

UNIVERSITE DE CAEN / BASSE-NORMANDIE

U.F.R. DE SCIENCES

Ecole DOCTORALE : SIMEM

(Structure, Information, Matière Et Matériaux)

THESE

Présentée par

Melle ACHOURI Nadia Lynda

et soutenue

le 28 septembre 2001

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 30 Mars 1992)

**ETUDE DE LA RADIOACTIVITE DE ^{22}AI ET SPECTROSCOPIE PAR
DIFFUSION ELASTIQUE RESONANTE**

JURY :

Directeur de thèse : Monsieur Marek LEWITOWICZ

Et Monsieur François DE OLIVEIRA-SANTOS

Madame Dominique GUILLEMAUD-MUELLER, Directeur de recherche CNRS, IPN Orsay

Monsieur Bertram BLANK, Chargé de recherche CNRS, Université de Bordeaux

Monsieur Slimane BARHOUMI, Professeur Université d'Alger

Monsieur Oscar NAVILLIAT-CUNCIC, Professeur Université de Caen

Monsieur Nigel ORR, Chargé de recherche CNRS, Université de Caen

Monsieur Philippe DESSAGNE, Chargé de recherche CNRS, IRE Strasbourg

Table des matières

Introduction générale	7
I Etude de la décroissance β^+ de ^{22}Al	11
I Introduction	13
A La désintégration β^+	13
A.1 Rappels généraux	13
A.1.1 La classification des transitions β	14
A.1.2 Le rapport d'embranchement	14
A.2 L'intérêt de l'étude de la désintégration β^+ des noyaux déficitaires en neutrons	15
A.2.1 La décroissance $\beta^+ - p$	16
A.2.2 La décroissance $\beta^+ - 2p$	17
A.2.3 La décroissance $\beta^+ - \alpha$	18
A.2.4 La réduction de la force de Gamow-Teller	18
B La désintégration β^+ de ^{22}Al	19
B.1 Le bilan énergétique	19
B.2 Les études expérimentales précédentes	19
B.3 Les résultats des calculs théoriques précédents	21
C La problématique	23
II Dispositif expérimental	25
A Description générale du GANIL	25
A.1 L'accélérateur	25
A.2 Les aires expérimentales	25
B Le spectromètre LISE3	27
C Le principe de la mesure	28
C.1 La production du faisceau de ^{22}Al	29
C.2 La description du dispositif expérimental	29
C.3 Acquisition des données	31
C.4 Electronique de l'ensemble de détection	31
C.4.1 Electronique associée à la détection des ions lourds	32

	C.4.2	Electronique associée à la détection des particules de radioactivité	32
	C.4.3	Electronique associée au détecteur Ge	34
III	Simulation Monte Carlo de l'expérience		37
A	La simulation des conditions expérimentales		37
B	L'efficacité géométrique de détection des protons		39
C	La sélection des événements de décroissance		42
D	L'efficacité géométrique de détection des β dans le détecteur E4		48
E	L'analyse du pic conditionné par les particules β détectées dans E4		51
F	Conclusions de la simulation		56
IV	Analyse de l'expérience		57
A	L'étalonnage en énergie et l'efficacité du clover		57
	A.1	L'étalonnage en énergie du clover	57
	A.2	La résolution en énergie des cristaux du clover	58
	A.3	L'efficacité en fonction de l'énergie	58
		A.3.1 La détermination de l'efficacité par une source γ	58
		A.3.2 L'efficacité déterminée par les γ de ^{21}Mg	62
	A.4	La conclusion concernant l'efficacité du clover	63
B	L'étalonnage en énergie du détecteur E3		65
	B.1	Pourquoi utiliser le noyau ^{21}Mg pour l'étalonnage de E3?	65
	B.2	Les protons de ^{21}Mg détectés par E3	66
	B.3	La collection de l'énergie déposée en E3 par les ions lourds	67
	B.4	La contribution des particules β à l'énergie des pics protons	69
	B.5	La droite d'étalonnage de E3	70
C	L'étalonnage en énergie du détecteur E4		71
D	L'efficacité de déclenchement		72
E	La détermination du nombre de noyaux ^{22}Al implantés en E3		75
	E.1	L'identification des ions incidents	75
	E.2	Le nombre de noyaux implantés en E3	76
F	Le temps de vie de ^{22}Al		78
G	L'analyse du spectre β -particules chargées de ^{22}Al		82
	G.1	La position en énergie des pics protons	82
	G.2	La détermination des rapports d'embranchement protons	86
H	Coïncidences γ -particules chargées		91
	H.1	Le spectre γ observé après la décroissance de ^{22}Al	91
	H.2	Les coïncidences $\gamma - \gamma$	92
	H.3	Les coïncidences $\beta - \gamma$ et $\beta - \gamma$ -protons	95
	H.4	Les coïncidences $\gamma - \alpha$	102
	H.5	L'analyse avec le paramètre TAC	103

V	L'interprétation des résultats	107
A	Le schéma de désexcitation de ^{22}Al	107
A.1	La synthèse des résultats expérimentaux	107
A.2	Les prédictions du modèle en couches	107
B	Comparaison des résultats expérimentaux avec le calcul en modèle en couches	114
B.1	Le spin de l'état fondamental de ^{22}Al	114
B.2	Le temps de vie de ^{22}Al	118
B.3	Les rapports d'embranchement	118
B.4	La force de Fermi et de Gamow-Teller	120
B.5	Les niveaux excités de ^{22}Mg	123
C	La masse de ^{22}Al	124
D	L'asymétrie miroir	126
E	Récapitulatif des résultats	126
II	Spectroscopie par diffusion élastique résonante	129
I	Introduction	131
A	Pourquoi faire la spectroscopie des noyaux?	131
B	Principe de la mesure par diffusion élastique résonante en cinématique inverse	131
C	Propriétés de la diffusion élastique en cinématique inverse	135
D	Diffusion inélastique et réaction de cassure	137
E	Modèles théoriques décrivant la diffusion élastique résonante	138
E.1	Formules de Breit-Wigner et de Rutherford	138
E.2	Formalisme de la matrice R	139
F	Objectifs de cette étude	146
II	Dispositif expérimental	147
A	Dispositif expérimental de détection	147
B	Les détecteurs PPAC	147
B.1	L'électronique associée aux PPAC	148
C	L'ensemble de la chambre à réaction	148
C.1	Le matériau de la fenêtre d'entrée	149
C.2	Choix du gaz utilisé	149
D	Le système de détection	150
D.1	L'électronique associée aux jonctions silicium	151
E	L'acquisition de données	151
III	Simulation de l'expérience	153
A	Simulation Monte-Carlo de l'expérience	153
A.1	Description du dispositif expérimental simulé	153
A.2	Calcul des pertes d'énergie	154
A.3	Faisceau incident	154

A.4	Section efficace	156
A.5	Distribution angulaire	156
A.6	Cinématique de la réaction	157
A.7	Le point d'interaction dans le gaz	158
A.8	La détection des particules de recul	159
A.9	Comparaison avec l'expérience	159
B	Angle solide	159
C	Influence des paramètres expérimentaux sur la résolution en énergie	161
D	Correction de l'effet de la largeur de la distribution en énergie incidente	170
E	Conclusion	175
IV	Test expérimental avec des faisceaux stables	177
A	Test expérimental avec un faisceau de ^{12}C	177
A.1	Conditions expérimentales	177
A.2	Analyse des données	178
A.3	Comportement en fonction de la pression	182
A.4	Comparaison avec la simulation	185
B	Test expérimental avec un faisceau de ^{24}Mg	188
B.1	Conditions expérimentales	188
B.2	Analyse des données	188
B.3	Comparaison avec la simulation	190
C	Test expérimental avec un faisceau de ^{18}O	191
C.1	Conditions expérimentales	191
C.2	Analyse des données	192
V	Test expérimental avec un faisceau radioactif de ^{14}O	195
A	Intérêt de la spectroscopie du ^{15}F	195
B	Conditions expérimentales	195
C	Analyse des données	197
D	Conclusion	201
VI	Conclusions et perspectives	205
A	Conclusions	205
B	Perspectives	206
B.1	Amélioration du dispositif expérimental	206
B.2	Noyaux intéressants à étudier par diffusion élastique résonante	207
	Conclusion générale	209
A	Calcul du nombre d'évènements de décroissance en mode "beam on - beam off"	213
	Application	215

B	Calcul de décroissances β-particules avec le code OXBASH	217
----------	--	------------

Introduction générale

La physique nucléaire a pour but principal la connaissance de la structure du noyau atomique et des forces qui en assurent la cohésion. Comme les propriétés du noyau ne sont que le reflet de l'interaction entre les nucléons qui le composent, l'étude de ses caractéristiques permet de sonder les forces responsables de sa cohésion. Ainsi, à partir des mesures réalisées sur les noyaux stables ou proche de la vallée de la stabilité, plusieurs modèles théoriques ont été développés pour progresser dans la compréhension de cette interaction.

Cependant, l'observation des noyaux exotiques dont le rapport N/Z est sensiblement différent de celui des noyaux stables, a révélé des phénomènes jusqu'alors non observés que ce soit du point de vue du temps de vie, de la forme, des modes de désexcitation... C'est pourquoi l'étude de ces noyaux permet de mieux connaître le comportement du noyau à la limite de la stabilité et d'apporter des contraintes supplémentaires aux modèles théoriques.

Ces découvertes ont été possibles grâce au développement des outils technologiques permettant d'accéder aux noyaux exotiques par la production de faisceaux radioactifs. Ceci est réalisé essentiellement par fragmentation d'un faisceau stable sur une cible de noyaux stables.

Pour sonder la structure des noyaux de plus en plus exotiques, il faut pouvoir produire des faisceaux radioactifs avec une bonne intensité, une grande pureté et des qualités optiques comparables aux faisceaux stables. Des efforts dans ce sens ont été entrepris un peu partout de par le monde notamment au CERN avec REX-ISOLDE et au GANIL avec SPIRAL.

Ce travail de thèse s'inscrit dans ce cadre général de l'étude des noyaux exotiques près de la "drip line" proton au-delà de laquelle les noyaux ne sont plus liés.

Dans la première partie de cette thèse, on s'intéressera au noyau ^{22}Al qui est un noyau déficient en neutrons produit par fragmentation. Ce noyau possède la valeur d'isospin la plus extrême des isotopes d'Aluminium.

A travers l'étude de son mode particulier de décroissance par β -proton mais aussi par β -2p

et β - α , on peut apporter des informations intéressantes et importantes pour l'étude de deux types d'interactions:

- l'interaction faible qui est responsable de la décroissance β du noyau à partir de la mesure de la force de Gamow-Teller et de la force de Fermi. En effet, la comparaison entre ces quantités déterminées expérimentalement et celles prédites par les calculs permettra de valider ou d'apporter des corrections à l'opérateur d'interaction faible dans cette région de masse.
- l'interaction forte à partir de la comparaison entre les schémas de niveaux et les décroissances déterminés expérimentalement et ceux calculés par les modèles. Ces informations spectroscopiques peuvent être mises à profit dans la comparaison entre les états miroirs.

