'autre focalisée sur le noyau de ^{69}Cu . Pour ces deux réglages, l'épaisseur de la cible a été modifiée en changeant son angle d'inclinaison, 42° pour le ^{72}Cu et 21° pour le ^{69}Cu . Un dégradeur achromatique en Béryllium, ayant une épaisseur de 220 μm , a été utilisé tout au long de l'expérience. Une fois implanté dans le détecteur Silicium, le noyau, qui se trouve dans son état isomérique, va décroître par émission de plusieurs photons, en moyenne de 2 à 5 en fonction du noyau étudié et de l'isomère transmis.

3.4.2 Dispositif de détection

Un détecteur d'ions lourds est placé à l'endroit où la taille du faisceau est minimum, c'est le cas du point focal achromatique. Le détecteur est composé d'un télescope de trois détecteurs silicium. Deux types de détecteurs ont été utilisés pour la détection des photons : des détecteurs BaF₂ minutieusement sélectionnés pour leur résolution en temps et un détecteur Germanium dont le rôle était de monitorer la qualité du faisceau et le pouvoir de sélection du télescope composé par les détecteurs silicium.

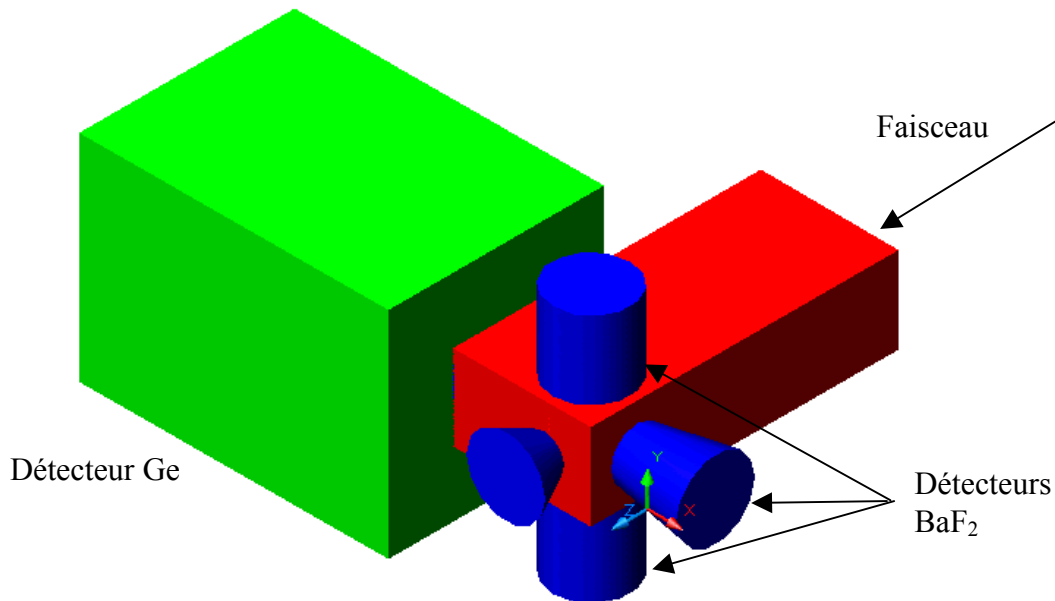


Figure 3.8 : Représentation en 3D de l'expérience E343

3.4.2.1 Les détecteurs des fragments

Le télescope utilisé dans l'expérience E343, était composé de trois jonctions silicium présentées dans la figure 3.9. Les deux premières étaient utilisées en transmission alors que la troisième recueillait l'énergie résiduelle des ions implantés. Ce dernier, de type résistif XY, mesurait aussi la position des fragments. Les détecteurs silicium non résistifs fournissaient un signal donnant deux informations :

- l'énergie déposée par le fragment qui est directement proportionnelle à l'amplitude du signal,
- le temps auquel l'ion touche le détecteur. Ce temps permet aussi de faire un déclenchement servant à démarrer une base de temps de vol. L'arrêt de cette base de temps étant donné par la radiofréquence RF du cyclotron.

La résolution typique en énergie pour ce détecteur est environ de 40 à 50 keV pour un rayonnement α d'énergie de l'ordre de 5 MeV. La raison principale d'utiliser un télescope est que la mesure simultanée de la perte d'énergie et de l'énergie totale permet d'éliminer les événements pour lesquels l'ion a interagi nucléairement dans un des deux premiers

détecteurs. Ces trois détecteurs ont des épaisseurs de 300, 300 et 500 μm . Ces valeurs ont été choisies pour que tous les ions s'arrêtent dans le dernier détecteur XY qui a été incliné à 45°.

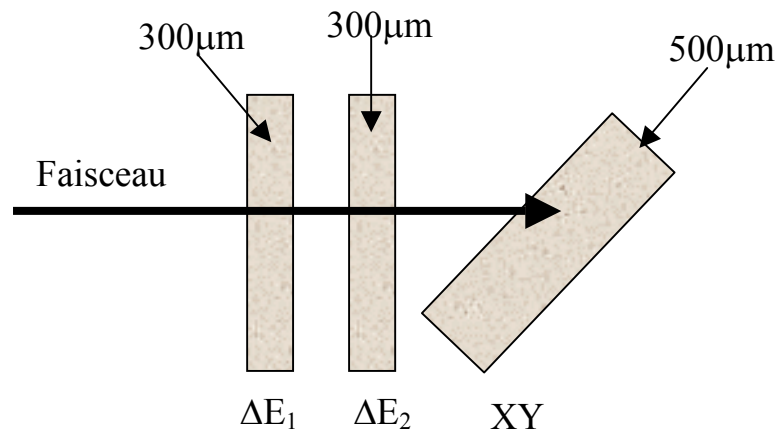


Figure 3.9 : Télescope silicium pour la détection des ions.

3.4.2.2 Les détecteurs γ

Les détecteurs BaF_2 , au nombre de quatre, étaient des détecteurs ayant un volume relativement petit. Cette contrainte a permis d'obtenir des performances remarquables concernant leur réponse en temps, ceci au détriment de leur efficacité. Deux formes ont été choisies pour ces détecteurs représentés dans la figure 3.10.

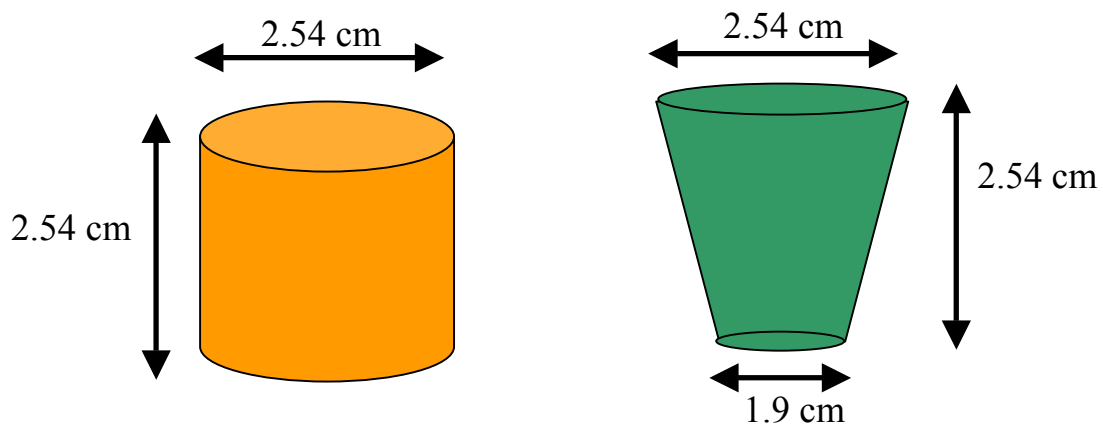


Figure 3.10 : Détecteurs BaF_2 utilisés dans l'expérience E343.

Le signal, délivré par ce type de détecteur, comporte deux composantes : une lente et une rapide. La composante la plus importante pour notre cas est la composante rapide. Elle détermine l'instant d'interaction du photon avec le cristal. L'intégration de ces deux composantes donne une charge proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur.

Un détecteur Germanium, de type 'clover' (prototype EXOGAM) [EXOG], a été utilisé. Ce choix a été fait en raison de son grand volume donnant une efficacité élevée.

3.4.3 Principe de mesure de temps de vie

La méthode 'Fast timing'

Les niveaux excités de ces noyaux présentent des temps de vie très différents. La méthode 'fast timing' ou méthode des photons retardés [Mac86], utilisant des procédures performantes de calibration concernant la réponse des détecteurs en fonction des différents types d'interaction dans son cristal. Ainsi il est possible de mesurer des temps de vies compris entre 5ps et 30ns.

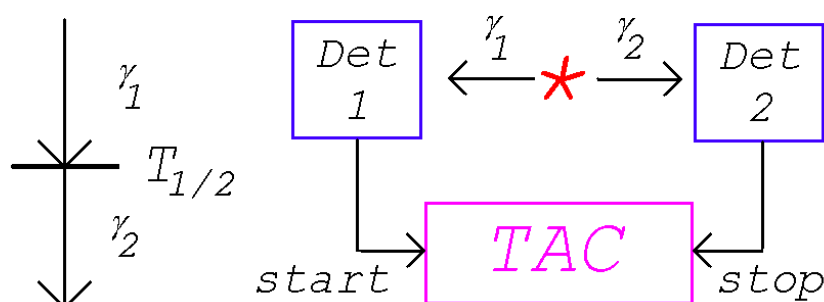


Figure 3.11 : Principe de mesure de la méthode 'fast timing' : le photon (γ_1) qui peuple le niveau d'intérêt démarre la mesure du temps au niveau du «TAC» (Convertisseur Temps Amplitude), le photon (γ_2), qui désexcite ce niveau, arrête la mesure du temps au niveau du «TAC».

Les signaux temps provenant des détecteurs BaF₂ sont traités de 2 manières différentes.

- Le 'fast TAC' est le terme utilisé pour la mesure de temps entre deux détecteurs BaF₂.
- Le 'slow TAC' est la dénomination consacrée pour la mesure de temps entre un détecteur BaF₂ et un détecteur autre que les BaF₂. Cette mesure a pour but de valider l'information obtenue par le 'fast TAC'.

La figure 3.11 présente une vue schématique de la méthode 'fast timing' : Un photon γ_1 , appartenant à la cascade peuplant le niveau isomérique, démarre le 'fast TAC' (Convertisseur temps amplitude). La raie γ_2 , qui désexcite le niveau peuplé par la première raie, arrête le TAC. Le temps mesuré entre ces deux photons détermine le temps de vie de ce niveau. L'allure du spectre en temps fournit par le 'fast TAC' est présentée dans la figure 3.12. Si le temps de vie du niveau est nettement inférieur à la résolution en temps du système de mesure (spectre a), la mesure est faite par l'analyse du centre de gravité qui est déplacé par rapport au pic prompt. Ce déplacement donne le temps de vie τ du niveau. Par contre si le temps de vie du niveau est largement supérieur à la résolution en temps du système de mesure (spectre b), sa valeur est déterminée, à partir de la pente de la partie retardée du spectre.

Dans l'expérience E343, le 'slow TAC' mesure le temps entre le moment où le noyau touche le télescope et celui où le photon interagit avec un cristal de BaF₂. Ce temps permet

d'éliminer les événements correspondant aux interactions du noyau d'intérêt (noyau isomérique) avec les noyaux du détecteur d'implantation (ici noyau de Silicium). Ces interactions donnent des photons prompts, émis dans le télescope et dont la contribution est détectée par les détecteurs en BaF₂. Cette contribution constitue un fond parasite. Le module électronique correspondant est un « TDC » (Time to Digital Converter), module qui regroupe les fonctions d'un « TAC » et d'un « ADC » (Analogic to Digital Converter).

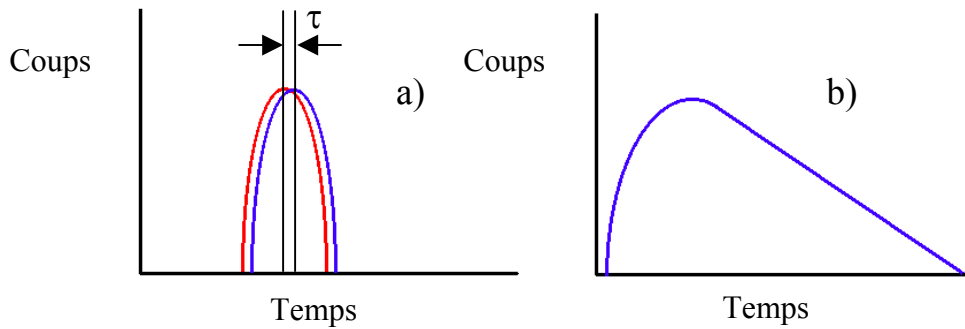


Figure 3.12 : Allure du spectre en temps fournit par le 'fast TAC'. Analyse du centre de gravité (cas a) dans le cas où le temps de vie du niveau est nettement inférieur à la résolution en temps du système de mesure ; analyse de la partie retardée du spectre (cas b) dans le cas où le temps de vie du niveau est largement supérieur à la résolution en temps du système de mesure.

Analyse mathématique

Si le temps de vie du niveau d'intérêt est suffisamment long pour que le spectre temps montre une pente de décroissance, la demi-durée de vie est obtenu directement comme pour la détermination des périodes radioactives [Mac89]. Le spectre retardé peut être exprimé comme :

$$F(t_j) = N \int_0^{\infty} P(t_j - t) e^{-\lambda t} dt \quad (3.9)$$

où le nombre de coups observé au temps t_j sont ceux dûs au processus de décroissance au temps t , convolués à la résolution intrinsèque en temps du système de mesure. N est le nombre total des coups dans le spectre temps, $P(t_j)$ est le spectre temps prompt, et $\lambda = 1/\tau$ est la constante de désintégration. Si la fonction prompte $P(t_j)$ est assimilée à une fonction Gaussienne, la distribution en temps est exprimée analytiquement de la façon suivante :

$$F(t_j) = \gamma \int_A^{\infty} e^{-\delta(t_j - t)^2} e^{-\lambda(t - A)} dt \quad (3.10)$$

où γ est une constante de normalisation, δ est le paramètre lié à la largeur de la distribution Gaussienne, et A le centre de la distribution Gaussienne.

Cette fonction est utilisée pour le 'fit' des spectres temps, utilisant un programme de minimisation de l'erreur (type χ^2) [Bre69].

3.4.4 Acquisition des données et électronique associée

Le but principal de l'expérience E343 est la mesure de temps de vie pouvant atteindre quelques picosecondes. Un aspect très important est la stabilité des modules électroniques. Ces derniers peuvent montrer des fluctuations dues aux changements de température, aux variations des taux de comptages des détecteurs, ou pour d'autres raisons. L'électronique associée à la voie temps des BaF₂ a été minutieusement choisie et testée. Le schéma d'électronique utilisé est présenté dans la figure 3.13. Une fois qu'un noyau a traversé le détecteur Silicium $\Delta E1$, un signal logique rapide (associé à la sortie du DFC (Discriminateur à Fraction Constante)) est généré et sert de déclenchement (trigger) principal de l'expérience, via le module GMT (GANIL Master Trigger). A son tour, le GMT génère un signal logique FTA (Fast Trigger Accepted) dont le rôle est de déclencher les modules TDC et d'ouvrir la porte de validation des codeurs γ . En raison de la période des niveaux isomères, les signaux γ ne sont pas synchrones avec l'arrivée d'un ion lourd. Un déclenchement général identique pour chacune des voies n'est pas possible sans détériorer la linéarité des codeurs. Le mode de fonctionnement des codeurs ADC a donc été choisi de manière asynchrone. Ce choix a permis de pallier à la non-linéarité observée pour ce type de codeur dans le mode de fonctionnement de type synchrone. L'ouverture de la porte d'analyse, pour chaque voie du codeur, a été réalisée par un signal logique correspondant au signal analogique codé par cette voie et généré à partir du même détecteur que ce signal analogique. C'était le cas pour tous les signaux 'énergie' et ceux qui étaient issus des modules TAC associés aux détecteurs γ . Par contre, pour les signaux associés aux détecteurs ions lourds, le déclenchement de la porte d'analyse était réalisé par le premier détecteur Silicium $\Delta E1$ car tous les signaux ($\Delta E2$ -XY) sont en coïncidence avec ceux du premier détecteur silicium.

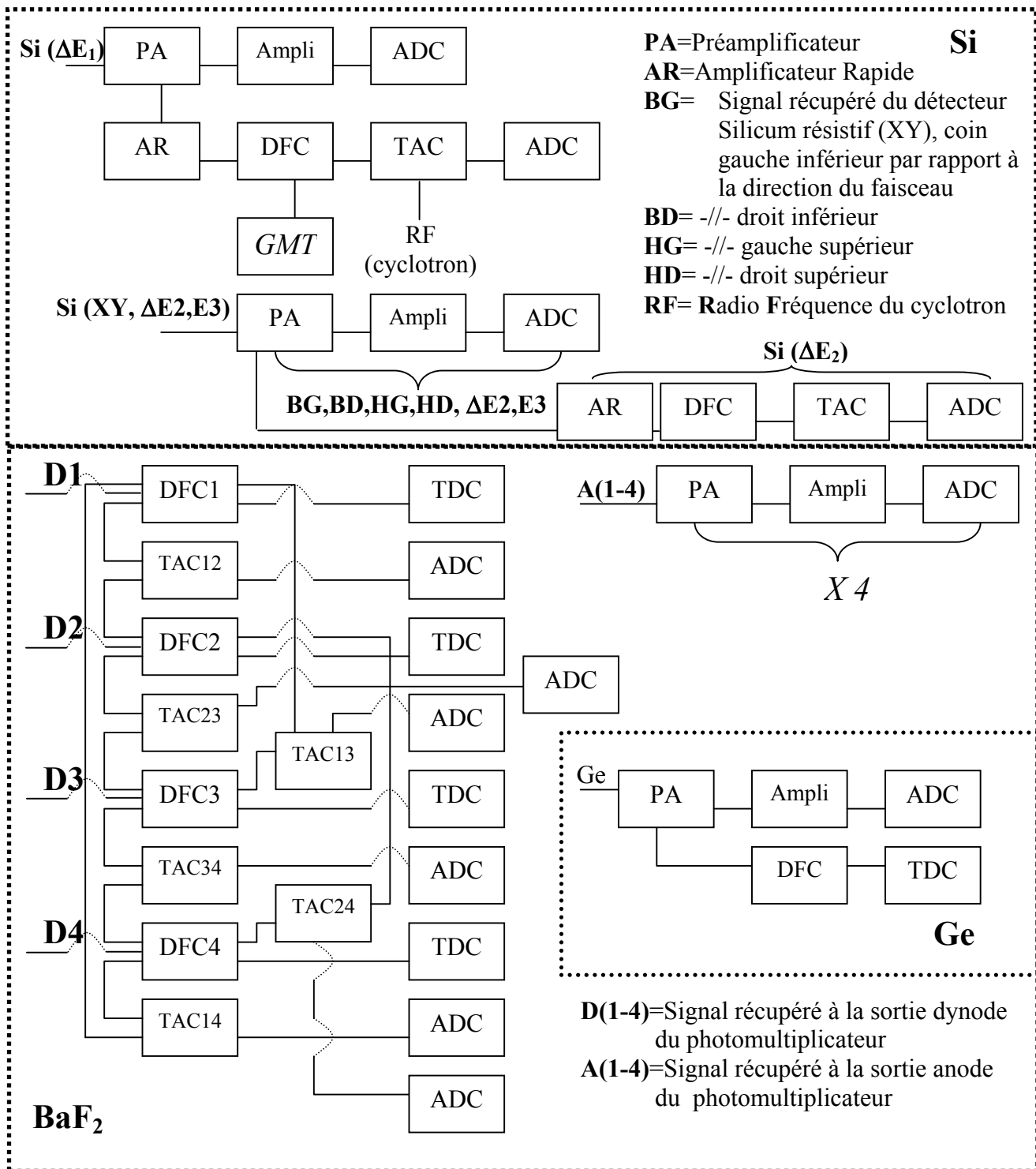


Figure 3.13 : Schéma de l'électronique utilisé dans l'expérience E343.

Le traitement des signaux en temps est présenté dans la figure 3.14.

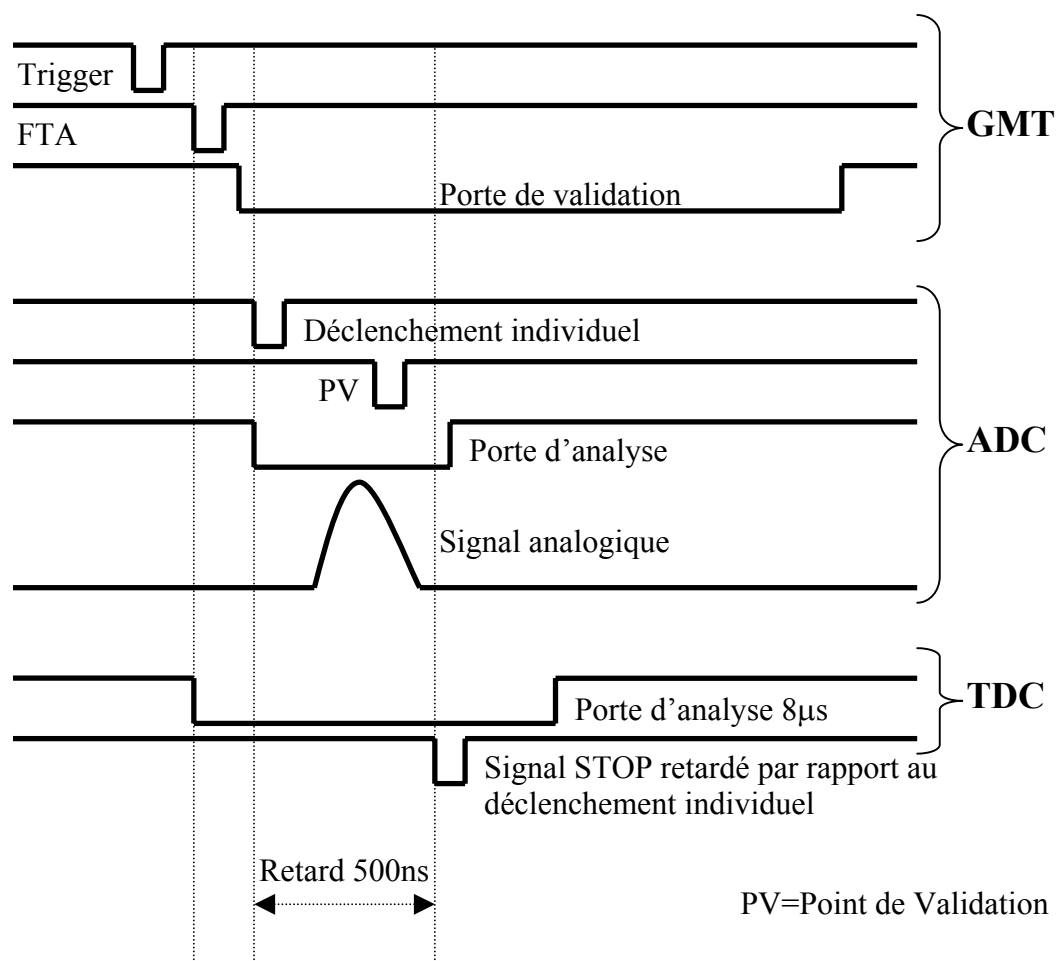


Figure 3.14 : Traitement des signaux en temps dans l'expérience E343, schéma temporel d'un évènement accepté par l'acquisition.

3.5 Analyse des données et interprétation des résultats

Dans une première étape, le spectromètre LISE a été optimisé pour la transmission du noyau de ^{67}Ni . La carte d'identification est présentée dans la figure 3.15. Elle correspond à la perte d'énergie des ions dans le deuxième détecteur silicium en fonction du temps de vol entre ce détecteur et la cible de production (signal radiofréquence du cyclotron RF). Le deuxième détecteur silicium a été choisi en raison d'une meilleure résolution en énergie mesurée et donc une meilleure séparation des noyaux identifiés.

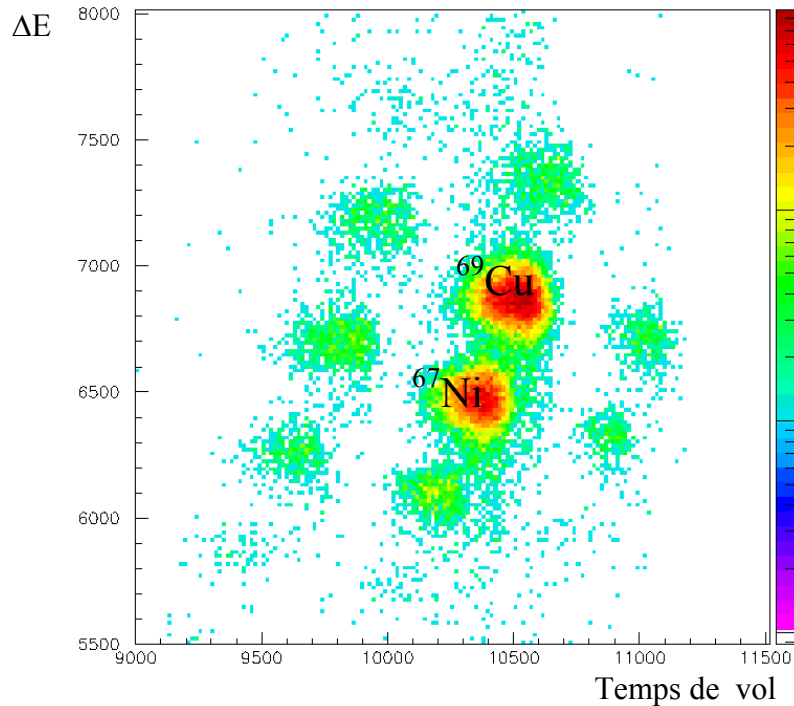


Figure 3.15 : Matrice d'identification, utilisant le deuxième détecteur silicium, le réglage du spectromètre est optimisé sur le ^{67}Ni .

Le nombre total de noyaux accumulés pour chaque espèce, lors de ce réglage, est reporté dans le tableau 3.2.

Noyau détecté	Coups	Noyau détecté	Coups
^{64}Fe	$6.43 \cdot 10^5$	^{68}Ni	$1.07 \cdot 10^7$
^{65}Co	$5.46 \cdot 10^6$	^{68}Cu	$2.07 \cdot 10^6$
^{66}Co	$3.60 \cdot 10^6$	^{69}Cu	$7.11 \cdot 10^7$
^{66}Ni	$1.29 \cdot 10^6$	^{70}Cu	$8.56 \cdot 10^6$
^{67}Ni	$3.60 \cdot 10^7$	^{71}Zn	$6.99 \cdot 10^6$

Tableau 3.2 : Nombre total de noyaux accumulés pour chaque espèce dans l'état de charge $Q=Z$, pour le réglage du spectromètre LISE optimisé sur le noyau de ^{67}Ni .

Un deuxième réglage du spectromètre LISE a été réalisée pour étudier des noyaux plus exotiques. Il a été optimisé pour la transmission du noyau ^{72}Cu . La matrice d'identification des noyaux transmis par le spectromètre est présentée dans la figure 3.16. Le nombre total des noyaux accumulés pour chaque espèce est donné dans le tableau 3.3.

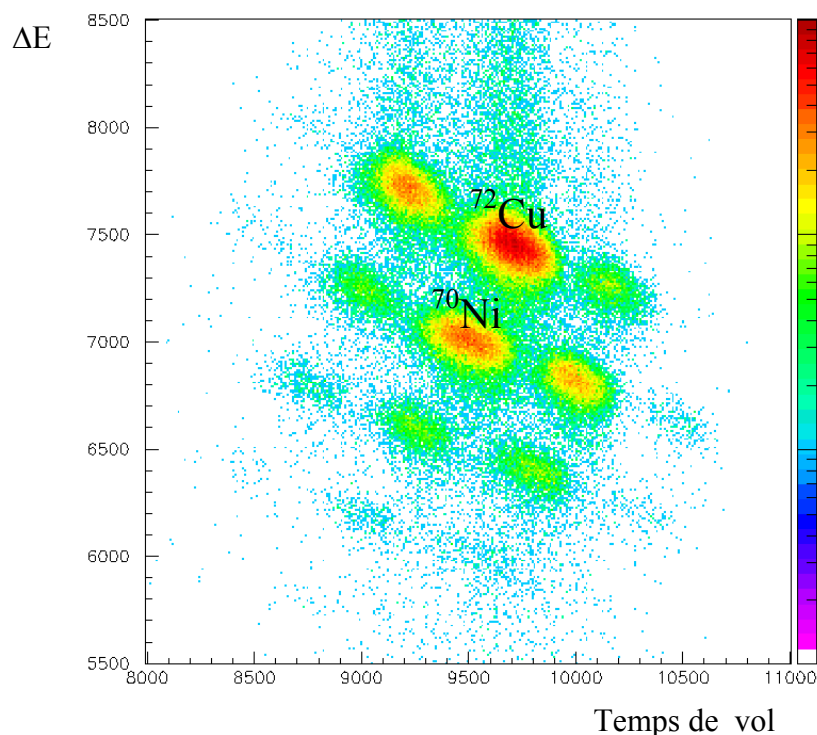


Figure 3.16 : Matrice d'identification pour le réglage du spectromètre optimisée sur le ^{72}Cu . Le deuxième détecteur silicium est utilisé pour la mesure de la perte d'énergie.

Noyau détecté	Coups	Noyau détecté	Coups
^{67}Co	$4.21 \cdot 10^6$	^{71}Ni	$6.29 \cdot 10^6$
^{68}Co	$4.69 \cdot 10^6$	^{71}Cu	$2.35 \cdot 10^7$
^{69}Ni	$2.21 \cdot 10^7$	^{72}Cu	$1.34 \cdot 10^8$
^{70}Ni	$3.57 \cdot 10^7$	^{73}Cu	$5.63 \cdot 10^7$

Tableau 3.3 : Nombre total des noyaux accumulés pour chaque espèce dans l'état de charge $Q=Z$, pour le réglage du spectromètre LISE optimisé sur le noyau de ^{72}Cu .