Le premier chapitre de cette partie est consacré à développer le cadre général de l'étude de ^{22}Al ainsi que l'état actuel de nos connaissances sur ce noyau. Le mode de production de ce noyau et le dispositif expérimental sont décrits dans le deuxième chapitre. Dans le troisième chapitre est exposé la simulation de l'expérience avec le code GEANT et les résultats qui en découlent. Ces derniers guideront l'analyse de l'expérience décrite dans le quatrième chapitre. A l'aide de la comparaison avec le noyau miroir et les calculs de modèle en couche, les résultats expérimentaux seront interprétés et plusieurs informations en seront déduites dans le cinquième chapitre.

Dans la deuxième partie de cette thèse, on se propose d'étudier l'adaptation de la méthode de la diffusion élastique résonante avec ces nouveaux types de faisceaux pour la spectroscopie des noyaux exotiques proches et au-delà de la drip line proton.

En fait, la diffusion élastique a été utilisée depuis longtemps en physique nucléaire expérimentale. Cependant, l'idée de son utilisation en cinématique inverse sur une cible épaisse avec des faisceaux radioactifs ne date que de 1990 [ART90]. Parmi les premières réalisations expérimentales avec faisceaux radioactifs on note l'étude du noyau ^{11}N par Axelsson et al. [AXE96] et l'étude de ^{18}Ne par Bardayan et al. [BAR99].

Dans le premier chapitre de cette étude, on exposera le principe de la méthode et les informations que l'on peut en déduire. Le dispositif expérimental choisi sera développé dans le deuxième chapitre et simulé dans le troisième chapitre. Cette simulation permettra d'étudier la faisabilité de l'expérience ainsi que l'influence de différents paramètres expérimentaux sur la résolution en énergie. Deux types de tests expérimentaux ont été réalisés: avec faisceaux stables puis avec faisceaux radioactifs produits par fragmentation. Ils seront exposés dans les quatrième et cinquième chapitres. A la lumière des résultats de la simulation et des tests expérimentaux, on conclura dans le sixième chapitre et on exposera les éventuelles améliorations à apporter ainsi que les cas intéressants à étudier dans le futur proche

avec les faisceaux délivrés par SPIRAL.

Première partie

Etude de la décroissance β^+ de ^{22}Al

Chapitre I

Introduction

A La désintégration β^+

A.1 Rappels généraux

La décroissance β^+ est un processus qui permet aux noyaux déficitaires en neutrons de se rapprocher de la stabilité. Ce processus leur permet d'équilibrer leur nombre de protons par rapport à celui de neutrons. En effet, la désintégration β^+ transforme un proton en un neutron par le biais de l'interaction faible. Ceci se traduit par un changement de la composante T_Z de l'isospin.

Au niveau des nucléons:

$$p \longrightarrow n + \beta^+ + \nu \quad (\text{I.1})$$

$$T_Z : -\frac{1}{2} \longrightarrow +\frac{1}{2} \quad (\text{I.2})$$

Au niveau des noyaux:

$${}^A_Z X_N \longrightarrow {}^A_{Z-1} Y_{N+1} + \beta^+ + \nu \quad (\text{I.3})$$

$$T_Z \longrightarrow T_Z + 1 \quad (\text{I.4})$$

Le bilan énergétique d'une désintégration β^+ est donné par la relation suivante:

$$Q_{\beta^+} = {}^A_Z M c^2 - {}^A_{Z-1} M c^2 - 2m_e c^2$$

La quantité Q_{β^+} représente l'énergie maximum que peut emporter la paire $\beta^+ - \nu$.

où: ${}^A_Z M$ est la masse atomique de ${}^A_Z X_N$.

${}^A_{Z-1} M$ est la masse atomique de ${}^A_{Z-1} Y_{N+1}$.

m_e est la masse de l'électron.

A.1.1 La classification des transitions β

Deux lois de conservation relatives à la transition β sont:

- la conservation du moment angulaire: $J_i = J_f + l_\beta + S_\beta$
- la conservation de la parité: $\pi_i = \pi_f (-1)^{l_\beta}$

avec: J_i le moment angulaire de l'état initial.

J_f le moment angulaire de l'état final.

l_β le moment angulaire emporté par la paire $\beta^+ - \nu$.

S_β le spin total de la paire $\beta^+ - \nu$.

Comme les particules β et ν possèdent chacune un spin $\frac{1}{2}$ les valeurs possibles de S_β sont 0 ou 1. Dans le cas du singulet de spin $S_\beta = 0$ la transition est dite de Fermi. Dans le cas du triplet de spin $S_\beta = 1$ la transition est dite de Gamow-Teller.

Une classification supplémentaire basée sur des observations expérimentales a été adoptée:

- Si $l_\beta = 0$, la transition est dite permise. Elle est dite superpermise si les états initial et final sont analogues (états analogues isobariques). Dans ces deux cas, la transition est très visible expérimentalement. On remarque aussi que la parité de l'état final du noyau est la même que celle de l'état initial.
- Si $l_\beta = n$ avec $n \neq 0$ elle est dite interdite à l'ordre n . Dans ce cas, la désintégration est plus difficile à observer.

Le type de la transition peut nous donner des indications sur le moment angulaire soit de l'état initial soit de l'état final si l'un des deux est connu. Prenons l'exemple d'une transition de Gamow-Teller permise. Dans ce cas $S_\beta = 1$ et $l_\beta = 0$. Si l'on connaît le moment angulaire de l'état initial J_i , le moment angulaire de l'état final est donné par la relation vectorielle: $\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{1}$. Le moment angulaire J_f se restreint aux trois valeurs: $J_i - 1$, J_i et $J_i + 1$.

A.1.2 Le rapport d'embranchement

Lorsque l'on a un noyau père qui décroît par désintégration β vers un état final d'un noyau fils, on peut montrer d'après le formalisme de l'interaction faible (voir par exemple [BRO85]) que le temps de vie partiel $t_{1/2}$ de la désintégration s'écrit:

$$ft_{1/2} = \frac{k}{B(F) + \left(\frac{g_A}{g_V}\right)^2 B(GT)} \quad (\text{I.5})$$

où: f est la fonction de Fermi de distribution dans l'espace des phases. f peut être calculé par le programme [NNDC2] à partir de l'énergie de la désintégration Q_{β^+} et de la charge Z du noyau.

$t_{1/2}$ le temps de vie partiel du noyau père vers l'état final choisi.

$k = 6144 \pm 4 \text{ s}$ (voir [HAR00]).

$\frac{g_A}{g_V} = -1.2670 \pm 0.0035$ (voir [GRO00]).

$B(F) = |Z - N|$ pour une décroissance β^+ (Z et N sont le numéro atomique et le nombre de neutron du noyau père).

$B(GT)$ peut être calculé dans le cadre d'un modèle en couches.

Le rapport d'embranchement Br vers un niveau du noyau fils exprime la proportion de noyaux père qui décroissent vers ce niveau du noyau fils. Le rapport d'embranchement Br est relié au temps de vie partiel $t_{1/2}$ par :

$$t_{1/2} = \frac{T_{1/2}}{Br}$$

où : $T_{1/2}$ est le temps de vie du noyau père.

A.2 L'intérêt de l'étude de la désintégration β^+ des noyaux déficitaires en neutrons

La décroissance β^+ des noyaux déficitaires en neutrons éloignés de la stabilité présente un intérêt certain du point de vue théorique car elle ouvre des voies de radioactivité autre que la radioactivité $\beta - \gamma$ simple. En effet, la valeur généralement importante du bilan de la réaction Q permet d'étudier la désintégration β^+ sur une grande gamme en énergie d'excitation du noyau fils. La décroissance β^+ de ces noyaux permet alors d'atteindre des niveaux dans le noyau fils au-dessus du seuil d'émission de particules. L'émission d'un proton ou de multiples protons ou de particules α devient donc possible. La mesure de l'énergie et de l'intensité de ces décroissances par émission de particule et la comparaison avec les calculs théoriques apportent des informations spectroscopiques importantes telles que l'énergie des niveaux dans l'un des noyaux (père ou fils) et l'extraction des facteurs spectroscopiques (paragraphe A.2.1).

En particulier, la décroissance β de l'état fondamental dans le noyau père vers son état analogue isobarique dans le noyau fils nommé "état IAS" puis la décroissance de cet état IAS par émission de particule - accessible grâce au large Q - présente un intérêt certain car elle est interdite vis-à-vis de la conservation de l'isospin. La mesure de son intensité permet d'avoir une information sur la violation d'isospin.

Un autre intérêt se trouve dans la comparaison entre la force de Gamow-Teller $B(GT)$ calculée théoriquement et celle obtenue expérimentalement (paragraphe A.2.4). Cette quantité est sensible à la structure des états initial et final de la transition car elle est proportionnelle à l'élément de matrice M_{GT} qui permet de sonder la structure de la fonction d'onde des états nucléaires.

Dans les noyaux miroirs la structure des états nucléaires devrait être identique si l'on considère que la force nucléaire est indépendante de l'isospin. Par conséquent les transitions β seront symétriques et les valeurs de $B(GT)$ identiques. Pour mesurer le degré d'asymétrie miroir on définit le facteur suivant :

$$\delta = \frac{ft^+}{ft^-} - 1 \tag{I.6}$$

Dans le cas d'une symétrie parfaite δ doit être nul. Cependant des exemples d'importantes assymétries entre noyaux miroirs ont été observés par exemple entre ^{13}B et ^{13}O [JON69], entre ^{12}B et ^{12}N [ALB78] et entre 9C et 9Li [MIK88].

A.2.1 La décroissance β^+ -p

Si le niveau atteint dans le noyau fils est au-dessus du seuil d'émission d'un proton, au moins deux voies de désexcitation entrent en compétition: l'émission d'un proton et la désexcitation par émission γ . Cependant la probabilité de la décroissance d'un niveau au-dessus du seuil proton par l'émission d'un γ est généralement négligeable par rapport à la probabilité d'émission d'un proton. Cette hypothèse est justifiée par les observations expérimentales. Elle n'est remise en cause que dans deux cas:

- lorsque les niveaux sont très proches du seuil d'émission de particules (≤ 500 keV).
- lorsque le moment angulaire orbital pour l'émission d'un proton est grand ($l > 2$). Dans ce cas la barrière centrifuge est plus importante et la pénétrabilité de la barrière décroît.

La probabilité de la décroissance proton d'un niveau dans le noyau fils est exprimée par la largeur de ce niveau qui est donnée par:

$$\Gamma = 2 \theta_l^2 \gamma_W^2 P_l(Q_p) \quad (\text{I.7})$$

avec: θ_l^2 la largeur réduite sans dimension qui est proportionnelle au facteur spectroscopique ou parfois appelée directement facteur spectroscopique.

P_l est la pénétrabilité à travers la barrière de potentiel coulombien et centrifuge qui dépend de Q_p le bilan de la décroissance proton vers le niveau fils par rapport à l'émission proton et du moment angulaire l .

γ_W^2 la largeur réduite limite de Wigner.