3.5.1 Le ^{67}Ni

Les spectres correspondant aux rayonnements γ provenant de l'état isomère observé dans le noyau de ^{67}Ni sont représentés sur la figure 3.17. Ces spectres, en énergie et en temps, proviennent d'un détecteur BaF_2 et ils sont conditionnés par le fait d'avoir au moins 2 détecteurs BaF_2 touchés dans un délai maximum de 50 ns. Le temps de vie de l'état isomère, situé à l'énergie 1007 keV, est de 13.3(2) μs [Grz98]. Deux transitions γ de 313 et 694 keV désexcitent consécutivement cet isomère.

Pour estimer le temps de vie du niveau situé à l'énergie 694 keV, les spectres temps associés à chaque 'fast-TAC' des BaF_2 ont été conditionnés par l'énergie totale de chaque photon. On retient donc uniquement les événements pour lesquels l'énergie déposée par chaque photon est totalement absorbée dans chacun des deux détecteurs BaF_2 concernés.

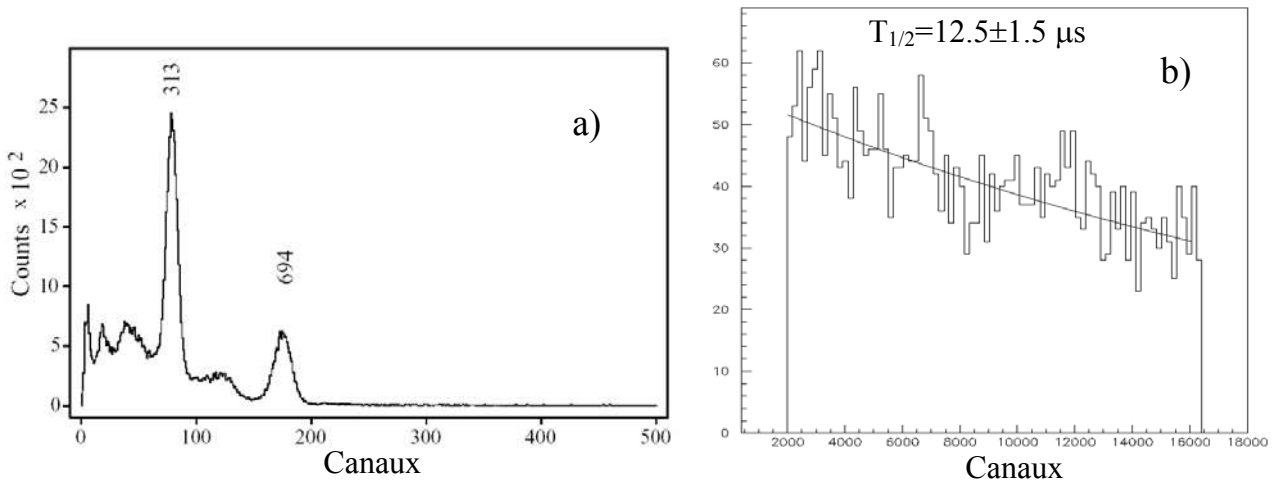


Figure 3.17 : Décroissance du niveau isomérique ^{67m}Ni : A gauche, (a), énergies des photons. A droite, (b,) demi-période relative à cette décroissance.

Le spectre en énergie d'un BaF₂, conditionné par la détection d'un photon d'énergie 694 keV recueillie dans les autres détecteurs BaF₂, est présenté dans la figure 3.18a. Le spectre temps associé aux coïncidences avec les photons d'énergie de 313-694 keV et vice-versa sont présentés dans les figures 3.18b et 3.18c. Dans la figure 3.18d, le demi-temps de vie du niveau situé à 694 keV est déduit à partir du 'fit' effectué sur le spectre temps.

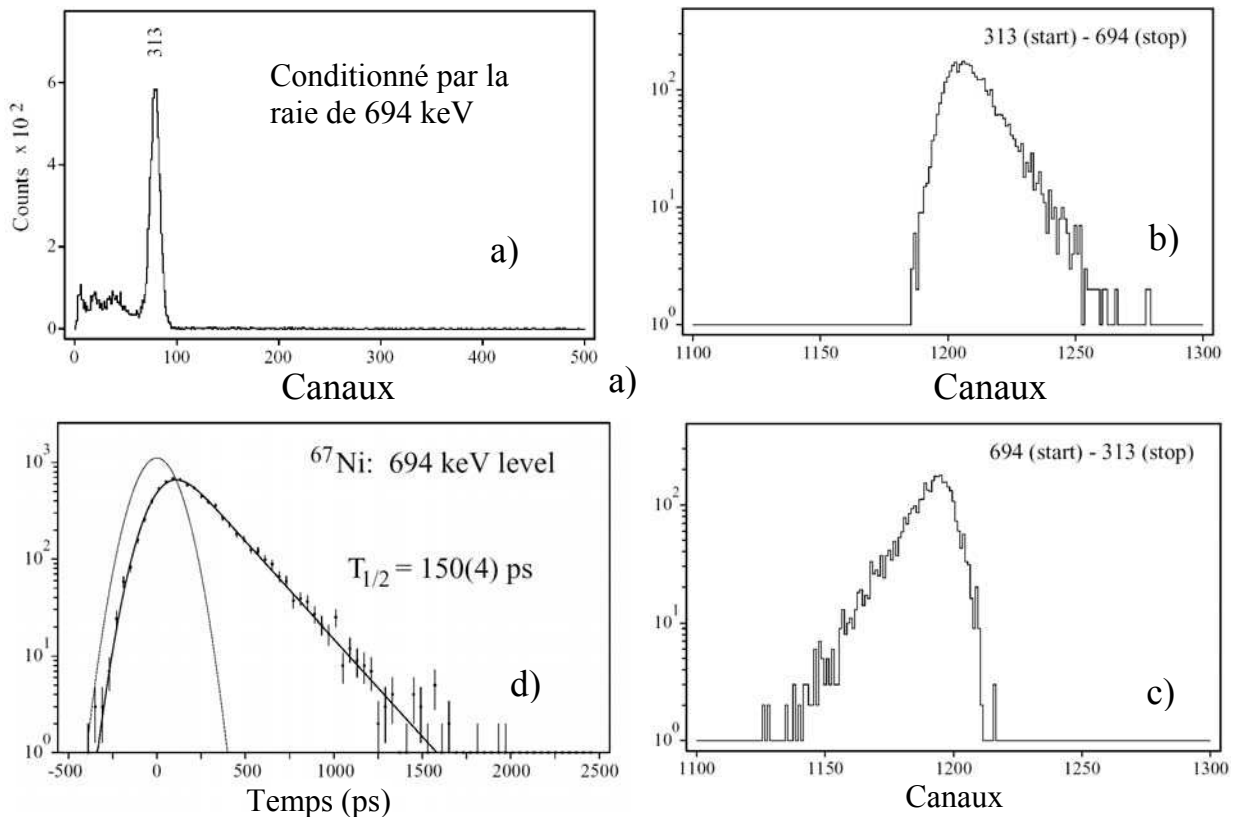


Figure 3.18 : ^{67}Ni : a) Spectre en énergie d'un BaF₂ conditionné par la détection d'un photon d'énergie 694 keV dans les autres détecteurs BaF₂, b) et c) spectres 'fast TAC' conditionnés par les deux raies photons d'énergies 313 et 694 keV, d) spectre temps et détermination de la demi-durée de vie.

Le schéma de niveaux, que nous déduisons ainsi pour le ^{67}Ni est présenté dans la figure 3.19. La demi-vie du niveau situé à l'énergie 694 keV a été mesurée pour la première fois. Elle est de 150 (4) ps. Ce temps de vie permet de déduire que la probabilité de transition $B(E2)$ est égale à 1.43(4) W.u. Cette valeur est en très bon accord avec celles des autres transitions $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ mesurées pour les autres noyaux de cette région de la carte des noyaux. Cette mesure de temps, combinée à l'énergie de la transition, permet de dire que la nature de la transition est de type E2.

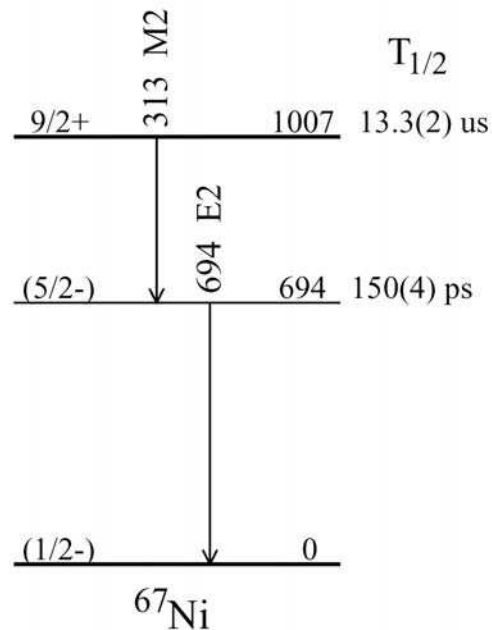


Figure 3.19 : Schéma de niveaux du ^{67}Ni .

3.5.2 Le ^{69}Ni

Les spectres correspondant aux rayonnements γ désexcitant l'état isomère de ^{69}Ni sont représentés sur la figure 3.20. Les résultats sont issus de la référence [Grz98], à l'exception des demi-temps de vies en picosecondes qui font l'objet de ce travail. L'assignation des spins et parités ont été faites sur la base de modèles [Grz98], [Gra99]. Les spectres γ présentés dans la figure 3.20, correspondent à la présence d'au moins deux détecteurs BaF_2 ayant généré un signal dans un délai maximum de 50 ns. Le schéma de niveaux présenté dans la figure 3.20 montre que la désintégration de l'état isomère situé à l'énergie 2701 keV est beaucoup plus compliquée que celle du noyau de ^{67}Ni . Deux problèmes rendent complexe la détermination des durées de vie dans nos données expérimentales :

- Le premier concerne la raie d'énergie 593 keV; celle-ci est double, c'est-à-dire qu'elle comprend 2 photons dont l'écart en énergie est inférieur à la résolution des détecteurs; il est alors nécessaire de choisir judicieusement les coïncidences permettant de les séparer.
- Le deuxième est lié au fait que le niveau d'intérêt situé à l'énergie 2552 keV décroît par 2 transitions en compétition, dont l'une appartient au doublet mentionné. Il faudra donc déterminer le rapports d'embranchement de ces deux voies de désexcitation à 593 et 311 keV.

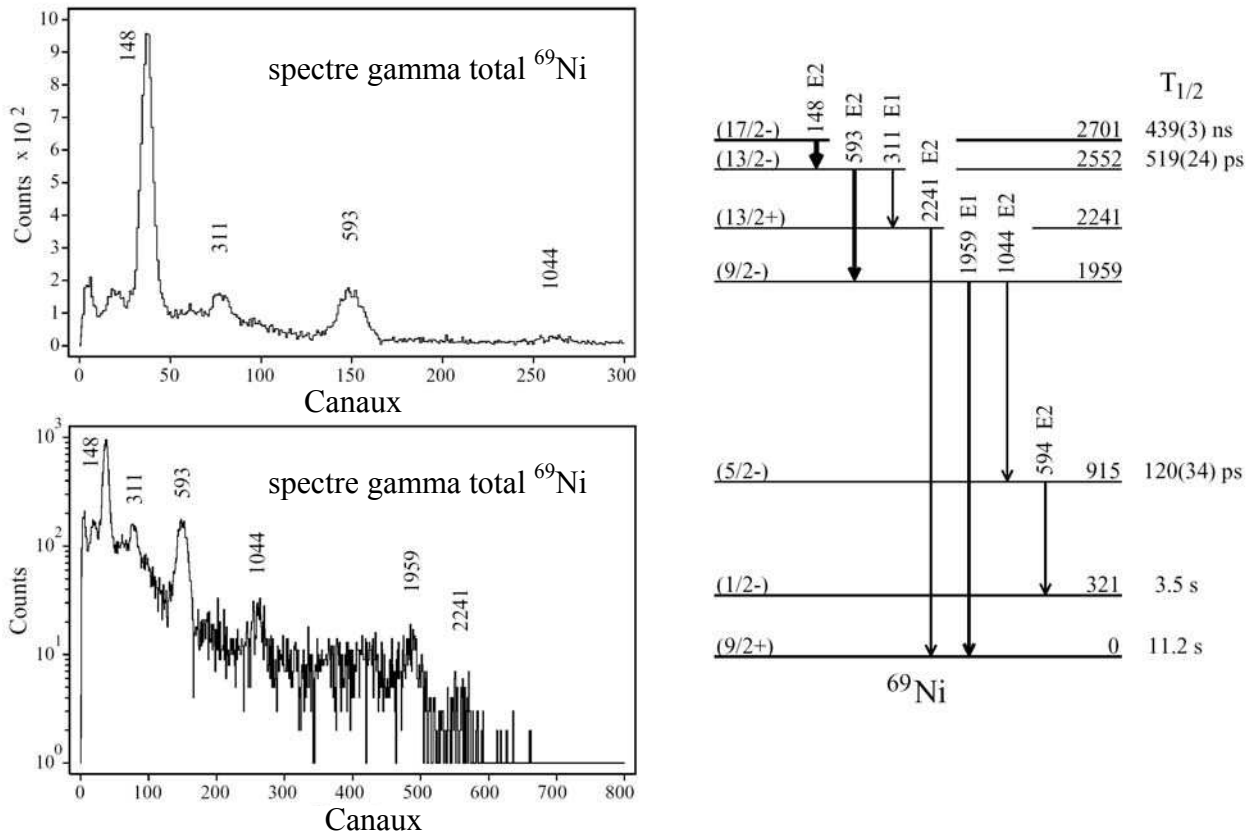


Figure 3.20 : ^{69}Ni - A droite, schéma de décroissance de l'isomère de période radioactive $T_{1/2} = 439 \text{ ns}$. Les résultats sont issus de la référence [Grz98] à l'exception des demi-vies en picosecondes qui sont déduites de ce travail. Les multipolarités E1 et E2 sont en très bon accord avec l'assignation des spins faite dans la figure. A gauche, projection de la matrice de coïncidences $\gamma(\text{BaF}_2)$ - $\gamma(\text{BaF}_2)$. Les énergies des niveaux et des transitions sont indiquées en keV.

L'analyse des coïncidences $\square\square$ a permis de mettre en évidence les transitions \square qui sont en coïncidence avec les photopics d'énergies 148, 593/594 (le doublet), 1044 et 1959 keV. Pour augmenter la statistique, les coïncidences correspondant aux pics à 1044 et 1959 keV ont été sommées respectivement avec celles de leurs régions Compton associées : au-delà du canal 180, correspondant principalement au Compton de la transition à 1044 keV ; au de-là du canal 300, correspondant principalement au Compton de la transition à 1959 keV. D'après le travail de R. Grzywacz et al [Grz98], les raies de 593 et 594 keV sont en coïncidences avec les raies de 148 et 1044 keV alors que seulement la raie de 593 keV est en coïncidence avec la raie à 1959 keV. La figure 3.21-A montre que des fenêtres de coïncidences très propres peuvent être sélectionnées sur les photopics d'énergie 593/594, 593/594 et 593 respectivement dans les spectres conditionnés par les transitions de 148, 1044 et 1959 keV.

Les figures 3.21-B et 3.21-C reportent les spectres temps retardés, conditionnés par les fenêtres sélectionnées sur les coïncidences : 148-593/594, 593/594-1044 et 593-1959 keV :

- Dans les spectres 3.21-B1 et 3.21-C1, la pente, qui apparaît seulement sur la partie retardée de la distribution, indique clairement que la transition 148 keV est au-dessus de l'isomère de temps de vie 519 ps et que les transitions d'énergie 593/594 keV sont situées en dessous de cet état isomère.

- Les figures 3.21-B3 et 3.21-C3 montrent les distributions en temps entre les photons \square peuplant et dépeuplant le niveau 1959 keV. Ces spectres sont quasiment sans asymétrie (quasi-prompt). Le temps de vie du niveau d'énergie à 1959 keV est donc court.

- Les spectres 3.21-B2 et 3.21-C2 correspondent au temps entre la transition 1044 keV et l'une ou l'autre ou les deux transitions du doublet 593/594 keV, c'est-à-dire aux niveaux d'énergie 915 keV et 1959 keV. Ces spectres temps sont légèrement plus larges et asymétriques que ceux observés dans les spectres [B14-B3] et [B14-C3], correspondant uniquement au niveau d'énergie 1959 keV. Cet élargissement du pic temps est donc associé à une composante retardée pour le niveau d'énergie 915 keV.

L'analyse de la forme des spectres temps (figures 3.21-B1, 3.21-C2 et 3.21-B3), associés respectivement au temps de vie des niveaux 2552, 915 et 1959 keV, sont présentés dans les figures 3.21-D1, 3.21-D2 et 3.21-D3). Les spectres temps retardés ont été déconvolués à partir d'une composante prompte. Les temps de demi-vie des niveaux, situés aux énergies d'excitation 915 et 2552 keV du noyau ^{69}Ni , sont respectivement 120 (34) ps et 519 (24) ps. Les rapports d'embranchement des transitions d'énergie 593 et 311 keV dépeuplant le niveau 2552 keV ont été déduits des spectres de coïncidence comme étant respectivement 22(3) et 72(2) %. Ces demi-durées de vie et rapports d'embranchement permettent de déduire les probabilités de transition du niveau à l'énergie 2552 keV vers le niveau 1959 keV comme étant $B(E2; 13/2^- \rightarrow 9/2^-) = 0.63(5)$ W.u. La probabilité de transition entre les niveaux 915 keV et 321 keV est déduite de la durée de vie du niveau 915 keV comme étant $B(E2; 5/2^- \rightarrow 1/2^-) = 3.8(11)$ W.u. Ces valeurs sont en très bon accord avec les assignations de spin et parité pour ces niveaux faites sur la base de modèles présentés par R. Grzywacz et al [Grz98], et H.Grawe et al [Gra99].

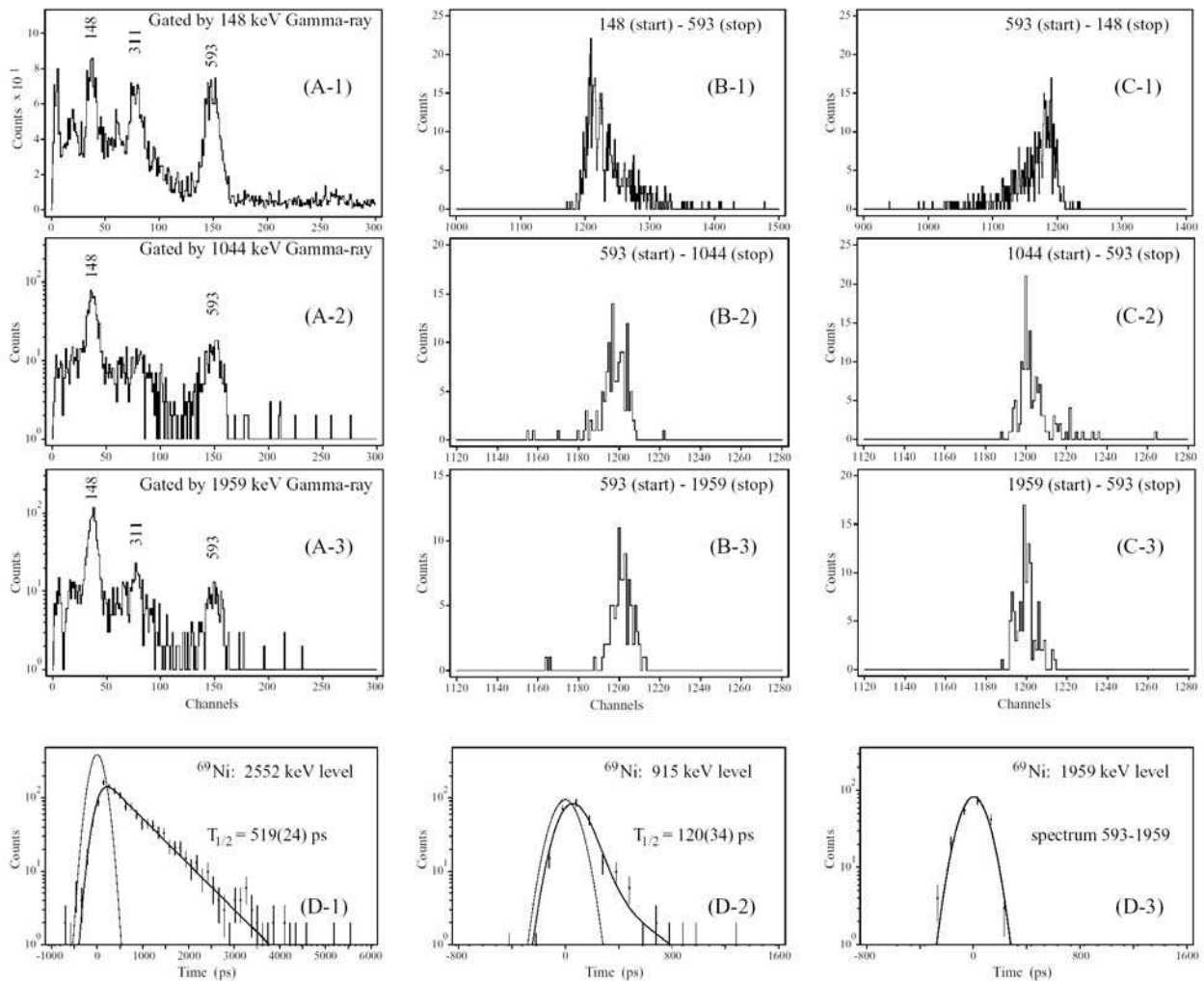


Figure 3.21 : ^{69}Ni - A gauche : spectres γ conditionnés par les photons d'énergie 148 (A-1), 1044 (A-2) et 1959 keV (A-2). Au milieu ((B-1), (B-2), (B-3) spectres temps retardés, entre des photons peuplant et dépeuplant les niveaux. A droite, spectres temps inversés, entre des photons dépeuplant et peuplant les niveaux. Les fenêtres γ - γ sont indiquées dans chaque spectre. En bas, les spectres (D-1), (D-2), et (D-3) correspondent à l'analyse des demi-vies des niveaux de 2552, 915 et 1959 keV. (Voir texte).

3.5.3 Le ^{70}Ni

La désintégration du niveau isomérique situé à l'énergie 2860 keV comporte 4 raies γ consécutives ayant les énergies 183, 448, 970 et 1259 keV. Elles sont placées dans le schéma de niveaux présenté dans la figure 3.22. Le demi-vie de cet état isomérique est de 210(50) ns [Grz98].

Dans la même figure sont présentés les spectres en coïncidence avec ces rayonnements γ . Ces spectres en énergie proviennent d'un détecteur BaF_2 . Ils sont conditionnés par le fait d'avoir au moins 2 détecteurs BaF_2 touchés dans un délai maximum de 50 ns .

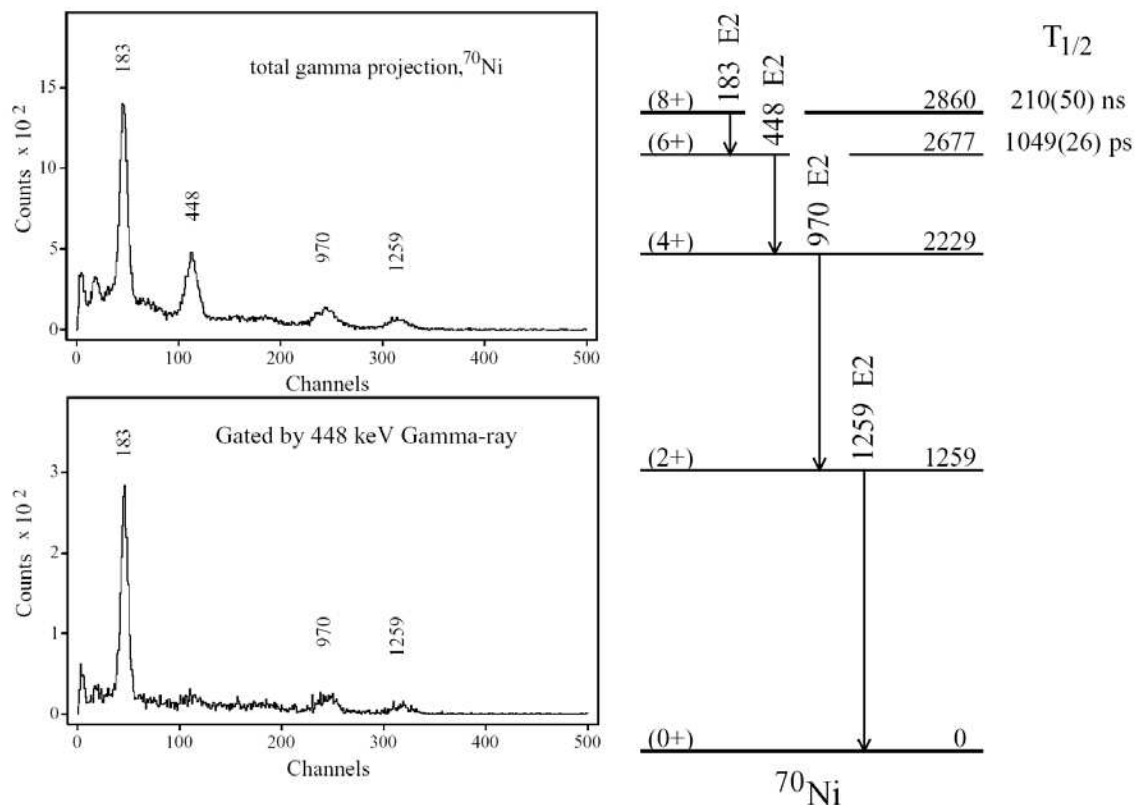


Figure 3.22 : ^{70}Ni - A droite, schéma de décroissance de l'isomère de période radioactive $T_{1/2} = 210(50)$ ns. Les résultats sont issus de la référence [Grz98] à l'exception de temps de vie en picosecondes qui est déduit de ce travail. A gauche en haut, projection de la matrice de coïncidences $\gamma(\text{BaF}_2)$ - $\gamma(\text{BaF}_2)$, en bas conditionné par la détection d'un raie de 448 keV dans les détecteurs BaF_2 adjacents. Les énergies des niveaux et des transitions sont indiquées en keV.

L'analyse des coïncidences γ - γ est présentée dans la figure 3.23. Dans les spectres situés en haut de cette figure, la pente, qui apparaît seulement sur la partie retardée de la distribution, indique clairement que la transition 183 keV est au-dessus de l'isomère de temps de vie 1049 ps et que la transition d'énergie 448 keV est située en dessous de cet état isomère. Les figures situées au milieu montrent les distributions en temps entre les photons γ peuplant et dépeuplant le niveau d'énergie 2229 keV. Ces spectres sont quasiment sans asymétrie (quasi-prompt). Le temps de vie de ce niveau est donc court. Le spectre en bas montre le fit effectué sur la décroissance du niveau isomérique situé à l'énergie de 2677 keV. La valeur trouvée pour la demi-vie est 1049 (26) ps. Cette valeur permet de calculer la probabilité de transition $B(\text{E}2 : 6^+ \rightarrow 4^+) = 1.73(4)$ W.u. Cette valeur est en très bon accord avec l'assignation des spins faite sur la base de modèle en couches [Grz98].

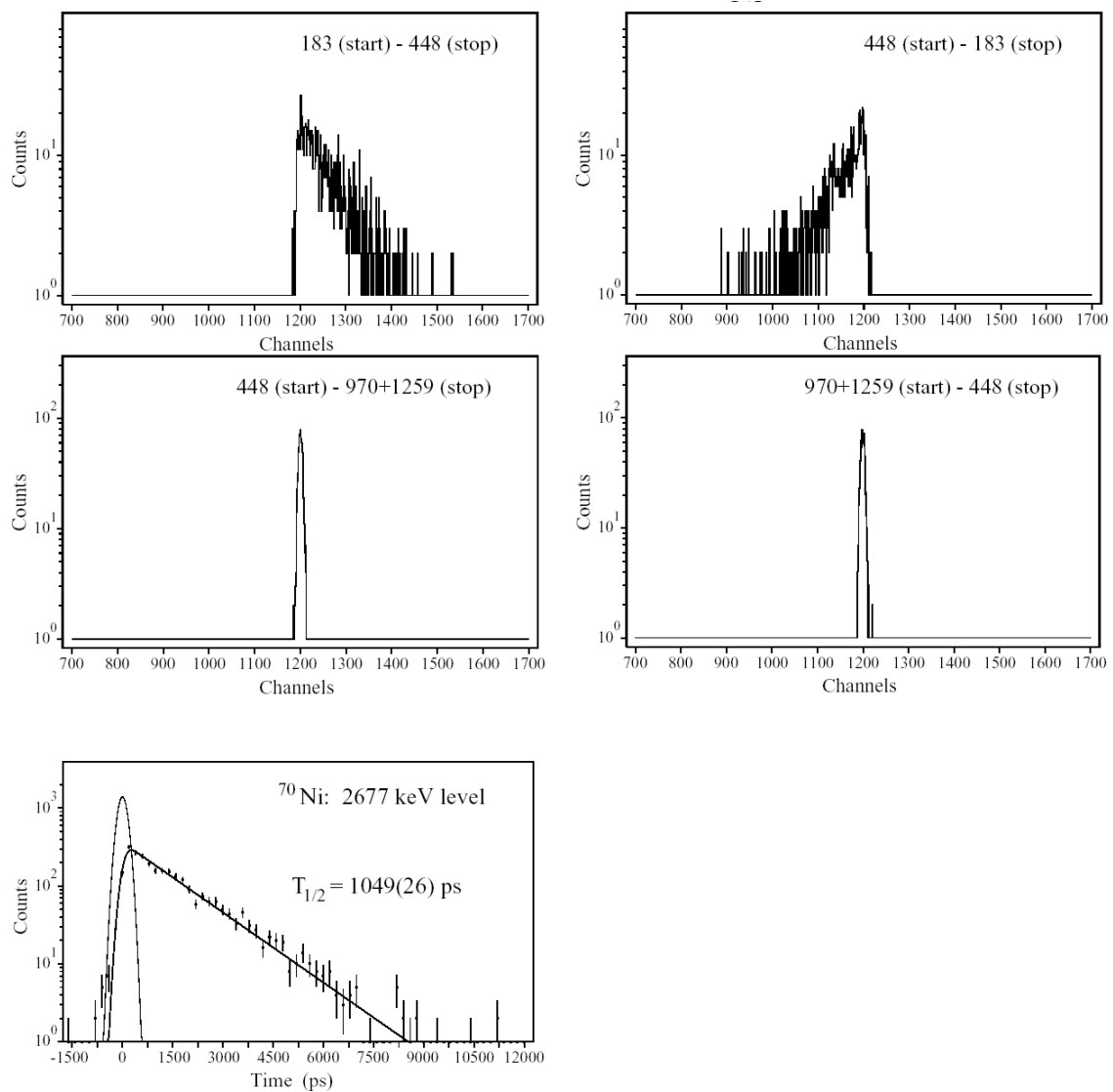


Figure 3.23 : ^{70}Ni – En haut : spectres temps retardés conditionnés par les coïncidences sur les photons d'énergie 448 et 183 keV et vice-versa. Au milieu, spectres temps retardés, entre des photons peuplant et dépeuplant le niveau de 2229 keV. En bas, analyse de la demi-vie du niveau situé à 2677 keV.