Dans certains cas, on peut avoir accès aux facteurs spectroscopiques. Prenons un exemple simple. Supposons que ^{22}Al décroît vers un état excité de ^{22}Mg et que cet état décroît par émission d'un proton mais vers deux états de ^{21}Na . Dans ce cas on peut écrire les largeurs des deux transitions protons comme suit:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= 2 \theta_{l_1}^2 \gamma_{W1}^2 P_{l_1}(Q_{p1}) \\ \Gamma_2 &= 2 \theta_{l_2}^2 \gamma_{W2}^2 P_{l_2}(Q_{p2}) \end{aligned}$$

Le rapport des facteurs spectroscopiques sera:

$$\frac{\theta_{l_1}^2}{\theta_{l_2}^2} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \times \frac{\gamma_{W2}^2 P_{l_2}(Q_{p2})}{\gamma_{W1}^2 P_{l_1}(Q_{p1})} \quad (\text{I.8})$$

or:

$$\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \times \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{\Gamma_2} = I_1 \times \frac{1}{I_2} \quad (\text{I.9})$$

En effet, si l'état excité de ^{22}Mg ne décroît que par ces deux transitions proton, la somme $\Gamma_1 + \Gamma_2$ représente la largeur totale de l'état et I_1, I_2 les intensités des pics protons relativement à cet état. Ainsi, la mesure des intensités des pics protons permet d'obtenir le rapport des facteurs spectroscopiques.

A.2.2 La décroissance $\beta^+ - 2p$

Dans le cas où l'état final après une décroissance β^+ serait au-dessus du seuil d'émission de deux protons dans le noyau fils, une autre voie de radioactivité est ouverte. La décroissance $\beta - 2p$ entre en compétition avec la décroissance $\beta - p$. Comme pour la décroissance $\beta - p$, la probabilité de décroissance $\beta - 2p$ dépendra de la pénétrabilité à travers la barrière de potentiel et du facteur spectroscopique du niveau final. On pourrait penser que puisque la charge des deux protons est plus élevée que celle d'un seul proton, la pénétrabilité est réduite par l'effet coulombien mais cela dépend fortement du mécanisme de décroissance. En effet, trois mécanismes de décroissance $\beta^+ - 2p$ peuvent se produire [CAB84]:

- une décroissance par émission directe de ^2He . Dans ce type de processus les deux protons sont couplés dans une configuration 1S_0 . On peut s'imaginer la décroissance $2p$ comme une paire de protons traversant les barrières coulombienne et centrifuge du noyau. Une fois hors du noyau, les deux protons se séparent et se partagent l'énergie disponible dans le centre de masse. La probabilité pour que l'énergie des deux protons soit égale est la plus élevée. La distribution en énergie des protons détectés individuellement est symétrique autour d'une valeur moyenne $E_{p1} = E_{p2}$. Dans le référentiel du laboratoire les deux protons se trouvent corrélés par un petit angle.
- une décroissance séquentielle de deux protons en passant par la formation d'un état intermédiaire. Dans ce cas les deux protons quittent le noyau indépendamment l'un de l'autre avec un temps Δt non nul entre les deux émissions. Ce temps Δt doit être assez long pour permettre la formation d'un état intermédiaire dans le noyau fils après l'émission d'un seul proton. L'énergie de chaque proton dépendra de l'énergie de l'état intermédiaire. En considérant un seul état intermédiaire, la distribution en énergie des protons détectés individuellement a la forme de deux pics centrés en E_{p1} et E_{p2} . Par contre la distribution en angle entre les deux protons est isotrope.
- une décroissance dite de prééquilibre. Ce processus ressemble à la décroissance séquentielle mais le temps séparant l'émission des deux protons ne permet pas la formation d'un état intermédiaire ($\Delta t \leq 10^{-21}$ s).

Dans le cas d'une décroissance séquentielle la probabilité de décroissance s'exprime de la même façon que la décroissance proton pour chacun des protons (voir l'équation I.7). Par contre pour la décroissance ^2He le calcul de la largeur réduite sans dimension θ^2 peut être fait dans le cadre du modèle en couches. Dans ce cas on considère la particule comme un cluster. La fonction d'onde cluster est calculée avec une interaction $\text{SU}(3)$ et la largeur réduite est donnée par:

$$\theta_c^2 = G^2 \left(\frac{A}{A-k} \right)^\lambda |\langle \psi_f | \psi_c | \psi_i \rangle|^2 \quad (\text{I.10})$$

avec: $k = 2$, $\lambda = 4$ et $G^2 = 3/8$ pour 2He (voir [BRO85]). La probabilité de décroissance par 2He est très faible, d'une part parce que ce facteur spectroscopique est petit en général et d'autre part parce que la barrière coulombienne est plus importante que pour un proton seul, donc plus difficile à traverser.

A.2.3 La décroissance $\beta^+ - \alpha$

Lorsque le bilan en énergie Q est suffisamment grand, la décroissance β avec émission retardée d'une particule α est alors énergétiquement possible. En général cette voie entre en compétition avec la voie $\beta - p$. En principe puisque la charge de la particule α est égale à deux fois celle du proton, la pénétrabilité de la particule α à travers la barrière de potentiel est fortement réduite à cause de l'effet coulombien. Cependant, dans certains cas, le moment angulaire et les facteurs spectroscopiques compensent cet effet et cette voie de désintégration est permise. La structure du noyau fils peut favoriser la décroissance $\beta^+ - \alpha$ comme pour le noyau ${}^{20}Na$, par exemple, qui décroît vers le noyau ${}^{16}O$. En effet, l'énergie de séparation α est plus faible que l'énergie de séparation proton dans le noyau fils ${}^{20}Ne$, ceci est dû à la structure du noyau ${}^{16}O$ dont l'énergie de l'état fondamental est plus faible que celle du noyau ${}^{19}F$.

La probabilité de la décroissance par émission α s'exprime par la largeur du niveau fils par rapport à la décroissance α calculée par la formule (I.7). Le calcul de θ^2 est effectué en considérant la particule α comme un cluster comme dans le cas d'une émission de 2He . Les paramètres de l'équation (I.10) sont $k = 4$, $\lambda = 8$ et $G^2 = 0.038$ pour une décroissance α (voir [BRO85]).

A.2.4 La réduction de la force de Gamow-Teller

Le modèle en couches permet de calculer les valeurs propres de la fonction d'onde correspondant à chaque état du noyau (père et fils). Ces valeurs propres dépendent plus ou moins de l'interaction choisie. Néanmoins on utilise les fonctions d'ondes de l'état initial et final calculées par le modèle en couches pour calculer la force de Gamow-Teller pour chaque transition. La comparaison entre ces calculs théoriques de $B(GT)$ et les valeurs déduites à partir des mesures expérimentales ont révélé que la valeur théorique surestime systématiquement la valeur expérimentale. Pour reproduire l'expérience, on utilise un opérateur effectif de Gamow-Teller qui consiste à réduire l'opérateur de Gamow-Teller par un facteur de réduction global. Ce facteur de réduction est de l'ordre de 0.8 [BRO85].

$$B(GT)_{\text{expérimental}} = 0.8 B(GT)_{\text{théorique}}$$

L'origine de cette réduction n'est pas encore expliquée. Plusieurs raisons sont proposées. D'une part les fonctions d'onde utilisées dans le modèle en couches sont peut-être trop simplifiées (généralement elles sont calculées à partir des fonctions d'ondes de l'oscillateur harmonique). D'autre part, les états nucléaires réels doivent impliquer davantage de degrés de liberté que ceux généralement utilisés dans ces calculs. Il a été proposé que d'autres degrés de liberté sub-nucléonique puissent intervenir. Par exemple, pour les noyaux de

masse 17 à 39, le simple espace des configurations sd n'est peut-être pas suffisant. Mais un calcul plus lourd impliquant d'autres configurations d'ordre supérieur n'est pas toujours possible.

En fait, le facteur de réduction que l'on doit utiliser n'est pas une simple constante qui serait valable pour tous les nucléons dans toutes les couches. Une expression plus compliquée a été développée par B.A. Brown et B.H. Wildenthal [BRO85] pour l'espace des configurations sd . Dans ce cas on utilise un opérateur de Gamow-Teller dont les éléments de matrice sont modifiés grâce à un ajustement à 4 paramètres et une dépendance en masse.

B La désintégration β^+ de ^{22}Al

B.1 Le bilan énergétique

^{22}Al est un noyau déficient en neutron avec $T_Z = -2$. Il décroît par émission β^+ vers ^{22}Mg . Le bilan énergétique de la désintégration est de $Q_{\beta^+} = Q_{EC} - 2m_e c^2 = 17.56 \text{ MeV}$. Cette grande valeur de Q_{β^+} permet d'atteindre des niveaux dans ^{22}Mg au-dessus du seuil d'émission de particules. Le seuil d'émission d'un proton dans ^{22}Mg est de $S_p = 5.501 \text{ MeV}$, de deux protons $S_{2p} = 7.93 \text{ MeV}$ et d'un α $S_\alpha = 8.15 \text{ MeV}$ (voir la figure I.1).

B.2 Les études expérimentales précédentes

La première mise en évidence expérimentale de la décroissance $\beta - p$ de ^{22}Al a été réalisée par Cable et al. [CAB82]. Dans cette expérience, on a observé la décroissance proton de l'état IAS du noyau fils ^{22}Mg vers l'état fondamental et le premier état excité du ^{21}Na . Une autre expérience menée par la même équipe a observé pour la première fois la décroissance $\beta - 2p$ vers l'état fondamental et le premier état excité de ^{20}Ne [CAB83].

La méthode expérimentale utilisée dans ces deux expériences est une technique par jet d'hélium. Celle-ci a consisté à produire le noyau ^{22}Al par réaction de transfert d'un faisceau de ^3He sur une cible de ^{24}Mg . Les produits de la réaction sont transportés par un flux de gaz d'hélium à travers un tube capillaire vers une feuille d'aluminium qui capte, entre autres, les ions de ^{22}Al . En face de la feuille en aluminium, un télescope de jonctions silicium est placé pour détecter les particules de radioactivité. Un système de collimateurs et de champ magnétique est utilisé pour dévier les particules β à l'avant des détecteurs silicium. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de mesurer l'énergie exacte des protons de radioactivité puisqu'on ne mesure que l'énergie déposée par les protons sans addition de l'énergie du noyau de recul. La mesure de l'énergie du proton se fait avec une bonne résolution (de l'ordre de 20 keV). L'inconvénient majeur est l'erreur commise sur la mesure du nombre de ^{22}Al transportés par ce système. L'efficacité de transport des noyaux de ^{22}Al par le flux de gaz est difficilement mesurable. Cet effet engendre une large erreur sur les rapports d'embranchement. Un autre inconvénient de la méthode est que ce système transporte aussi des contaminants. Comme ces contaminants sont aussi des émetteurs $\beta - p$, le spectre en énergie est pollué par leurs pics. La mesure des pics de ^{22}Al