3.5.4 Le ^{71}Cu

La désintégration du niveau isomérique situé à l'énergie de 2756 keV comporte principalement 4 raies γ consécutives de 133, 494, 939 et 1189 keV. Le schéma de niveaux est présenté dans la figure 3.24. La demi-vie de cet état isomérique est de 275(14) ns [Grz98].

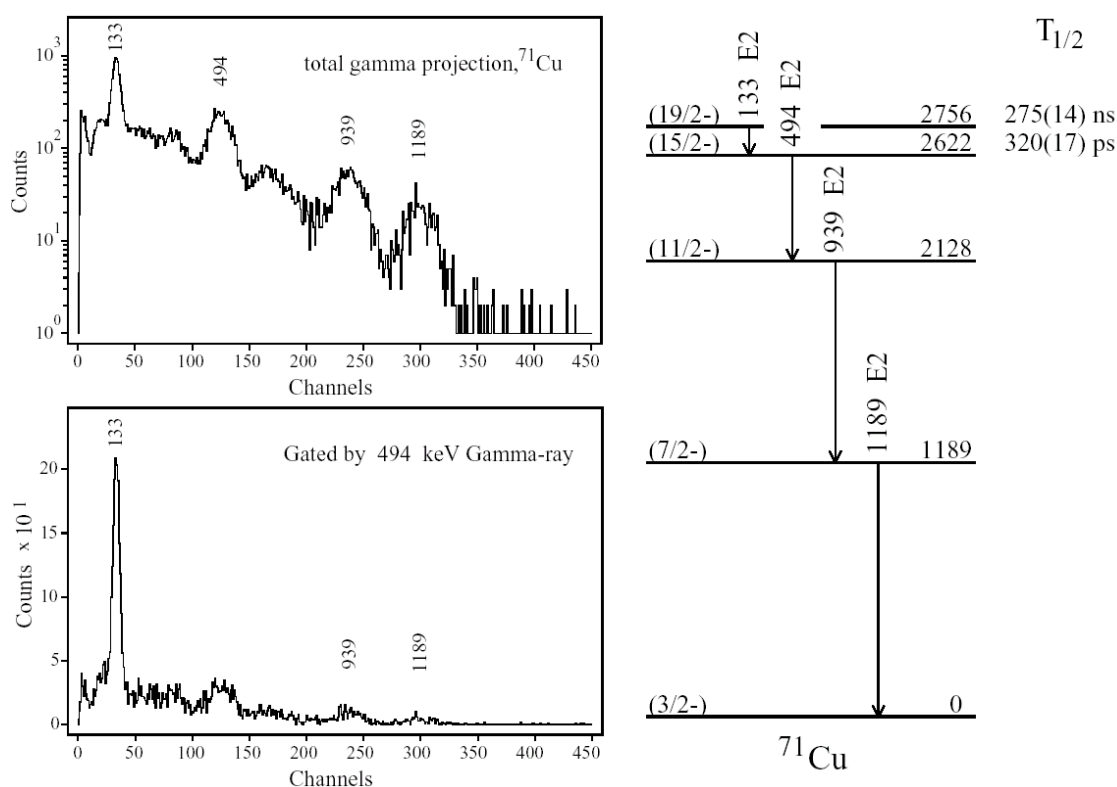


Figure 3.24 : ^{71}Cu - A droite, schéma de décroissance de l'isomère de période radioactive $T_{1/2} = 275(14)$ ns. Les résultats sont issus de la référence [Grz98] à l'exception de la demi-vie en picosecondes qui est déduite de ce travail. A gauche en haut, projection de la matrice de coïncidences γ - γ , en bas conditionné par la détection d'un raie de 494 keV dans les détecteurs BaF_2 adjacents. Les énergies des niveaux et des transitions sont indiquées en keV.

Dans la même figure sont présentés les spectres en coïncidence avec ces rayonnements γ . Ces spectres proviennent d'un détecteur BaF_2 . Ils sont conditionnés par le fait d'avoir au moins 2 détecteurs BaF_2 touchés dans un délai maximum de 50 ns .

L'analyse des coïncidences γ - γ est présentée dans la figure 3.25. Dans les spectres situés en haut de cette figure, la pente, qui apparaît seulement sur la partie retardée de la distribution, indique clairement que la transition 133 keV est au-dessus de l'isomère de demi-temps de vie 320 ps et que la transition d'énergie 494 keV est située en dessous de cet état isomère.

Les figures situées au milieu montrent les distributions en temps entre les photons γ peuplant et dépeuplant le niveau 2128 keV. Ces spectres sont quasiment sans asymétrie (quasi-prompt). Le temps de vie de ce niveau est donc court. Le spectre en bas montre le 'fit' effectué sur la décroissance du niveau isomérique situé à l'énergie de 2622 keV. La demi-durée de vie de ce niveau est de 320(17) ps. La probabilité de transition, déduite à partir de cette valeur, est $B(\text{E}2 \ 6^+ \rightarrow 4^+) = 1.75(5)$ W.u.

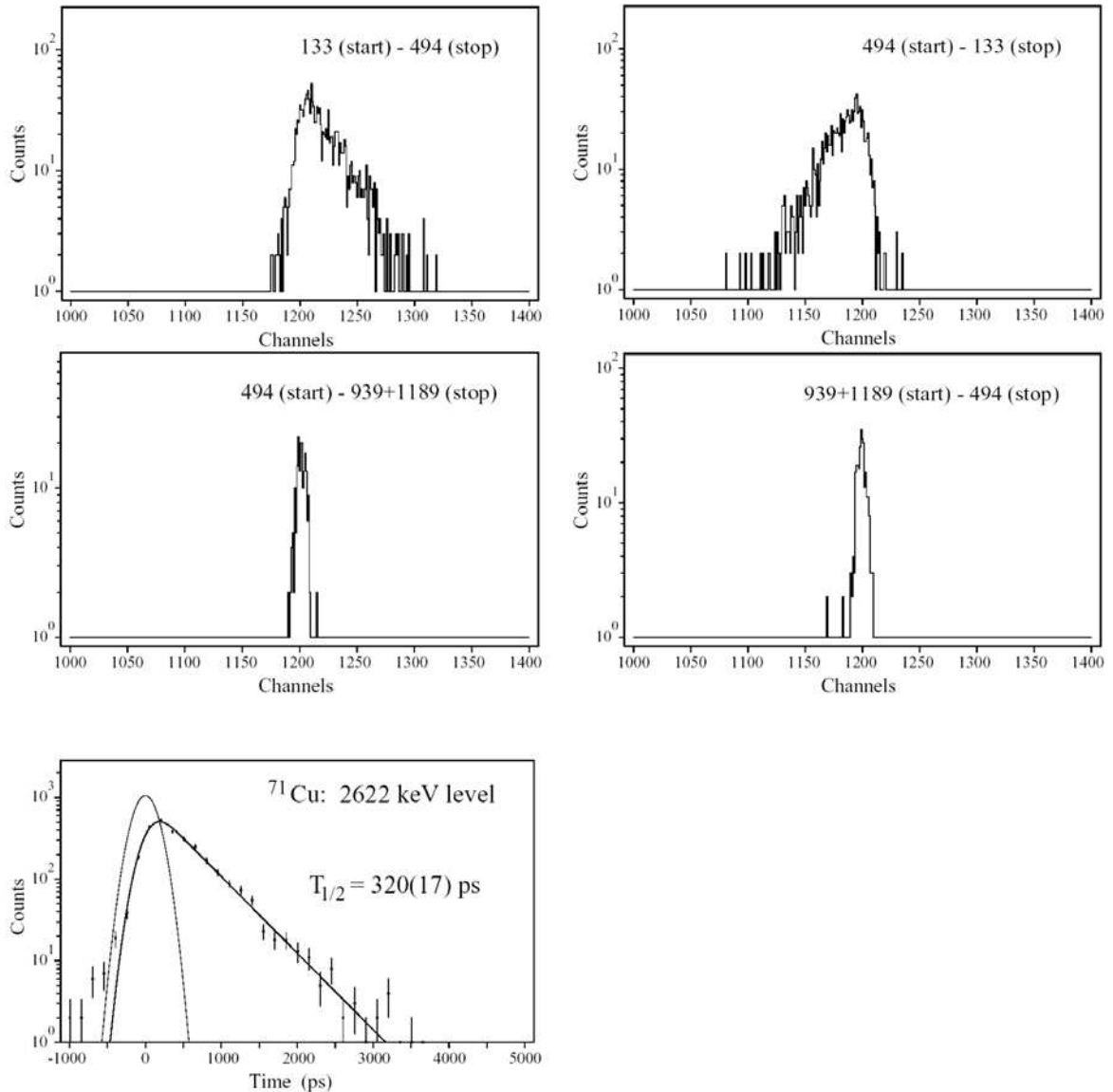


Figure 3.25 : ^{71}Cu – En haut : spectres temps retardé conditionnés par les coïncidences sur les photons d'énergies 494 et 133 keV et vice-versa. Au milieu spectres temps retardés, entre des photons peuplant et dépeuplant le niveau d'énergie 2128 keV. En bas, analyse de durée de vie du niveau d'énergie 2622 keV.

3.5.5 Le ^{72}Cu

Le noyau de ^{72}Cu est le seul noyau impair-impair pour lequel des informations sur la durée de vie de ses niveaux excités sont obtenues. Un niveau isomérique situé à l'énergie de 270 keV a été observé par Grzywacz et al [Grz98]. Ce niveau décroît par trois transitions γ vers l'état fondamental. Leurs énergies sont de 51, 82 et 138 keV. Le schéma de niveaux est présenté dans la figure 3.26. Le demi-temps de vie du niveau situé à l'énergie 138 keV a été mesuré dans l'expérience E343. Dans la figure 3.26 sont présentés les spectres associés au ^{72}Cu . Ces spectres proviennent d'un détecteur BaF_2 et ils sont conditionnés par le fait d'avoir au moins 2 détecteurs BaF_2 touchés dans un délai maximum de 50 ns. Le spectre temps retardé dû à la coïncidence entre les photons de 82 et 138 keV présente une très longue demi-vie, couvrant la

gamme entière du TAC. L'ordre de ces raies est donné par la pente du spectre temps retardé qui indique que la raie d'énergie 82 keV est située au-dessus de la raie d'énergie 138 keV dans le schéma. La demi-durée de vie du niveau d'énergie 138 keV est déterminée par le 'fit' de ce spectre, comme étant égale à 17.6(7) ns.

La résolution en énergie, dans le spectre a) (figure 3.26) ne permet pas de séparer clairement les raies d'énergies 52 et 82 keV. Ceci est dû à la contribution de la raie d'énergie à 138 keV. Une grande partie de cette contribution peut être éliminée grâce au fait que la demi-vie du niveau situé à l'énergie 219 keV est courte.

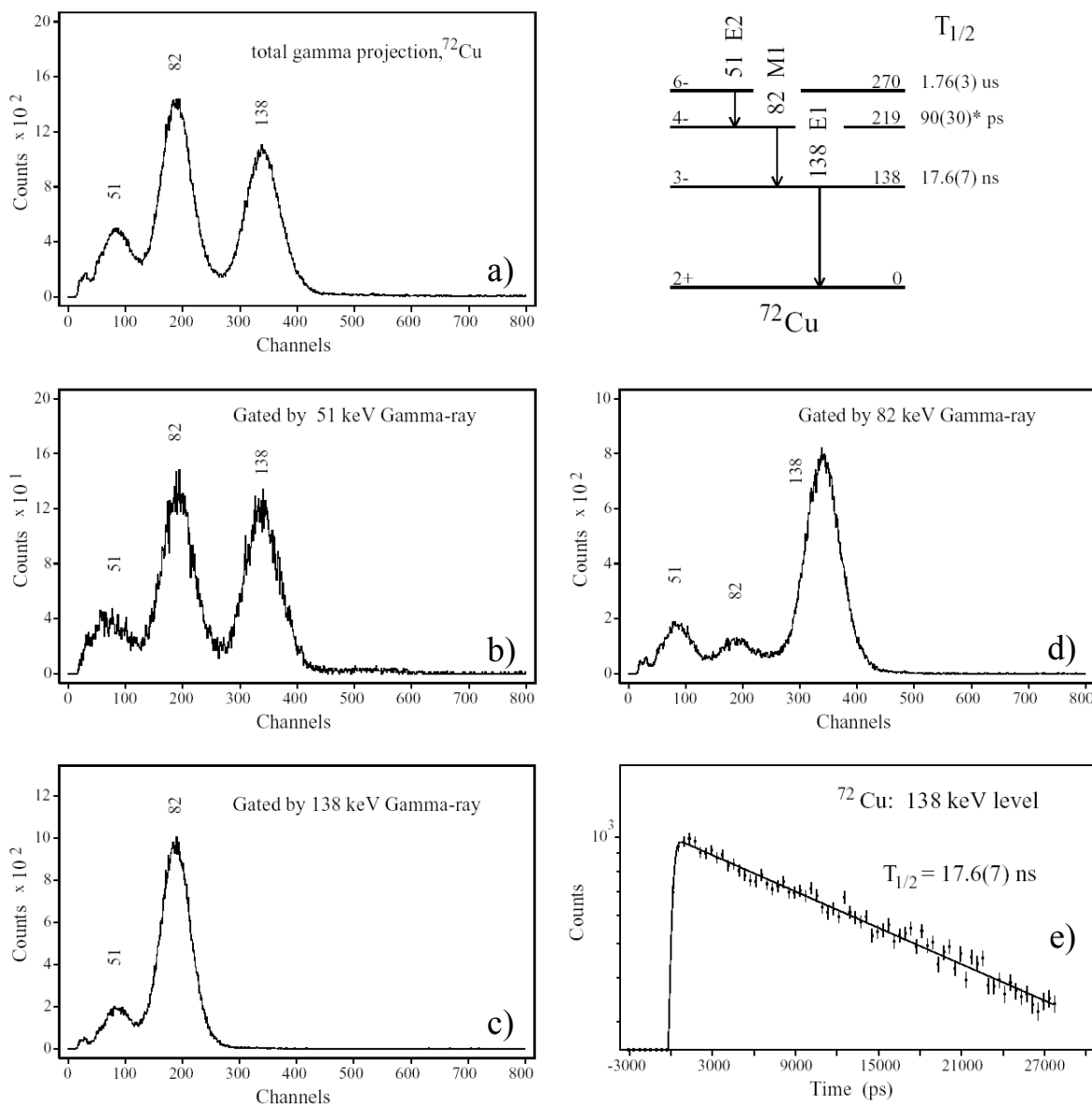


Figure 3.26 : ^{72}Cu - A droite, schéma de décroissance de l'isomère de période radioactive $T_{1/2} = 1.76 \mu\text{s}$. Les résultats sont issus de la référence [Grz98] à l'exception des deux temps de vie de 17.6 (7) ns et 90 (30) ps et de l'assignation des spins qui sont déduits de ce travail. Au milieu et en bas à gauche, projections de la matrice de coïncidences $\gamma\text{-}\gamma$ conditionnée par la détection des raies d'énergie 51, 82 et 138 keV respectivement dans les détecteurs BaF_2 . En bas à droite, l'analyse du spectre temps retardé correspondant au niveau d'énergie à 138 keV.