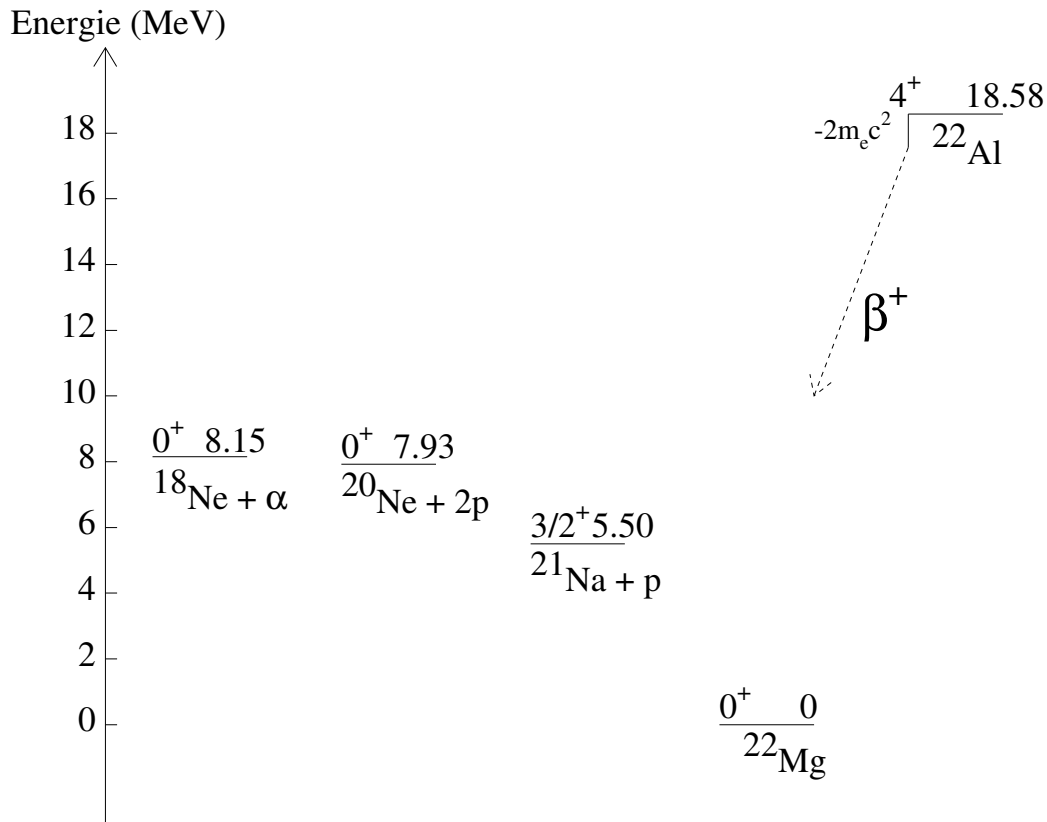


FIG. I.1 – Schéma représentant le niveau fondamental de ^{22}Al et les seuils de réaction de $^{21}\text{Na} + p$, $^{20}\text{Ne} + 2p$ et $^{18}\text{Ne} + \alpha$ relativement au niveau fondamental de ^{22}Mg .

n'a pu se faire qu'au-dessus de 7.5 MeV [CAB82].

Dans la dernière expérience dédiée à l'étude de ^{22}Al de Blank et al. [BLA97], plusieurs décroissances protons ont été observées. La décroissance $\beta^+ - 2p$ vers le premier état excité de ^{20}Ne a été confirmée et la décroissance $\beta^+ - \alpha$ observée pour la première fois. Dans cette expérience, les ions de ^{22}Al ont été produits par fragmentation d'un faisceau de ^{36}Ar sur une cible de Ni et sélectionnés par le spectromètre LISE3 puis implantés dans une jonction silicium ou bien dans un compteur à gaz à micro-strips. Pour les ions implantés dans la jonction silicium, les produits de la radioactivité de ^{22}Al ont été détectés dans cette même jonction. Dans ce cas, le nombre d'ions de ^{22}Al est connu avec une bonne précision. Par contre, l'énergie mesurée est l'énergie totale de la transition (l'énergie du proton plus celle du noyau de recul) additionnée à l'énergie perdue par les particules β dans la jonction. La résolution en énergie des pics protons est donc dégradée.

Une autre mesure a été effectuée en implantant les ions dans le compteur à gaz. En fait,

la cathode du compteur à gaz à micro-strips est collée à la surface d'une jonction silicium. Quand on applique une tension au compteur à gaz, les ions de ^{22}Al implantés dans le gaz dérivent vers l'anode donc vers la surface de la jonction silicium. Les produits de la radioactivité de ^{22}Al ont été détectés dans le compteur à gaz. Seuls les protons de basse énergie ($E_p < 2 \text{ MeV}$) ont été détectés par cette méthode.

La décroissance $\beta^+ - 2p$ vers le premier état excité de ^{20}Ne a été discriminée par rapport aux autres types de décroissance par des coïncidences entre la jonction silicium et le détecteur à gaz. En effet, les ions de ^{22}Al étaient implantés soit au bord de la jonction du côté du détecteur à gaz, soit à l'entrée du détecteur à gaz. En imposant une énergie déposée dans chacun des deux détecteurs avec une somme de $4.48 \pm 0.25 \text{ MeV}$ correspondante à la mesure de Cable et al. [CAB83], les émissions $2p$ ont été identifiées malgré une faible statistique. Cependant cette méthode de sélection favorise les émissions avec un grand angle entre les deux protons donc probablement les décroissances séquentielles. Le rapport d'embranchement a été estimé à $(0.9 \pm 0.5)\%$ en prenant en compte toutes les conditions imposées mais la barre d'erreur est importante.

La décroissance $\beta^+ - \alpha$ a été identifiée en utilisant une analyse du temps de l'avalanche de charges dans le détecteur à gaz. En effet, l'avalanche de charges due au passage d'un proton dans le gaz arrive plus rapidement sur l'anode du détecteur à gaz que celle produite par les particules α . Cette analyse en temps a permis de discriminer entre les protons et les particules α . Ceci n'est pas possible pour une implantation dans la jonction seule.

Le tableau I.1 résume toutes les mesures qui ont été faites par les expériences citées précédemment.

B.3 Les résultats des calculs théoriques précédents

La première difficulté rencontrée pour le calcul de la décroissance de ^{22}Al vient du fait que l'on ne connaît pas le spin de son état fondamental. Pour le noyau miroir ^{22}F , le spin de l'état fondamental a été assigné comme étant un 4^+ [DAV74]. Le premier état excité qui ne se trouve qu'à 72 keV de l'état fondamental a un spin 3^+ . Par comparaison avec le ^{22}F , on peut supposer que l'état fondamental de ^{22}Al est un 4^+ mais la valeur de 3^+ ne peut pas être exclue. En effet, puisque le premier état excité dans le ^{22}F est très proche de l'état fondamental on peut supposer la possibilité d'une inversion de ces deux niveaux dans ^{22}Al due à un déplacement en énergie de l'un d'entre eux. Ce déplacement en énergie est essentiellement dû à des effets coulombiens dont le "Thomas-Ehrmann shift" (voir [THO52]).

Dans le cas de ^{22}Al , des calculs de modèle en couches en utilisant l'interaction USD ont été faits par Brown [BRO90] uniquement pour les décroissances de l'état IAS ($T=2$) de ^{22}Mg alimenté par la décroissance β^+ de ^{22}Al avec l'hypothèse que le spin de l'état fondamental de ^{22}Al est un 4^+ conformément au noyau miroir ^{22}F . Le calcul prédit un rapport d'embranchement de ^{22}Al vers l'IAS de ^{22}Mg de 4%.

Comme le montre l'équation (I.7) la probabilité de décroissance par émission de proton dépend de la structure du noyau père et fils à travers le facteur spectroscopique θ_l^2 et le bilan de réaction Q_p . Brown a en particulier calculé les largeurs correspondantes à la

Energie (MeV)	Type de la transition	Rapport d'embranchement %
0.45 ± 0.04	β - 1p	6.4 ± 1.2
0.72 ± 0.04	β - 1p	6.8 ± 1.2
1.04 ± 0.04	β - 1p	3.9 ± 1.2
1.32 ± 0.04	β - 1p	18.0 ± 1.0
1.95 ± 0.06	β - 1p	3.2 ± 1.0
3.27 ± 0.04	β - α	0.31 ± 0.09
4.10 ± 0.06	β - 1p	2.1 ± 1.0
4.139 ± 0.02^a	β - 2p	
4.48 ± 0.25	β - 2p	0.9 ± 0.5
4.92 ± 0.07	β - 1p	2.4 ± 1.0
5.636 ± 0.02^a	β - 2p	
6.62 ± 0.10	β - 1p	0.7 ± 0.3
6.93 ± 0.10	β - 1p	0.1 ± 0.05
8.212 ± 0.016^b	β - 1p	
8.29 ± 0.10	β - 1p	0.2 ± 0.05
8.537 ± 0.022^b	β - 1p	

TAB. I.1 – *Tous les résultats connus pour la décroissance β^+ de ^{22}Al mesurés par Blank et al. dans [BLA97] où l'énergie tabulée est l'énergie totale de la transition. Les énergies marquées par un b sont celles mesurées dans [CAB82] et représente aussi l'énergie totale de la transition. Les énergies marquées par un a sont celles mesurées par Cable et al. dans [CAB83] mais l'énergie tabulée est l'énergie somme des deux protons. Les transitions encadrées par deux lignes horizontales correspondent à la même transition mesurée par Cable et al. et par Blank et al.*

décroissance de l'état IAS de ^{22}Mg par émission proton vers ^{21}Na dans [BRO90]. Deux choses sont à remarquer:

- toutes les largeurs sont étroites car la probabilité de décroissance de l'état IAS est faible puisqu'elle est interdite vis-à-vis de la conservation de l'isospin. Dans [BRO90], Brown émet l'hypothèse que l'origine de la décroissance de l'IAS dans ^{22}Mg est due au mélange de l'état IAS avec d'autres niveaux très proches en énergie dont l'isospin est différent de T_{IAS} . C'est-à-dire que dans le cas de ^{22}Mg l'état IAS dont $T_{IAS} = 2$ est mélangé avec des niveaux d'isospin différent, probablement avec les niveaux $T = 1$.
- les largeurs sont du même ordre de grandeur ($< 10^{-1} \text{ keV}$). Ceci est dû au fait que les niveaux à basse énergie dans ^{21}Na présentent un faible facteur spectroscopique mais comme le Q_p associé est grand, la pénétrabilité est plus importante. Par contre pour les niveaux à haute énergie dans ^{21}Na la tendance est inversée. Finalement, les largeurs de décroissance proton sont du même ordre de grandeur quel que soit l'état dans ^{21}Na .

Un autre calcul de la décroissance β^+ de ^{22}Al dans le cadre du modèle en couches en utilisant l'interaction USD a été effectué par Brown dans [BLA97], cette fois-ci pour tous les niveaux dans ^{22}Mg et dans les deux cas où l'état fondamental de ^{22}Al est un 4^+ ou un 3^+ . Tous les rapports d'embranchement β ont été calculés dans les deux cas.

Ce calcul montre que si le spin de l'état fondamental de ^{22}Al est un 3^+ , le rapport d'embranchement vers l'IAS est estimé à 3%. Expérimentalement, le rapport d'embranchement est $> 1.5\%$ d'après [BLA97]. Pour les décroissances β vers les niveaux de ^{22}Mg en dessous des seuils d'émission de particules, le total des embranchements est de 29.2% si l'état fondamental de ^{22}Al est un 4^+ et de 48.9% si l'état fondamental de ^{22}Al est un 3^+ . On peut imaginer que l'on a un moyen de discriminer entre un spin 4^+ ou 3^+ si la mesure de ces embranchements est assez précise.

C La problématique

L'étude de la radioactivité deux protons des noyaux riches en protons éloignés de la stabilité pose la question du mécanisme de cette décroissance. Est-elle une décroissance séquentielle de deux protons, une émission de ^2He ou bien une émission de prééquilibre?

Expérimentalement, Cable et al. [CAB83] ont étudié la décroissance $\beta^+ - 2p$ de ^{22}Al à partir de l'IAS de ^{22}Mg vers le fondamental et le premier état excité de ^{20}Ne mais n'ont pas pu conclure sur la nature exacte de la décroissance. Une autre expérience menée par Jahn et al. [JAH85] conclue que le mécanisme dominant est la décroissance séquentielle de deux protons. Néanmoins la contribution d'une émission de ^2He ne peut pas être exclue. En effet, malgré la faible statistique, les données de Jahn et al. [JAH85] indiquent une limite supérieure estimée à 15%.

L'étude de la décroissance $\beta^+ - 2p$ de ^{22}Al peut aussi nous renseigner sur le spin de l'état fondamental de ^{22}Al . En effet, des calculs de modèle en couches [PRO98] prévoient 13% de la décroissance β^+ vers les niveaux de ^{22}Mg non-liés vis-à-vis de l'émission $2p$ d'un MeV si le spin de l'état fondamental de ^{22}Al est un 3^+ . Si c'est un 4^+ comme pour l'état fondamental du noyau miroir ^{22}F , le pourcentage est de 30%.

Dans ce contexte, l'expérience E313 réalisée au GANIL en mai 1999 avait pour but d'étudier la décroissance $\beta^+ - 2p$ de ^{22}Al et de ^{26}P utilisant un système de détection nommé FUTIS qui devait permettre de différencier les décroissances $\beta^+ - 2p$ des décroissances $\beta^+ - p$ et de déterminer l'angle entre les deux protons émis [PRO98].

Après production d'un faisceau de ^{22}Al (ou de ^{26}P) de grande pureté avec le spectromètre LISE, le faisceau a été ralenti dans une enceinte cylindrique précédée par une fenêtre en aluminium et remplie avec le gaz Ar (Argon) mélangé au gaz NaCl (chlorure de sodium). Une fois les ions stoppés, ils ont été transportés par un jet de gaz à travers un tube capillaire vers une bande déroulante. Cette bande est située au centre d'une sphère de détecteur formée par 15 télescopes. Chaque télescope est constitué par un détecteur gazeux pour la mesure de la perte d'énergie ΔE et d'une jonction en Si pour la mesure de l'énergie résiduelle E . Ce détecteur devait permettre de déterminer les angles entre les deux protons

émis en coïncidence de 0° à 180° et des énergies de 200 keV à 6 MeV . L'efficacité de détection des deux protons était estimée à 1.7%.

Malheureusement, le système de détection FUTIS n'a pas fonctionné. Deux hypothèses ont été émises pour expliquer ce problème:

1. soit que le faisceau de ^{22}Al ralenti ne parvenait pas à l'entrée du dispositif, soit le profil du faisceau ralenti était trop large.
2. le système de transport par flux d'hélium était inopérant. Ceci était peut-être dû à la proportion non adéquate de NaCl ajouté dans le gaz.

Un système de détection de rechange basé sur l'implantation des ions dans une jonction silicium a été installé. Il était constitué d'un détecteur d'implantation entouré de détecteurs pour la détection des particules β mais aussi d'un détecteur Ge de type clover (EXOGAM) pour la détection des rayonnements γ .

Ce système de détection de rechange n'a pas permis d'étudier les mécanismes de la décroissance $\beta^+ - 2p$ de ^{22}Al mais d'après Blank et al. [BLA97], la mesure des rayonnements γ peut permettre de reconstituer le schéma de désexcitation de ^{22}Al avec plus de précision et de déterminer le spin de l'état fondamental de ^{22}Al .

Finalement, l'expérience E313 a été orientée vers l'étude de la décroissance β -particules chargées de plusieurs noyaux légers riches en protons: ^{22}Al , ^{26}P et ^{27}S .

A travers cette thèse, nous nous intéresserons seulement aux données relatives à ^{22}Al . Nos principaux objectifs étant de:

- vérifier les assignations faites pour les décroissances de ^{22}Al à partir des rayonnements γ .
- déterminer les rapports d'embranchement de la décroissance β^+ de ^{22}Al avec une meilleure précision.
- déterminer le spin de l'état fondamental de ^{22}Al .

La détermination de tous ces éléments permettra de dresser un schéma plus complet de la décroissance du noyau ^{22}Al .

Chapitre II

Dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la décroissance β^+ de ^{22}Al du point de vue mécanique, de l'électronique associée à la détection et du mode d'acquisition de données. Cette expérience a été réalisée sur la ligne LISE3 de l'accélérateur GANIL dont un aperçu sera donné.

A Description générale du GANIL

Le laboratoire GANIL est situé à Caen en Normandie. Le premier faisceau dédié à une expérience de physique nucléaire a été délivré en 1983.

Cet outil permet d'accélérer des ions stables allant du carbone à l'uranium avec des énergies allant de $24 \text{ MeV}/A$ pour les ions les plus lourds à $95 \text{ MeV}/A$ pour les plus légers.

La figure II.1 schématise l'ensemble de l'accélérateur ainsi que les différentes aires expérimentales.

A.1 L'accélérateur

La production du faisceau se fait en plusieurs étapes. Premièrement, la production d'ions de basse énergie par une source de type ECR. Puis l'accélération de ce faisceau par le biais de différents cyclotrons: les cyclotrons compacts C01, C02 et les cyclotrons à secteurs séparés CSS1, CSS2. Ensuite, le faisceau est délivré aux salles expérimentales.

Un nouveau système d'accélération nommé SPIRAL permettra d'accélérer des noyaux radioactifs par le biais du cyclotron CIME. La construction de ce nouvel outil est achevée et sera opérationnel prochainement.

A.2 Les aires expérimentales

- SME (Sortie Moyenne Energie)

Cette ligne délivre un faisceau produit par le premier cyclotron à secteurs séparés CSS1. L'énergie de faisceau varie de 4 A MeV pour les faisceaux les plus lourds

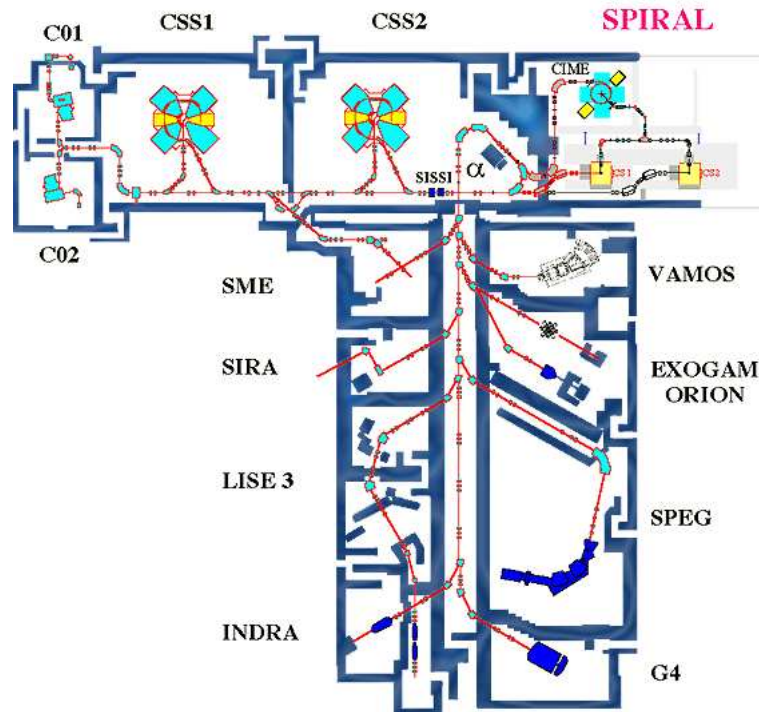


FIG. II.1 – GANIL

à 13.6 A MeV pour les plus légers. Elle est généralement dédiée aux expériences de physique atomique et de physique de la matière condensée. Comme le faisceau SME est délivré en parallèle du faisceau de haute énergie, les expériences peuvent s'effectuer en même temps que celles se déroulant dans une autre salle.

- SIRa (Source d'Ions Radioactifs)
Test de source pour la production d'ions radioactifs par fragmentation d'un faisceau sur une cible.
- LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés) D3,D4,D6
La ligne LISE est un spectromètre magnétique à zéro degré qui s'étend sur trois salles (D3,D4 et D6). Elle est généralement dédiée à la production de faisceaux radioactifs de grande pureté par fragmentation du faisceau primaire sur une cible située à l'entrée du spectromètre. Ce dispositif permet la sélection des noyaux désirés selon des combinaisons de masse, de charge et de vitesse. Cette sélection, explicitée dans la section B, est réalisée grâce à trois éléments importants: deux dipôles situés en D3, un ralentisseur entre les deux dipôles et un filtre de vitesse (filtre de Wien).
- INDRA (Identification de Noyaux et Détection avec Résolution Accrue)
C'est un multi-détecteur 4π qui permet la détection des produits de réactions engendrés par des collisions d'ions lourds et d'étudier les mécanismes de réaction à différentes conditions d'énergie d'excitation.
- G4: SAIF (Service des Applications Industrielles des Faisceaux)

Pour des besoins industriels de production ou de recherche et développement, ce service propose aux industriels l'irradiation avec des ions lourds.

- SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie du Ganil)

Ce spectromètre permet de sélectionner les produits de réaction du faisceau incident sur la cible placée à l'entrée du spectromètre. SPEG possède une acceptation en moment pratiquement deux fois plus importante que LISE.

- ORION (ORganic Inteceptor Of Neutrons)

C'est un détecteur constitué de scintillateur liquide dopé au Gadolinium permettant la détection des neutrons. Cette mesure permet de remonter à l'énergie d'excitation des noyaux chauds.

- EXOGAM

C'est un détecteur 4 Π γ modulaire d'une très grande efficacité dédiée à la physique des noyaux exotiques produits par SPIRAL. Il est composé de plusieurs détecteurs γ de type CLOVER et peut atteindre une efficacité de 20% à 1.3 MeV selon la configuration choisie.

- VAMOS (VARIABLE MOde Spectrometer)

Ce spectromètre magnétique en cours de construction aura une large acceptation angulaire ($\pm 160\text{mrad}$) et une acceptation en moment de l'ordre de $\pm 5\%$ qui permettront d'identifier les produits de réaction induits par les faisceaux radioactifs de SPIRAL.

B Le spectromètre LISE3

La ligne LISE schématisée sur la figure II.2 permet la production de faisceaux radioactifs par fragmentation du faisceau primaire sur une cible placée à l'entrée du spectromètre. Ce spectromètre est doublement achromatique en position et en angle c'est-à-dire qu'au point focal image du spectromètre, la position du faisceau est indépendante de la position ou de l'angle à l'entrée. Cette spécificité permet de calculer un temps de vol pour chaque fragment sans reconstruction de sa trajectoire. La base de vol sera la même pour tous les fragments.