L'analyse est faite en utilisant seulement les spectres gamma conditionnés par une composante semi-‘prompte’. Cet intervalle de temps a été choisi d'environ 5 ns. Les spectres obtenus avec cette condition sont présentés dans la figure 3.27. Ainsi, le spectre γ correspondant à la projection totale montre des raies intenses aux énergies de 51 et 82 keV par rapport au spectre présenté dans la figure 3.26(a). Les spectres temps retardés présentent un déplacement du centre de gravité du pic temps par rapport à la position du pic prompt qui est situé au canal 1200. Ce déplacement est nettement supérieur à l'écart dû à la réponse en temps des détecteurs et de l'électronique associée. Cet écart est dans le pire des cas de l'ordre de 5-8 ps. En tenant compte de ces valeurs, le temps de vie du niveau d'énergie 219 keV est estimé à 90(30) ps. La direction de déplacement du pic indique que la raie de 51 keV est située au dessus de celle d'énergie 82 keV.

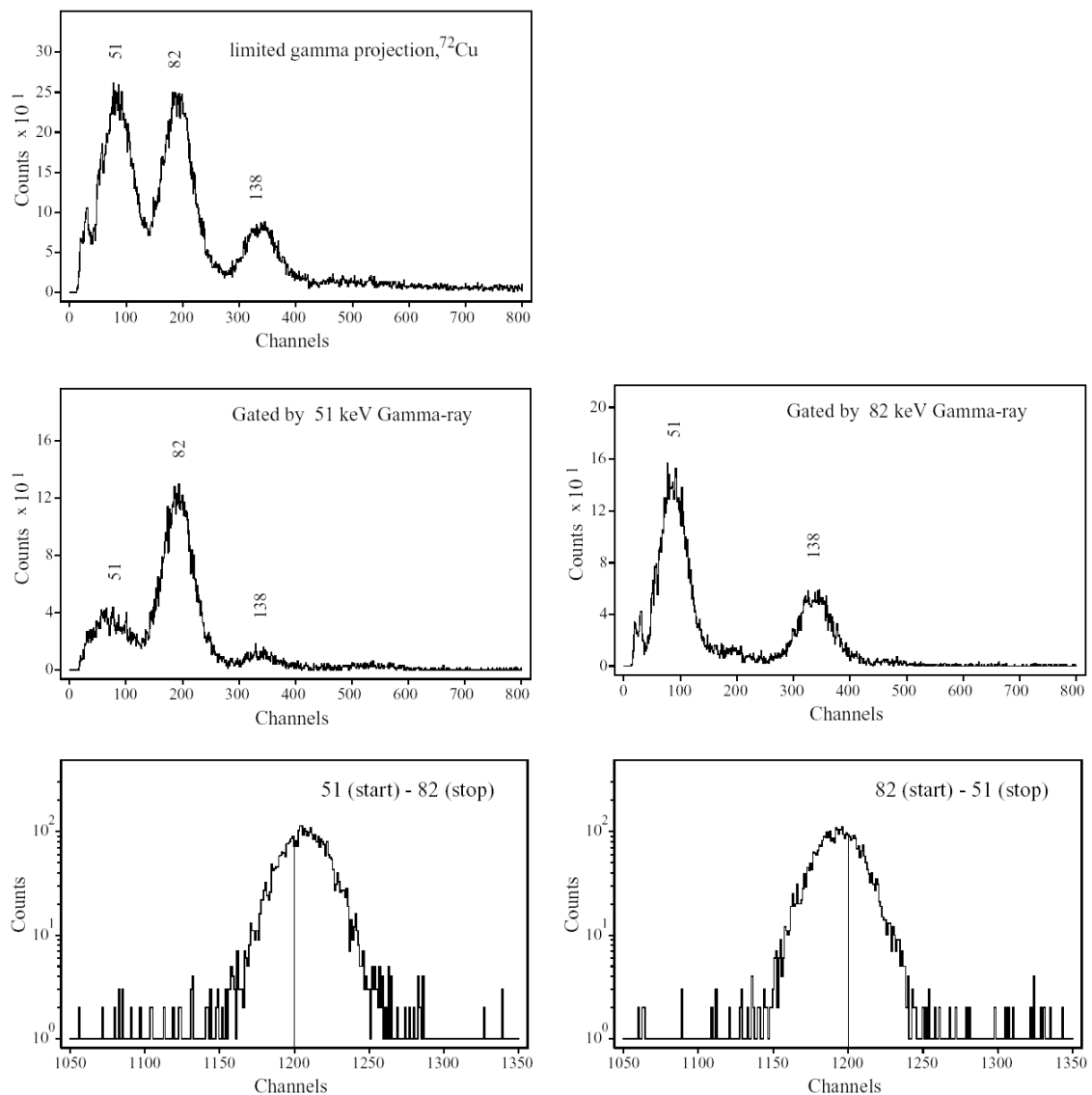


Figure 3.27 : ^{72}Cu : Projections de la matrice de coïncidences $\gamma(\text{BaF}_2)$ - $\gamma(\text{BaF}_2)$ dans une fenêtre en temps de 5 ns, en haut sans aucune condition en énergie, au milieu conditionné par la détection des raies d'énergies 51, 82 keV respectivement dans les détecteurs BaF_2 . En bas les spectres temps retardés correspondants au niveau d'énergie à 219 keV.

L'ordre des transitions γ dans la désintégration de l'isomère est établie sans aucun doute. Pour le niveau se désexcitant par la raie d'énergie 82 keV, le temps de vie implique une transition M1 ou E1 très rapide avec une probabilité de transition $B(M1)=0.4$ W.u. ou $B(E1)=0.007$ W.u. Les transitions de type E1 dans cette région de masse ont des valeurs d'environ $1 \cdot 10^{-5}$ W.u. La transition d'énergie 82 keV est donc une transition M1. Le temps de vie du niveau situé à l'énergie 138 keV implique que la transition γ de ce niveau vers l'état fondamental soit une transition M1 très ralentie avec une probabilité de transition $B(M1)=5 \cdot 10^{-4}$ W.u. ou une transition E2 très rapide avec une probabilité de transition $B(E2)=33$ W.u. ou une transition E1 relativement lente avec une probabilité de transition $B(E1)=9 \cdot 10^{-6}$ W.u. Pour des noyaux situés à la fermeture de couche $Z=28$, les valeurs typiques des probabilités de transition $B(E2)$ sont comprises entre 0.5 et 5 W.u. ; pour des transitions de types M1, les probabilités de transitions $B(M1)$ attendues sont plus élevées que 0.01 W.u. Ces considérations permettent de conclure que la transition de 138 keV est de type E1.

Les premiers niveaux excités du noyau ^{72}Cu correspondent au couplage entre le proton de valence situé dans l'orbitale $p_{3/2}$ avec le neutron situé dans les sous couches $p_{1/2}$ ou $g_{9/2}$. Ces configurations génèrent des niveaux de spin 1^+ et 2^+ dans le premier cas ou 3^- , 4^- , 5^- et 6^- dans le deuxième cas. La transition E1 peut connecter uniquement les niveaux 2^+ et 3^- et comme une séquence de transitions M1-E2 peut connecter seulement les états 3^- et 6^- . Les spins et parités des niveaux dûs à la décroissance de l'isomère ($1.76\mu\text{s}$) sont ceux présentées dans la figure 3.26.

3.5.6 Interprétation des résultats par le modèle en couches

L'observation de l'isomérisme nucléaire dans le voisinage des couches fermées a été un des phénomènes expliqués naturellement par le modèle en couches. Ce phénomène a contribué à la compréhension de la structure nucléaire et en particulier à la partie liée à l'interaction spin-orbite [Sha90].

L'interprétation des résultats obtenus dans l'expérience E343 a fait appel à des calculs de modèle en couches présentés dans la référence [Gra99]. Il s'agit d'un calcul dans l'espace $\nu(f_{5/2}, p_{3/2}, p_{1/2}, g_{9/2})$ pour les noyaux de Nickel et utilisant une interaction réaliste déduite par Sinatkas et al. [Sin92]. Pour les noyaux de Cuivre au-delà du nombre de neutrons $N=40$, l'espace du calcul a été élargi à l'espace proton $\pi(f_{5/2}, p_{3/2}, p_{1/2}, g_{9/2})$. Les probabilités de transitions $B(E2)$ mesurées expérimentalement, sont comparées, dans le tableau 3.4, avec celles calculées par le modèle en couches.

Noyau	E_x (keV)	Spin	$T_{1/2}$ exp (ps)	E_γ (keV)	$B(E2)$ exp (W.u.)	$B(E2)$ th (W.u.)
^{67}Ni	694	$5/2^-$	150(4)	694	1.46(4)	1.0
^{69}Ni	2552	$13/2^-$	519(24)	593	0.63(3)	0.61
^{69}Ni	915	$5/2^-$	120(34)	594	3.8(11)	2.6
^{70}Ni	2677	6^+	1049(26)	448	1.75(5)	1.8
^{71}Cu	2600	$15/2^-$	328(17)	494	2.93(15)	4.4

Tableau 3.4 : Comparaison des probabilités de transition expérimentales et théoriques en utilisant une charge effective $e_n=1.0 e$, et $e_p=1.5 e$

Ces calculs sont en très bon accord avec les résultats obtenus dans cette expérience.

3.6 Conclusions

Cette partie de thèse entre dans le cadre de l'étude des noyaux exotiques ayant des nombres de neutrons proches de 40 et de protons proches de 28.

C'est la première fois que la méthode 'fast timing' est appliquée à l'étude des noyaux produits en ligne par fragmentation du projectile et avec des statistiques relativement faibles. L'avantage de cette méthode réside dans le pouvoir de sélection des événements appartenant à une espèce bien précise de noyau. Ainsi, les demi-vies de plusieurs niveaux dans les noyaux $^{67,69,90}\text{Ni}$ et $^{71,72}\text{Cu}$ ont été mesurées simultanément avec une très grande précision. Ces résultats ont permis de vérifier les prédictions du modèle en couches pour quelques transitions de type E2 et leurs probabilités de transitions $B(E2)$ associées.

Sur la base des mesures des temps de vie du ^{72}Cu , une séquence de transition E2-M1-E1 a été établie. Elle a permis d'identifier les spins et parités des niveaux impliqués.

4 Conclusions et perspectives

Noyaux légers riches en neutrons autour de $N=14$

La première partie de cette thèse entre dans le cadre de l'étude des noyaux exotiques très légers ayant des nombres de neutrons proches de 14. C'est la première fois que la méthode « spectroscopie en-ligne par fragmentation du projectile » est utilisée avec des faisceaux incidents radioactifs à GANIL. L'avantage de cette méthode réside dans le très bon rapport signal/bruit pour la détection des photons γ . La grande efficacité du système de détection gamma et la très bonne sélection des fragments par le spectromètre a permis de détecter des photons appartenant à des noyaux exotiques produits avec un très faible taux de comptage pouvant atteindre 4 noyaux/heure. Cette expérience concerne à la fois le mécanisme de production et la structure de ces noyaux.

Concernant le mécanisme de production

Quel que soit le projectile incident :

- Les noyaux impairs-pairs ou impairs-impairs sont plus peuplés dans leur état fondamental que les noyaux pairs-pairs.
- Pour les noyaux où au moins 2 niveaux excités ont été peuplés, les états excités, ayant une énergie d'excitation faible, sont peuplés avec une plus grande probabilité que ceux ayant une énergie d'excitation plus élevée.
- Les noyaux de Lithium sont plus peuplés dans leur état fondamental que les autres noyaux.

Une étude plus détaillée a été effectuée pour 1^{22}O en regardant l'influence de ses moments parallèle et perpendiculaire sur le peuplement de ses niveaux :

- Le peuplement direct du niveau (3^+) est quasi-constant avec son moment perpendiculaire alors que pour le niveau de spin 2^+ , il augmente avec celui-ci.
- La réaction $^{27}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{O}$ peuple très différemment les deux niveaux de spin (3^+) et 2^+ . Ce n'est pas le cas pour la réaction $^{25}\text{Ne} \rightarrow ^{22}\text{O}$.
- Le peuplement des états excités de 1^{22}O semble augmenter légèrement avec son moment parallèle (vitesse du fragment) dans le cas de la réaction $^{25}\text{Ne} \rightarrow ^{22}\text{O}$ alors qu'elle semble diminuer faiblement dans le cas de la réaction $^{27}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{O}$.

L'influence du faisceau radioactif incident a aussi été étudiée en détail pour le peuplement de 1^{22}O :

- La réaction d'enlèvement d'un seul proton n'est pas favorable au peuplement des états excités, elle peuple de 3 à 5 fois moins le niveau de spin (3^+).

Concernant la structure

40 noyaux différents ont été produits. Des informations nouvelles ont été obtenues pour les isotopes de $^{14,15}\text{B}$, $^{17,18,19,20}\text{C}$, $^{18,19,20,21,22}\text{N}$, $^{22,23,24}\text{O}$, $^{24,25,26}\text{F}$, ^{29}Ne .

- Les énergies des niveaux 2^+ des isotopes de carbone suivent la même tendance jusqu'au nombre de neutrons $N=12$ que pour ceux d'oxygène, puis différent pour $N=14$. Le premier niveau 2^+ du ^{20}C a été mesuré pour la première fois. Son énergie indique que, pour le nombre de neutron $N=14$, le ^{20}C est moins sphérique que 1^{22}O .

Le noyau ^{24}O , avec le nombre de neutrons $N=16$, ne possède pas des niveaux excités liés. Il suit donc la même tendance que ^{22}O .

- Les comparaisons des résultats expérimentaux avec les prédictions du modèle en couches, effectués par A. Brown, sont tout à fait satisfaisantes pour les isotopes de carbone et d'oxygène. Le meilleur accord a été trouvé pour l'interaction WBP.
- Cette expérience a montré que le ^{29}Ne possède un niveau excité en dessous de l'énergie de séparation d'un neutron. Ce qui est contraire aux prédictions du modèle en couches utilisant l'interaction USD. Deux niveaux excités sont prédits au-dessus de l'énergie de séparation. Cette différence, dans la comparaison par rapport aux isotopes de carbone et d'oxygène, est certainement à relier au fait que le ^{29}Ne fait intervenir des neutrons dans la couche sd .

Noyaux riches en neutrons autour de $N=40$

La deuxième partie de cette thèse entre dans le cadre de l'étude des noyaux exotiques ayant le nombre de neutrons proches de 40 et le nombre de protons proches de 28.

C'est la première fois que la méthode 'fast timing' est appliquée à l'étude des noyaux produits en ligne et avec des statistiques relativement faibles. L'avantage de cette méthode réside dans le pouvoir de sélection des événements appartenant à une espèce bien précise de noyau. Ainsi, les demi-durées de vie pour plusieurs niveaux dans les noyaux $^{67,69,90}\text{Ni}$ et $^{71,72}\text{Cu}$ ont été mesurées simultanément avec une très grande précision. Ces résultats ont permis de vérifier les prédictions du modèle en couches pour quelques transitions de type E2 et leurs probabilités de transitions $B(E2)$ associées.