Pour sélectionner le noyau désiré parmi tous les produits de fragmentation, trois types de sélection sont possibles :

- Une sélection en Av/Q :

Elle est réalisée grâce aux deux dipôles magnétiques de LISE.

La rigidité magnétique $B\rho$ d'un dipôle magnétique est exprimée par la formule suivante:

$$B\rho = \frac{A}{Q}v \quad (\text{II.1})$$

B : le champ magnétique.

ρ : le rayon de courbure du dipôle.

A , Q et v sont la masse, la charge et la vitesse de l'ion respectivement.

En fixant la rigidité magnétique du premier dipôle on introduit une dispersion en moment du faisceau de fragments. Ceci se traduit par une dispersion spatiale de 17,1 mm par % d'écart relatif en moment $\frac{\Delta p}{p}$. Un jeu de fentes, situées après le premier dipôle, permet de sélectionner le noyau désiré en centrant les fentes sur la distribution en moment correspondante à ce noyau. La dispersion en moment maximale acceptée est de $\frac{\Delta p}{p} = \pm 2.63\%$.

Le deuxième dipôle permet de restituer l'achromatisme de la ligne en refocalisant le faisceau de fragments.

- Une sélection en A^3/Q^2

C'est une sélection par perte d'énergie dans le ralentisseur situé entre les deux dipôles magnétiques. La formule de Bethe pour la perte d'énergie est:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{A Q^2}{E} \quad (\text{II.2})$$

Comme la vitesse est proportionnelle à $\frac{Q}{A}$, l'énergie est proportionnelle à $\frac{Q^2}{A}$. On obtient:

$$\frac{dE}{E} \propto \frac{A^3}{Q^2} \quad (\text{II.3})$$

- Une sélection en vitesse v

La combinaison d'un champ électrique et d'un champ magnétique perpendiculaire dans le filtre de Wien situé en D6, permet la déviation des fragments. Lorsque les forces induites par ces deux champs se compensent ($qvB = qE$), la particule qui possède la vitesse égale à $\frac{E}{B}$ n'est pas déviée.

Pour sélectionner le fragment désiré, il suffit de régler les deux champs sur sa vitesse. Ainsi les contaminants qui n'ont pas la bonne vitesse seront déviés sur des fentes situées après le filtre de Wien.

C Le principe de la mesure

La méthode expérimentale utilisée pour l'étude de la décroissance β^+ de ^{22}Al a déjà fait l'objet de plusieurs travaux dédiés à l'étude de la décroissance β^+ de plusieurs noyaux,

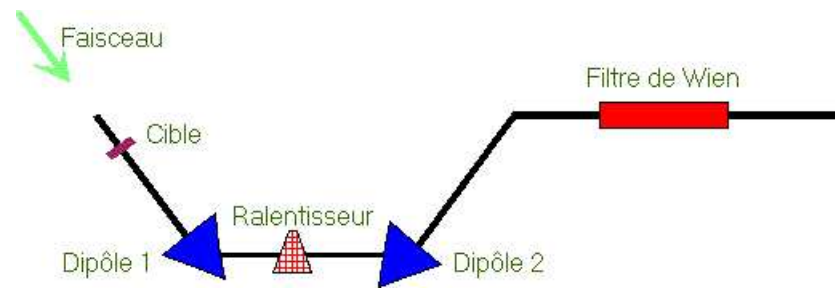


FIG. II.2 – Schéma de la ligne LISE3

entre autres, le ^{36}Ca ([TRI95], [LOP00]), le ^{35}Ca ([TRI99], [LOP00]), le ^{20}Mg [PIE95]. Cette méthode consiste à produire le noyau d'intérêt avec la plus grande pureté possible et de l'implanter dans une jonction silicium. Selon les expériences, les noyaux sont implantés soit au milieu du détecteur, soit au bord du détecteur. Dans notre expérience les noyaux de ^{22}Al ont été implantés au bord de la jonction.

Le noyau à l'arrêt décroît dans la jonction d'implantation. Les particules de radioactivité (β^+ , protons, α) sont détectées dans cette même jonction. D'autres jonctions sont placées autour de la jonction d'implantation pour détecter les particules β qui ne sont pas arrêtés dans le détecteur d'implantation. Pour une mesure complète de la décroissance, des détecteurs de rayonnements γ sont placés autour du détecteur d'implantation. Ainsi tous les produits de la décroissance du noyau implanté sont détectés.

C.1 La production du faisceau de ^{22}Al

La production du faisceau de ^{22}Al a été réalisée par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{36}Ar à 95 A MeV sur une cible de carbone de 1.6 mm inclinée à 45° . La cible est positionnée à l'entrée du spectromètre LISE3. Les valeurs des rigidités magnétiques sont de 1.953 T.m pour le premier dipôle et de 1.71 T.m pour le second dipôle.

L'addition d'un ralentisseur (wedge) en Be de $1062\ \mu\text{m}$ entre les deux dipôles et du filtre de Wien ont permis d'obtenir un faisceau de ^{22}Al d'une pureté de 92% (voir le chapitre IV E). L'énergie de ^{22}Al après le second dipôle était de 48 A MeV (soit 1056 MeV d'énergie totale). Cette énergie a permis d'implanter le noyau de ^{22}Al au bord du détecteur d'implantation. Le taux de comptage moyen obtenu pour ^{22}Al sur la jonction d'implantation était de l'ordre de 40 particules par seconde.

C.2 La description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est composé de deux blocs: d'une part, d'un dispositif d'identification des ions incidents, d'autre part, d'un dispositif de détection des particules de radioactivité. Les dispositifs d'identification et de détection sont montés très proches l'un de l'autre en bout de la ligne LISE3. Le dispositif est représenté sur les figures II.3 et II.4.

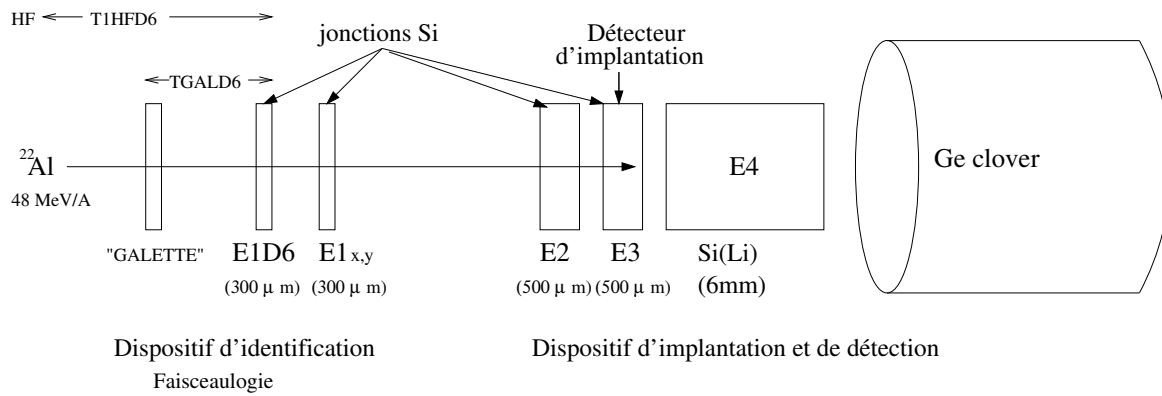


FIG. II.3 – Schéma du dispositif expérimental

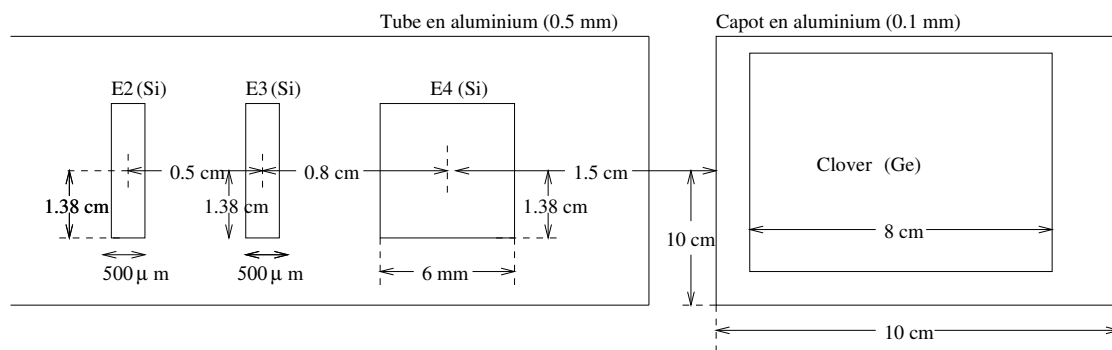


FIG. II.4 – Schéma du dispositif expérimental représentant les matériaux des différents composants et les distances qui les séparent.

Pour l'identification des noyaux transmis, deux détecteurs ont été utilisés :

- une jonction silicium qu'on nommera par la suite "E1D6" a servi à mesurer la perte d'énergie et le temps de vol des ions incidents.
- un détecteur à micro-canaux qu'on nommera "galette" a servi à donner un signal rapide en start pour la construction d'un signal temps entre la galette et la jonction E1D6. On nommera ce temps TGALD6. Ce dernier représente un vrai temps de vol des particules. La distance séparant la galette et E1D6 est de l'ordre de 21 m.

On a placé après le détecteur E1D6 un détecteur silicium sensible en position à quatre coins qu'on nommera "E1". Ce détecteur sert à vérifier la taille du faisceau pour s'assurer que le faisceau est bien focalisé sur le détecteur d'implantation.

Le dispositif de détection est composé de :

- une jonction silicium d'une épaisseur de 500 μm qu'on nommera "E2" pour la détection des particules β .

- le détecteur silicium d’implantation d’une épaisseur de $500 \mu\text{m}$ qu’on nommera ”E3”. Il servira à détecter toutes les particules chargées de radioactivité.
- une jonction SiLi d’une épaisseur de 6 mm qu’on nommera ”E4” pour la détection des particules β .
- un détecteur Ge pour la détection des rayonnements gamma. C’est un détecteur de type clover segmenté en quatre cristaux (EXOGAM).

C.3 Acquisition des données

Le déclenchement de l’acquisition est effectué par les signaux de plusieurs détecteurs:

- par E1D6, pour les ions lourds.
- par un signal ”ou” logique entre les signaux de E2, E3 et E4 associés à la radioactivité (voir la figure II.7).
- par le signal du clover divisé par un facteur 1000 (voir la figure II.9) .

Dans cette expérience, deux modes de fonctionnement de l’acquisition de données ont été utilisés:

1. un mode ”beam on - beam off”: il s’agit de déclencher l’acquisition par des événements d’implantation d’ion lourd sur une porte en temps T_1 puis de couper le faisceau pendant une durée T_2 . Le temps T_2 correspond généralement à deux ou trois périodes de décroissance du noyau implanté. Evidemment, on ne connaît pas toujours la durée de vie du noyau étudié et dans ce cas on se réfère aux prédictions. Cette technique permet de faire une sélection sur les événements de radioactivité donc de sélectionner les décroissances du noyau d’intérêt car les autres contaminants ont, en général, une durée de vie beaucoup plus longue car moins exotiques. En effet, la présence de contaminants radioactifs peut fausser les mesures ou bien rajouter du bruit de fond. Pour notre mesure nous avons utilisé $T_1 = 120 \text{ ms}$ et $T_2 = 300 \text{ ms}$ car la période de ^{22}Al ne doit pas dépasser 100 ms . D’après les mesures faites par B. Blank et al. [BLA97] le temps de vie est de $T_{1/2} = (59 \pm 3) \text{ ms}$ et celles faites par Cable et al. [CAB82] le temps de vie est de $T_{1/2} = (70_{-35}^{+50}) \text{ ms}$.
2. un mode continu: sans coupure de faisceau. Comme le pourcentage des contaminants par rapport à ^{22}Al était très faible, la radioactivité due à ces contaminants est négligeable (voir le chapitre IV paragraphe E).

C.4 Electronique de l’ensemble de détection

Comme indiqué précédemment, les compteurs au silicium sont utilisés pour détecter des particules chargées légères d’énergie de l’ordre d’une dizaine de MeV mais aussi des ions lourds qui déposent une énergie de l’ordre de la centaine de MeV. Cette large dynamique nécessite deux chaînes d’électronique, l’une adaptée aux ions lourds, l’autre adaptée aux particules légères de faible énergie.

C.4.1 Electronique associée à la détection des ions lourds

Comme les ions lourds déposent beaucoup d'énergie dans les jonctions, le signal associé possède une grande amplitude. On choisit un faible facteur d'amplification du signal. La figure II.5 représente le schéma électronique associé aux détecteurs E1, ses quatre coins (HG, HD, BG et BD), E2, E3 et E4. Le signal récupéré sur les jonctions est mis en forme par un préamplificateur puis par un amplificateur. L'amplitude du signal est codée par un ADC.

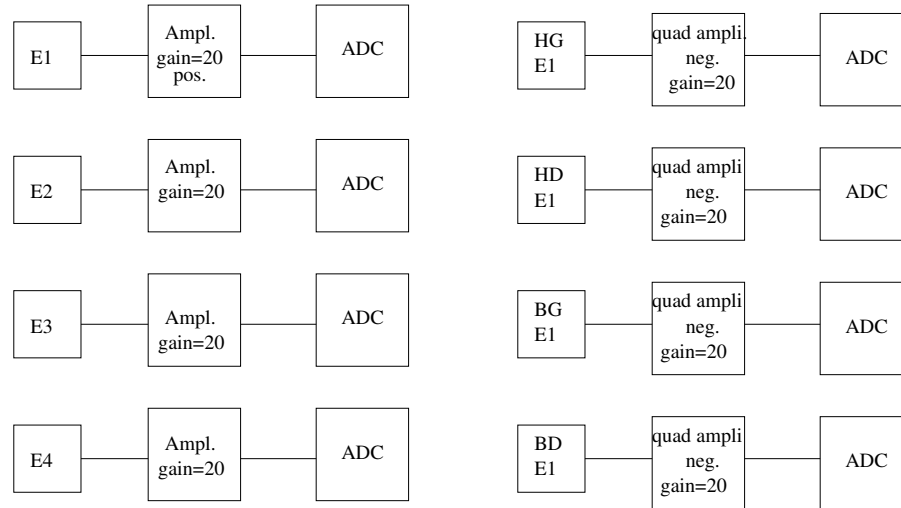


FIG. II.5 – Schéma électronique associé à la détection des ions lourds

Un signal rapide est aussi récupéré sur les jonctions E2 et E3. Il est mis en forme par un amplificateur adapté aux signaux rapides (TFA).

Le signal ainsi mis en forme est traité par un CFD. Ce module permet d'obtenir la référence en temps pour des signaux dont le temps de montée varie de 500 ps à 100 ns. Le principe de fonctionnement du CFD est de construire un nouveau signal S par l'addition d'un signal S_1 qui est l'atténuation du signal d'entrée S_0 par un facteur f et d'un signal S_2 qui est le signal S_0 inversé et retardé de θ . La référence en temps est donnée par le passage à zéro du signal S sous la forme d'un signal en standard NIM à la sortie du CFD. Dans notre cas, $f = 10\%$ et $\theta = 5$ ns.

Le paramètre T2HF (ou T3HF), le temps entre le signal de la jonction et la HF du cyclotron est construit par le biais d'un TAC. Le "start" est donné par le signal rapide de la jonction et le "stop" par le signal HF du cyclotron. La figure II.6 représente le schéma électronique associé.

C.4.2 Electronique associée à la détection des particules de radioactivité

Les particules de radioactivité sont des particules légères qui ne déposent pas beaucoup d'énergie dans les jonctions. L'amplification du signal associé sera plus forte (un facteur 10

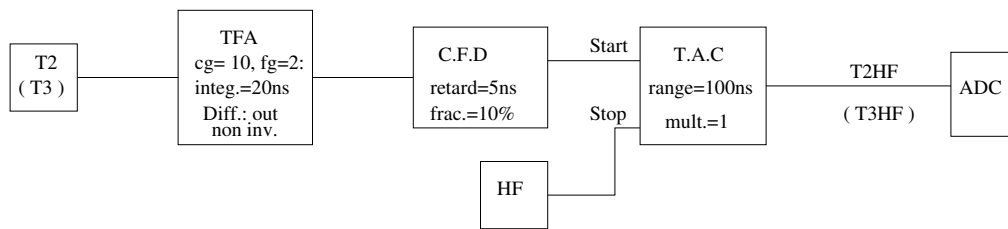


FIG. II.6 – Schéma électronique associé à la prise de temps sur les jonctions $E2$ et $E3$

par rapport aux ions lourds). La figure II.7 représente le schéma électronique associé.

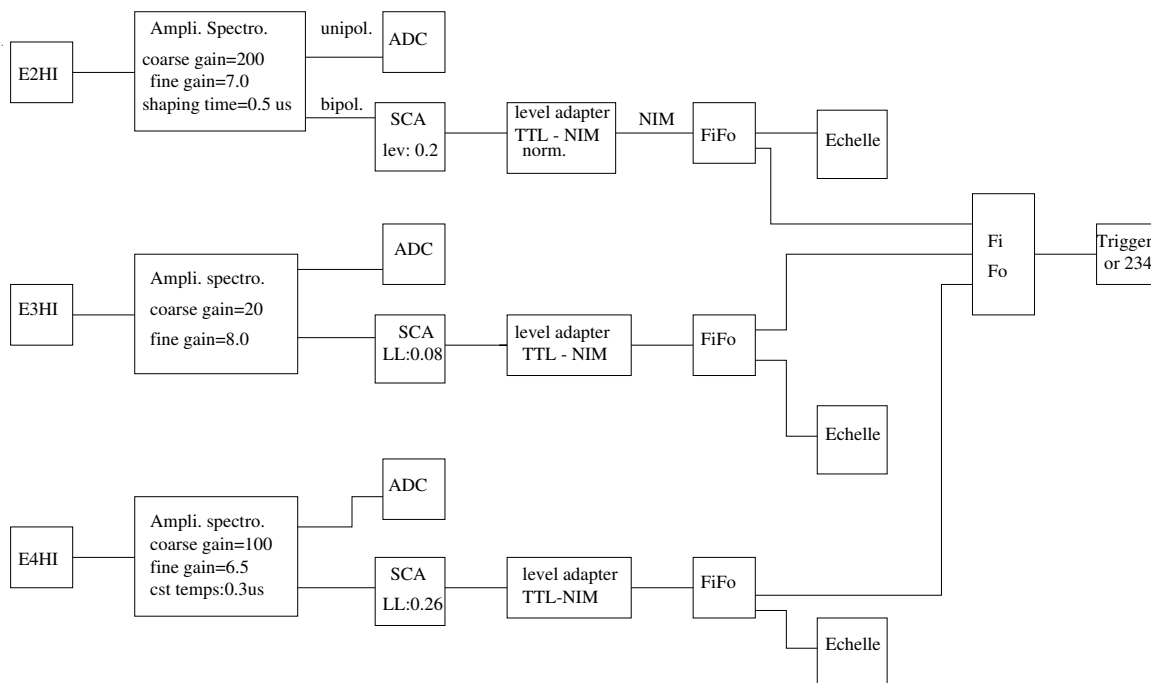


FIG. II.7 – Schéma électronique associé à la détection des particules de radioactivité

La mise en forme du signal est effectuée par un amplificateur spectroscopique qui permet d'avoir deux sorties. L'une des sorties passe par un ADC qui codera l'amplitude du signal. L'autre sortie passe par un SCA qui génère un signal trigger en norme TTL si l'amplitude du signal dépasse le seuil qui a été choisi. Ceci permet de construire un signal qui servira de trigger "radioactivité" à notre acquisition de données. Le seuil de détection doit être le plus bas possible pour ne pas perdre des événements de radioactivité. Le trigger final utilisé est un "ou" entre les différents triggers de radioactivité provenant de E2HI, E3HI et E4HI.

C.4.3 Electronique associée au détecteur Ge

La figure II.8 représente le schéma électronique associé à la mesure de l'énergie déposée dans chaque cristal du clover. La mise en forme du signal est effectuée par un amplificateur puis l'amplitude du signal est codée par un ADC.

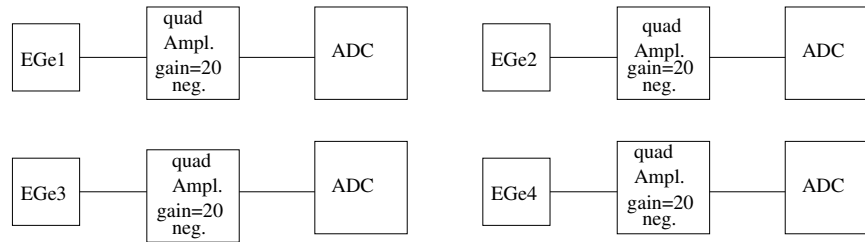


FIG. II.8 – Schéma électronique associée à la mesure de l'énergie dans chaque cristal du clover

Le schéma électronique associé aux signaux rapides de chaque cristal est représenté sur la figure II.9. La mise en forme du signal est effectuée par un amplificateur de type TFA. La référence en temps est donnée après traitement du signal par un CFD avec un retard de 2.5 ns .

Un "ou" entre les signaux (ou TGe) est construit à partir d'un FiFo . Le signal rapide qui en résulte sert de trigger à l'acquisition. Durant l'expérience ce trigger était généralement divisé par un facteur 1000 pour ne pas augmenter le temps mort.

Le paramètre nommé "TAC" est un temps entre le signal "ou TGe" et le "TR SUG" (voir II.9). Sachant que pendant l'expérience le trigger Ge est souvent divisé par 1000, le trigger réel de l'acquisition "TR SUG" est essentiellement le signal "ou" des jonctions silicium E2, E3 et E4 pour la gamme de la radioactivité ("trigger ou 234" de la figure II.7). Le paramètre "TAC" représente donc le signal temps entre les jonctions Si et le détecteur Ge.