Sur la base des mesures des temps de vie du ^{72}Cu , une séquence de transition E2-M1-E1 a été établie. Elle a permis d'identifier les spins et parités des niveaux impliqués.

Perspectives

Sur le peuplement des états excités par fragmentation

Les études de cette thèse ont été effectuées pour des noyaux avec une très faible densité des niveaux et un seuil d'émission des particules très bas. La statistique accumulée a été relativement faible. L'étude de la dépendance du peuplement des niveaux en fonction de la nature projectile, des moments parallèle et perpendiculaire du fragment a été possible pour ^{22}O , noyau le plus produit dans l'expérience E287B.

Pour mieux comprendre le mécanisme de peuplement des états excités dans la réaction de fragmentation, il serait toutefois intéressant de l'étudier pour des noyaux moins exotiques pour lesquels une statistique importante peut être obtenue.

La faible statistique accumulée n'a pas permis d'observer une anisotropie au-delà des erreurs statistiques dans les distributions angulaires pour l'émission des photons. La mesure des distributions angulaires est une méthode pour assigner la multipolarité des transitions γ . Une étude dans laquelle serait mesuré l'alignement des niveaux est envisageable.

Sur le nombre magique $N=28$ et au-delà

Une expérience de spectroscopie γ en ligne a été réalisée pour étudier les noyaux autour du $^{42-44}\text{S}$. Pour étendre cette étude à des noyaux plus exotiques, une expérience a été proposée récemment au Comité d'expériences du GANIL. Il s'agit d'étudier des noyaux exotiques autour du ^{42}Si (dernier noyau observé de Silicium). La même méthode expérimentale sera

utilisée que pour l'expérience E287B. Le faisceau primaire employé sera du ^{48}Ca . Simultanément, la spectroscopie des noyaux ^{30}Ne , ^{36}Mg , $^{41,42}\text{Si}$ pourra être étudiée. Ces noyaux sont d'un fort intérêt pour les théoriciens du modèle en couches. Pour pouvoir remonter au schéma de niveaux pour des noyaux ayant une densité de niveaux plus élevée, un multidétecteur γ , comme EXOGAM, capable d'une très bonne résolution spatiale et énergétique à l'aide de la technique DSP ('Digital Signal Processing') est nécessaire. Ainsi, des noyaux ayant des nombres de nucléons plus élevés pourront être étudiés.

Au-delà de la ligne de stabilité

Des noyaux riches en neutrons dans des états non-liés sont produits par la réaction de fragmentation. Ces niveaux décroissent par l'émission d'un neutron suivi généralement par un ou plusieurs photons associés au noyau fils. Les coïncidences noyau-photons-neutrons permettent de remonter à la structure des niveaux excités non-liés. Ce type d'étude peut être effectué en utilisant un dipôle comme celui nommé 'ALADIN' situé à GSI et un détecteur pour mesurer les neutrons. Une utilisation particulière de cette méthode sera d'étudier les états non liés des $^{23,24}\text{O}$, en particulier l'état 2^+ de ^{24}O .

Par des mesures β -n- γ

Une autre méthode envisagée pour déterminer le schéma de niveaux dans des noyaux qui ne possèdent pas des états excités est la décroissance β -n- γ . Cette méthode n'est toutefois pas utilisable si les noyaux pères ne sont pas liés. Cependant, s'ils sont liés, l'énergie Q_β est très élevée, de l'ordre de 20 MeV et les niveaux peuplés seront eux aussi situés à des énergies très élevées. Il serait toutefois intéressant d'étudier la décroissance β -n- γ du ^{19}B et de ^{23}N pour obtenir des informations spectroscopiques du ^{19}C et ^{23}O respectivement.

Cette thèse a montré qu'il existe une forte probabilité que le noyau de ^{19}C possède un niveau isomère de faible énergie d'excitation. Selon son énergie, l'isomère décroîtrait par émission d'un photon ou d'un β . Une expérience pour étudier la décroissance de ce niveau permettrait de conclure sur l'existence de ce niveau. Cette expérience serait envisageable sur la ligne 'LISE 2000' pour limiter au minimum le temps de vol du noyau entre la cible et le lieu d'implantation du noyau.

Par la méthode 'Fast timing'

Les noyaux étudiés dans l'expérience E343 ont été produits avec des taux de comptages compris entre quelques centaines et quelques milliers par seconde. En augmentant le nombre des détecteurs BaF_2 , donc l'efficacité de détection des photons, la limite minimum sur les taux de noyaux peut être poussée beaucoup plus loin.

Une expérience sur l'étude du ^{98}Cd , noyau ayant 2 protons de moins que le noyau doublement magique ^{100}Sn , a été proposée au comité d'expériences du GANIL. Cette expérience a obtenu un avis favorable et devrait être effectuée au début de l'année 2003. Ce noyau sera produit avec un taux de quelques noyaux par seconde, au maximum.

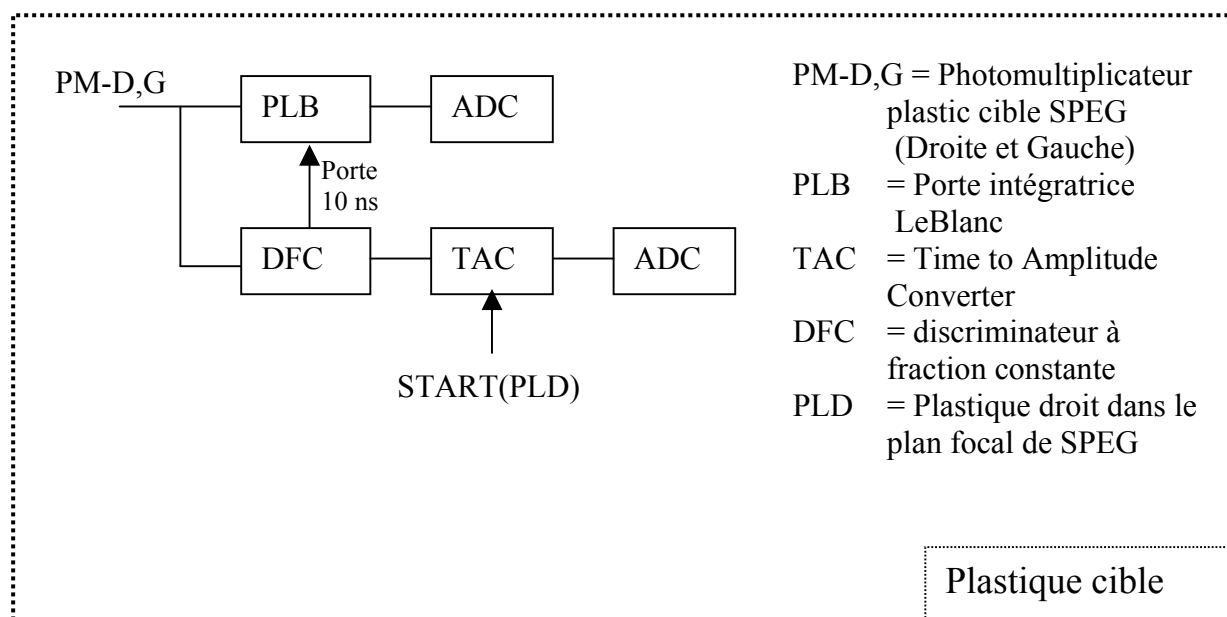
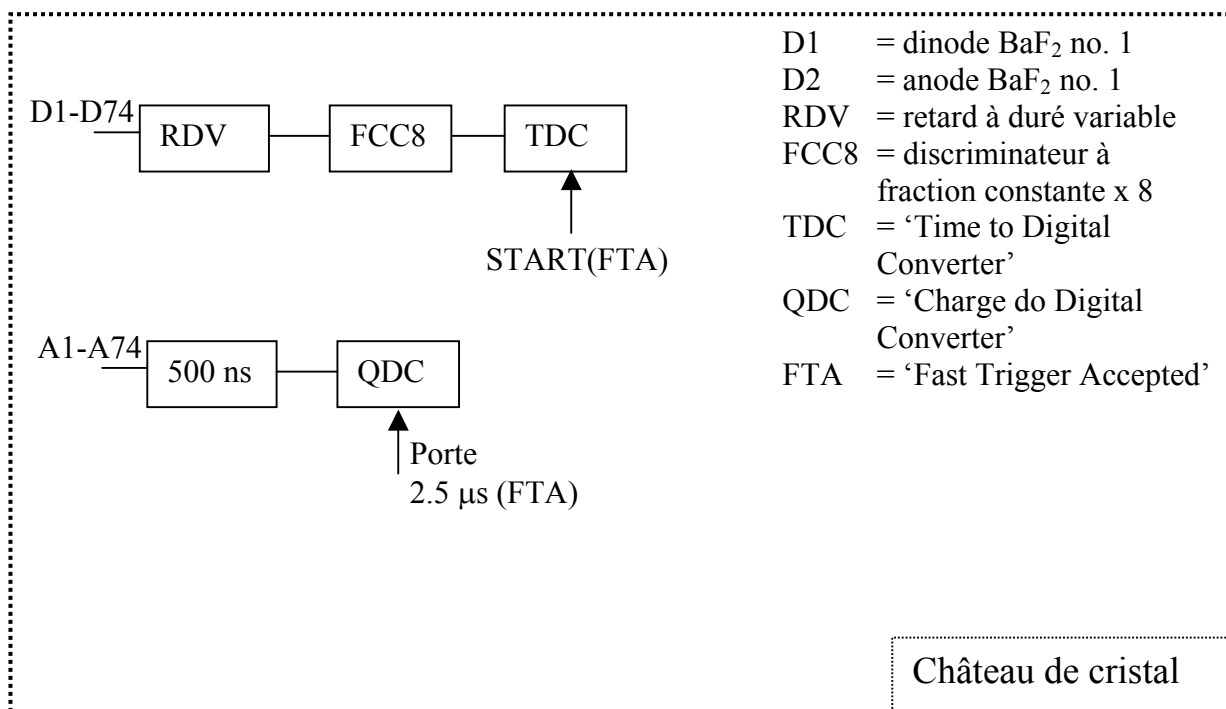
Bibliographie

- [Aud93] G. Audi, A.H. Wapstra, Nucl. Phys. **A565**, 1 (1993)
- [Aud95] G. Audi, A.H. Wapstra, Nucl. Phys. **A595**, 409 (1995)
- [Ajz85] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A433**, 6 (1985)
- [Bal73] G.C. Ball et al., Phys. Rev. Lett. **31**, 395 (1973)
- [Bau98] T. Baumann et al., Phys. Lett. **B439**, 256 (1998)
- [Baz95] D. Bazin et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3569 (1995)
- [Baz98] D. Bazin et al., Phys. Rev. **C57**, 2156 (1998)
- [Bel95] M.D. Belbot et al., Phys. Rev. **C51**, (2372) 1995
- [Bel97] M.D. Belbot et al., Phys. Rev. **C56**, (3038) 1997
- [Bel00] M. Belleguic, Thèse **T00-05**, IPNO (2000)
- [Bel01] M. Belleguic et al., Nucl. Phys. **A682**, 136c (2001)
- [Ber82] M. Bernas et al., Phys. Lett. **B113**, 279 (1982)
- [Bia89] L. Bianchi et al., NIM **A276**, 509 (1989)
- [Bos88] U. Bosch et al., Nucl. Phys. **A477**, 89 (1988)
- [Bre69] P.R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Science, McGraw-Hill, (1969)
- [Brown] B.A. Brown, <http://www.nsl.msu.edu/~brown/sde.htm>
- [Bro88] B.A. Brown and B.H. Wildenthal, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci **38**, 29 (1988)
- [Bro93] B.A. Brown, Rev. Mexicana de Fisica **39**, Supl 2, 21 (1993)
- [Bro95] R. Broda et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 868 (1995)
- [Bro02] B.A. Brown, communication privé
- [Cat89] W.N. Catford et al., Nucl. Phys. **A503**, 263 (1989)
- [Col01] G. Colo et al., Nucl. Phys. **A695**, 167-176 (2001)
- [Cor96] M.D. Cortina Gil, Thèse **T96 02**, GANIL (1996)
- [Dau99] J.M. Daugas, Thèse **T99 05**, GANIL (1999)
- [Des84] P. Dessagne et al., Nucl. Phys. **A 426**, 399 (1984)
- [Des00] P. Descouvemont, Nucl. Phys. **A675**, 559 (2000)
- [EXOG] <http://www.ganil.fr/exogam/>
- [Fif82] L.K. Fifield et al., Nucl. Phys. **A385**, 505 (1982)
- [Fra01] S. Franchoo et al., Phys. Rev. **C64**, 54308 (2001)
- [GEA] GEANT; http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant_html3/geantall.html
- [Graw] H. Grawe, communication privée
- [Gra99] H. Grawe et al., Workshop on 'The beta-decay, from weak interaction to nuclear structure', March 17-19, IreS, France P211, (1999)
- [Geo02] G. Georgiev J. Phys **G** à publier
- [Gir98] M. Girod et al., Phys. Rev. **C37**, 2600 (1998)
- [Gla97] T. Glasmacher et al., Phys. Lett. **B395**, 163 (1997)
- [Grz98] R. Grzywacz et al., Phys. Rev. Lett **81**, 766 (1998)
- [Gup02] R.K. Gupta et al., J. Phys. **G28**, 699 (2002)
- [Hot83] M.A.C. Hotchkis et al., Nucl. Phys. **A398**, 130 (1983)
- [Hyp] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/nuclear>
- [Ish98] T. Ishii et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 4100 (1998)
- [Ish00] T. Ishii et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 39 (2000)
- [Kal00] R. Kalpakchieva et al., Eur. Phys. J **A7**, 451 (2000)
- [Kon95] Y. Kanada et al., Phys. Rev. **C52**, 647 (1995)
- [Kan02] R. Kanungo et al., Nucl. Phys. **A701**, 378c (2002)

- [Kuo78] R. Kuouzes et al., Phys. Rev. **C18**, 1587 (1978)
- [Lau95] K. Lau et al., NIM **A366**, 298 (1995)
- [Lop00] M.J. Lopez, Thèse **T00-01**, GANIL (2000)
- [Mac86] H. Mach, Bull. Am. Phys. Soc. **31**, 1235 (1986)
- [Mac89] H. Mach et al., NIM **A280**, 49 (1989)
- [Mad01] V. Maddalena et al., Phys. Rev. **C63** 024613 (2001)
- [Mar94] G. Martinez Garcia, Thèse **T94-06**, GANIL (1994)
- [Mos96] M.H. Moscatello, **R96 05 A**, GANIL (1996)
- [Mue99] W. Mueller et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 3613 (1999)
- [Mue00] W. Mueller et al., Phys. Rev. **C61**, 54308 (2000)
- [Nak99] T. Nakamura et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 1112 (1999)
- [Nau82] F. Naulin et al., J. de Phys. Lett. **43**, L29 (1982)
- [Nol77] J.A. Nolen et al., Phys. Lett. **B71**, 314 (1977)
- [Paw94] T. Pawlat et al., Nucl. Phys. **A574**, 623 (1994)
- [Pfu02] M. Pfutzner et al., NS2002 conférence, sera publié
- [Pra91] M.S. Pravikoff et al., Nucl. Phys. **A528**, 225 (1991)
- [Pop85] N.A.F.M. Poppelier et al., Phys Lett. **157B**, 120 (1985)
- [Put83] G.D. Putt et al., Nucl. Phys. **A399**, 190 (1983)
- [Ree99] A.T. Reed et al., Phys. Rev. **C60**, 024311 (1999)
- [Rik00] J. Rikowska et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 1392 (2000)
- [Sar00] F. Sarazin et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5062 (2000)
- [Sau00] E. Sauvan, Thèse **T 00-01**, LPC (2000)
- [Sau00a] E. Sauvan et al., Phys. Lett. **B491**, 1 (2000)
- [Sei94] H. Seifer et al., Z.Phys. **A349**, 25 (1994)
- [Sie65] K. Siegbahn, Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy, North-Holland, Amsterdam (1965)
- [Sin92] J. Sinatkas et al., J. Phys. **G18**, 1377 (1992)
- [Sha90] A. de Shalit, H. Feshbach, Theoretical Nuclear Physics, Nuclear Structure Vol. 1, Wiley, New York, (1990)
- [Sme99] M.H. Smedberg et al., Phys. Rev. **C59**, 2048 (1999)]
- [Sor95] O. Sorlin et al., Nucl. Phys. **A583**, 763c (1995)]
- [Sor02] O. Sorlin et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 092501 (2002)
- [Sta01] M. Stanoiu et al., XXXIX International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, (2001)
- [Tar97] O. Tarasov et al., Phys. Lett. **409B**, 64 (1997)
- [Tar02] O. Tarasov et al., Nucl. Phys. **A701**, 661c (2002)
- [Thi00] P.G. Thirolf, Phys. Lett. **485B**, 16 (2000)
- [War00] E.K. Warburton et al., <http://www.xia.com/DGF>
- [War92] E.K. Warburton et A. Brown, Phys. Rev **C46**, 923 (1992)
- [Wei99] L. Weissman et al., Phys. Rev. **C59**, 2004 (1999)
- [Yan02] Y. Yanogisawa et al., RIKEN Accel. Prog. Rep. **35** (2002)

Annexe A

Schéma électronique spécifique à l'expérience E287B.



Annexe B

Distribution angulaire pour des corrélations $\gamma\text{-}\gamma$

La probabilité d'émission d'une particule dépend en général de l'angle entre la direction d'émission et l'axe du spin nucléaire. Cette émission est généralement isotropique car l'orientation du spin nucléaire est aléatoire. Dans le cas où l'état excité décroît par émission de deux photons consécutifs, le fait de choisir une direction préférée d'un des photons permet de sélectionner un ensemble de noyaux ayant une distribution de spin anisotropique.

En considérant une cascade de photons en coïncidence, $\gamma\text{-}\gamma$ $I_i \rightarrow I \rightarrow I_f$, dans laquelle les transitions sont de multipole respectivement L_1 et L_2 , la corrélation angulaire entre ces photons peut être écrite sous la forme :

$$W(\theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos\theta) + \dots + A_{k_{\max}k_{\max}}P_{k_{\max}}(\cos\theta)$$

où $k_{\max} = \text{Min}(2I, 2L_1, 2L_2)$, P_k sont les polynômes de Legendre d'ordre k , et A_{kk} des coefficients d'atténuation de l'anisotropie. Ces derniers peuvent être exprimés comme :

$$A_{kk} = F_k(L_1 L_1 I_i I) F_k(L_2 L_2 I_f I)$$

formule dans laquelle les coefficients F_k sont exprimés à partir des coefficients Clebsch-Gordan et Racah. Ils sont tabulés dans la référence [Sie65].

Annexe C

A1 : Taux de production de faisceaux secondaires arrivant sur la cible SPEG

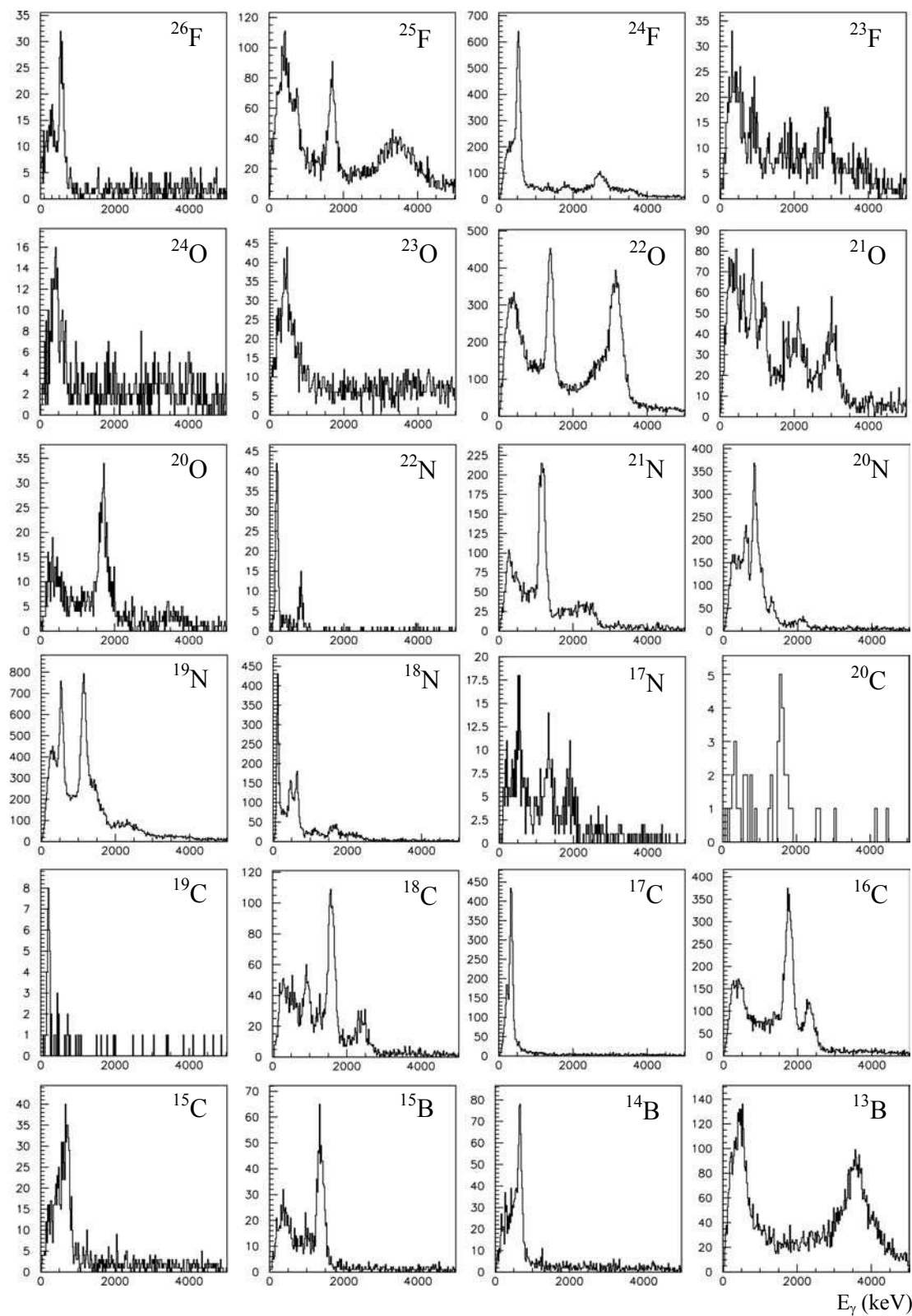
Noyau	Taux (pps)	Noyau	Taux (pps)
^{30}Mg	5811	^{25}Ne	2316
^{29}Mg	6676	^{24}Ne	12
^{28}Na	24554	^{25}F	292
^{27}Na	24503	^{24}F	1725
^{26}Na	46	^{23}F	55
^{26}Ne	12443	^{22}O	137

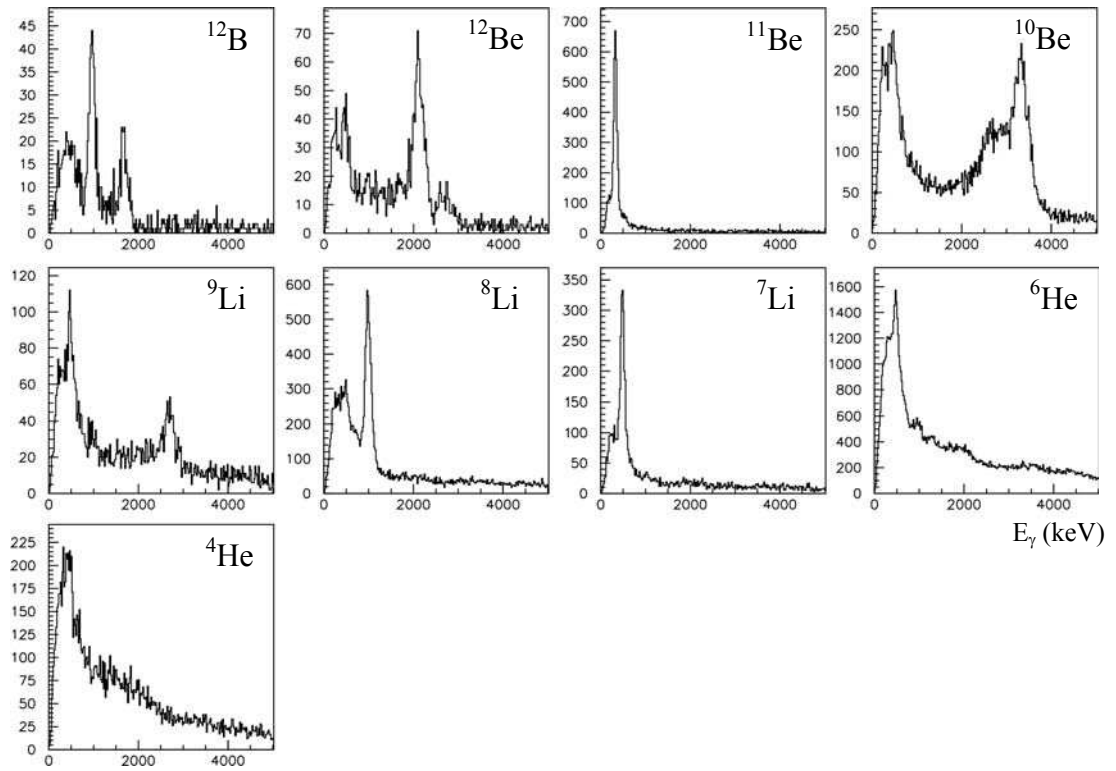
A2 : Taux de production de faisceaux tertiaires détectés dans SPEG

Noyau	Taux total	Noyau	Taux total
^{25}F	31221	^{17}C	9385
^{24}F	26761	^{16}C	19631
^{23}F	2701	^{15}C	3544
^{24}O	6671	^{17}B	98
^{23}O	19620	^{15}B	3116
^{22}O	47573	^{14}B	5055
^{21}O	14527	^{13}B	21425
^{20}O	1228	^{12}B	2274
^{22}N	525	^{12}Be	6344
^{21}N	9563	^{11}Be	11803
^{20}N	16390	^{10}Be	29042
^{19}N	29670	^9Li	18738
^{18}N	7214	^8Li	45601
^{17}N	621	^7Li	14034
^{20}C	189	^6He	255802
^{19}C	272	^4He	27958
^{18}C	5832		

Annexe D

Spectres gamma corrigés Doppler pour les noyaux produits dans l'expérience E287B





Résumé :

Cette thèse entre dans le cadre de l'étude des noyaux loin de la vallée de stabilité produits au GANIL par fragmentation du projectile aux énergies intermédiaires. Elle comprend deux parties. La première concerne l'étude des noyaux exotiques très légers ayant des nombres de neutrons proches de 14. C'est la première fois que la méthode spectroscopie γ en-ligne par fragmentation du projectile est utilisée avec des faisceaux incidents radioactifs au GANIL. Ainsi les performances et les limitations de cette méthode ont pu être établies. 40 noyaux différents ont été produits et étudiés en même temps. Une forte dépendance dans les peuplements des états excités en fonction du type de projectile a été observée. Des informations nouvelles sur la structure ont pu être obtenues pour les isotopes de $^{14,15}\text{B}$, $^{17,18,19,20}\text{C}$, $^{18,19,20,21,22}\text{N}$, $^{22,23,24}\text{O}$, $^{24,25,26}\text{F}$, ^{29}Ne . Les schémas de niveaux établis ont été comparés aux prédictions du modèle en couches. En particulier l'énergie de 1588(20) keV trouvée pour le premier état excité 2^+ dans ^{20}C ainsi que l'inexistence d'un état lié dans ^{24}O a montré que l'interaction proton-neutron joue un rôle très important dans la structure de ces noyaux.

Dans la deuxième partie, une expérience concernant les noyaux isomères riches en neutrons autour de ^{68}Ni produits par le spectromètre LISE est présentée. C'est la première fois que la méthode 'fast timing' est appliquée à l'étude des noyaux produits par la fragmentation du projectile. Des temps de vie entre quelques dizaines de picosecondes et quelques nanosecondes ont été mesurés avec une grande précision pour plusieurs niveaux dans les noyaux $^{67,69,90}\text{Ni}$ et $^{71,72}\text{Cu}$. Ces résultats ont permis de vérifier les prédictions du modèle en couches pour plusieurs transitions de type E2 et leurs probabilités de transitions B(E2) associées.

Title: In-beam gamma-ray spectroscopy of neutron-rich nuclei using fragmentation of radioactive beams and half-lives measurements of excited levels in nuclei closed to ^{68}Ni

Abstract :

This thesis deals with studies of nuclei far from the valley of stability produced at GANIL by projectile fragmentation at intermediate energies. It consists of two parts. The first one is dedicated to the study of very light exotic nuclei around $N=14$. This is the first time that on-line γ -ray spectroscopy combined with the projectile fragmentation was used with radioactive incident beams at GANIL. The advantages and the limitations of this method were established. 40 different nuclei have been produced and studied at the same time. A strong dependence of the population of excited states on the type of projectile was observed. New information was obtained on the structure of the isotopes $^{14,15}\text{B}$, $^{17,18,19,20}\text{C}$, $^{18,19,20,21,22}\text{N}$, $^{22,23,24}\text{O}$, $^{24,25,26}\text{F}$ and ^{29}Ne . The level schemes obtained from this study have been compared with shell-model predictions. In particular, the energy of 1588(20) keV found for the first 2^+ excited state in ^{20}C , as well as the non-existence of a bound state in ^{24}O , show that the proton-neutron interaction plays an important role in the structure of these nuclei.

In the second part, an experiment is presented concerning the neutron-rich isomer nuclei around ^{68}Ni produced by the LISE spectrometer. The fast-timing method was applied for the first time for the study of nuclei produced by projectile fragmentation. Sub-nanosecond half-lives of several levels in $^{67,69,90}\text{Ni}$ and $^{71,72}\text{Cu}$ were measured simultaneously and with high precision. These results have allowed us to test the shell model predictions for several E2 transitions and their associated B(E2) transition probabilities.

Mots-cles: Physique nucléaire, réactions nucléaires, spectroscopie gamma, structure nucléaire, modèles nucléaires.