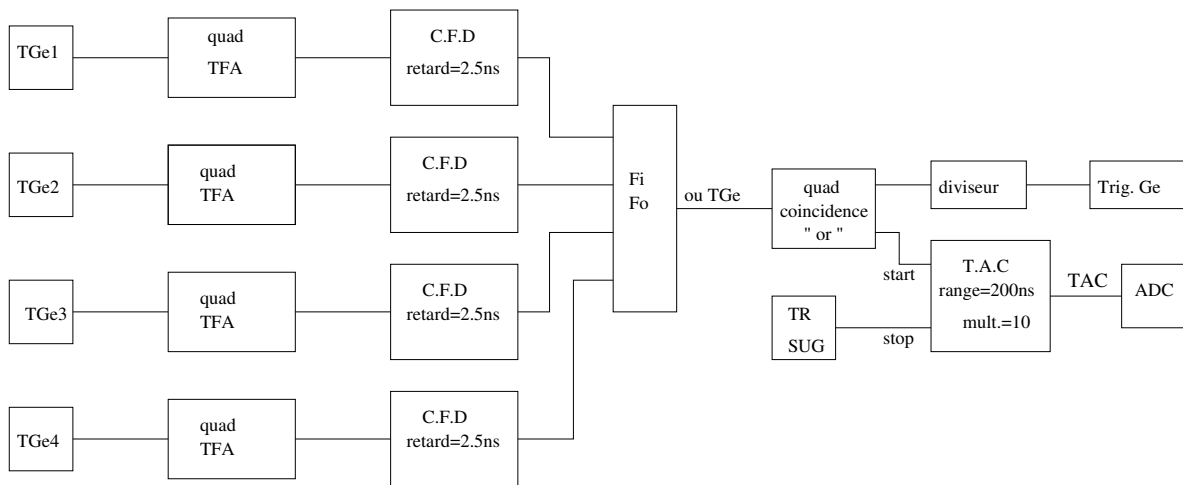


FIG. II.9 – Schéma électronique associé à la mesure du signal rapide (temps) dans chaque cristal Ge . Le signal "TR SUG" sur le schéma est un "ou" de tous les triggers acceptés, il est typiquement retardé par une centaine de nanosecondes.

Chapitre III

Simulation Monte Carlo de l'expérience

La simulation de l'expérience E313 a permis de:

- déterminer l'efficacité géométrique de détection des protons. En effet, comme l'implantation s'effectue au bord du détecteur E3, les protons de plus grande énergie s'échappent de E3. Dans ce cas, l'efficacité du dispositif pour la détection des protons n'est pas de 100%.
- déterminer les conditions de sélection optimales sur l'énergie des β qui minimisent la perte d'énergie du β dans le détecteur d'implantation. Ceci améliore la résolution des pics protons détectés dans ce même détecteur d'implantation.

La simulation Monte Carlo de l'expérience a été effectuée avec le code GEANT3 [GEANT]. Ce code est un programme du CERN qui permet de simuler la réponse d'un détecteur due au passage d'une particule. Ce programme prend en compte toutes les interactions (diffusions élastiques, inélastiques,...) qui peuvent se produire entre la particule incidente et les matériaux qui composent le dispositif expérimental.

A La simulation des conditions expérimentales

La reproduction des conditions expérimentales passe par les étapes suivantes:

- l'introduction de la géométrie du dispositif expérimental et de la nature des matériaux qui le composent (voir la figure II.4).
- l'introduction des paramètres physiques comme la nature des particules incidentes (protons et β).
- la reproduction du profil d'implantation de ^{22}Al . L'étalonnage en énergie du détecteur d'implantation E3 par les ions lourds produits pendant l'expérience permet de déterminer le profil en perte d'énergie du noyau de ^{22}Al . Grâce au programme de perte d'énergie SRIM [SRIM] on calcule le profil d'implantation relatif à ^{22}Al . Celui-ci est

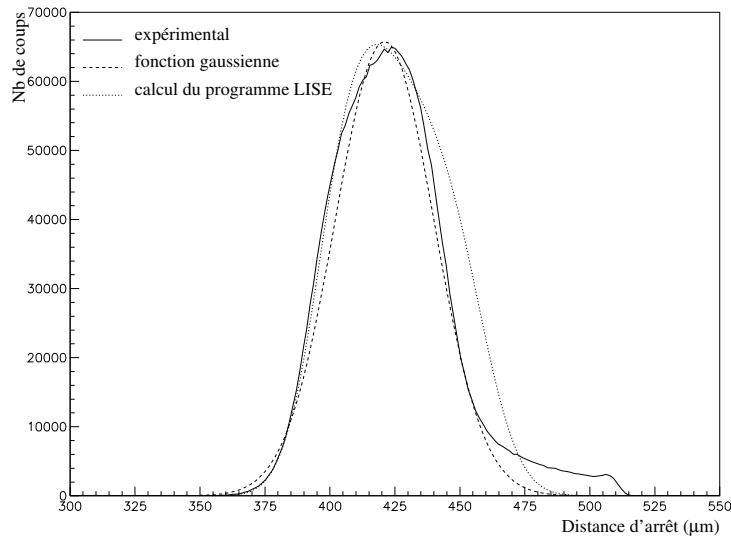


FIG. III.1 – Profil d'implantation du noyau incident ^{22}Al . La ligne continue représente le profil expérimental calculé à partir de la perte d'énergie expérimentale de ^{22}Al dans le détecteur d'implantation E3 qui est transformée en distance d'arrêt grâce au programme SRIM [SRIM]. En discontinu est représenté une fonction gaussienne centrée en 421 μm avec $\sigma = 19 \mu\text{m}$ qui se rapproche le plus du profil expérimental. En pointillés est représenté le profil calculé à partir du programme LISE [LISE] en utilisant les tables de perte d'énergie de Ziegler.

représenté en ligne continue sur la figure III.1. La ligne en pointillés représente le profil d'implantation calculé par le programme LISE [LISE] en utilisant les tables de perte d'énergie de Ziegler. Ce profil n'est pas symétrique et le maximum correspond à une distance d'implantation de 419 μm légèrement différente du maximum expérimental. A quelques μm près ces deux profils s'accordent sur la distance d'implantation. Par contre elles diffèrent vis-à-vis de la forme. Le profil expérimental montre une traîne qui s'étend au delà de la limite du détecteur. Cette traîne est due aux événements de channeling dans le détecteur E1D6 qui s'arrêtent en E3 (voir le chapitre suivant E.2). Pour simuler le profil d'implantation par la forme simple la plus proche du profil expérimental on choisit la fonction gaussienne centrée en 421 μm avec $\sigma = 19 \mu\text{m}$ représenté sur la figure III.1 par une ligne discontinue. La surface de la gaussienne représente 89% de la surface totale du profil d'implantation expérimental.

- la génération des événements à l'endroit de l'implantation selon une distribution en énergie qui dépend de la nature de la particule. Pour les protons, la distribution en énergie est en forme d'une gaussienne centrée à l'énergie du proton et dont la largeur ne dépend que de la résolution du détecteur. Pour les particules β la distribution en énergie a la forme représentée sur la figure III.2 qui ne dépend que de la charge du

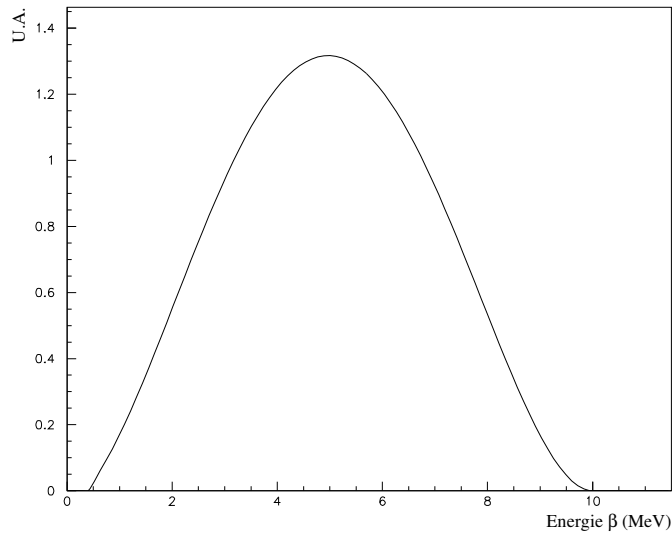


FIG. III.2 – *Distribution en énergie des particules β pour une décroissance β^+ avec $Q_{\beta^+} = 10$ MeV. Il s'agit d'une distribution typique de la décroissance β^+ dont la formule est explicitée dans [BLATT].*

noyau fils ainsi que de Q_{β} (voir la formule (2.12) p. 682 de [BLATT]).

B L'efficacité géométrique de détection des protons

Comme les noyaux ^{22}Al ont été implantés au bord de la jonction E3, les protons issus de la décroissance de ce noyau peuvent s'échapper de E3. Le nombre de protons mesuré à une énergie précise (pic proton) n'est pas égal au nombre de protons émis à cette même énergie. Cela dépend de l'énergie du proton, de la distance d'implantation et de la direction d'émission. Expérimentalement, nous n'avons pas accès à ces paramètres. La simulation a permis de déterminer la fraction de protons qui s'arrêtent en E3 déposant la totalité de leur énergie par rapport à ceux qui s'échappent de E3 déposant moins d'énergie.

Une fois le dispositif expérimental pris en compte, on génère 10000 événements protons émis isotropiquement à une distance d'implantation qui suit le profil gaussien déterminé précédemment (voir la figure III.1). Ainsi on compte le nombre de protons qui s'arrêtent dans la jonction d'implantation E3 déposant la totalité de leur énergie. L'efficacité de détection est définie ici comme le nombre de protons arrêtés en E3 (nombre de coups dans le pic) divisé par le nombre d'événements générés.

La figure III.3 représente l'efficacité ainsi déterminée en fonction de l'énergie des protons et pour trois distances d'implantation en E3. En effet, selon les tables de perte d'énergie

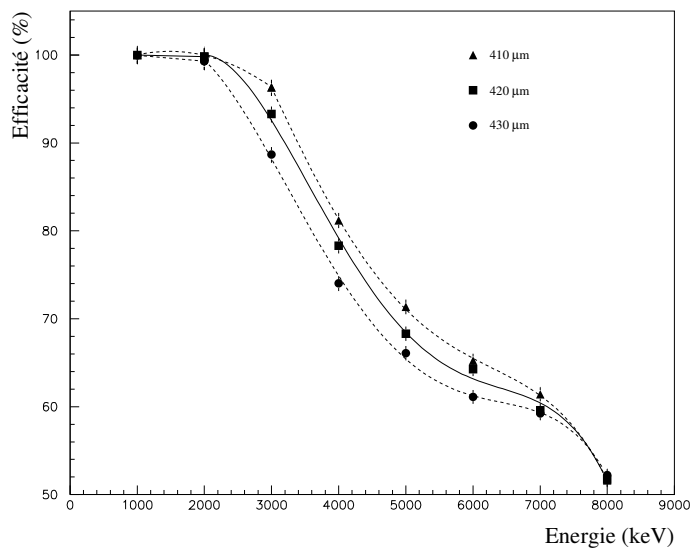


FIG. III.3 – Courbe d'efficacité de détection des protons en fonction de leur énergie cinétique pour trois distances d'implantation dans la jonction E3: 410, 420 et 430 μm . La ligne continue représente l'ajustement relatif à une implantation à 420 μm . Les lignes discontinues sont aussi un ajustement pour les deux autres distances d'implantation.

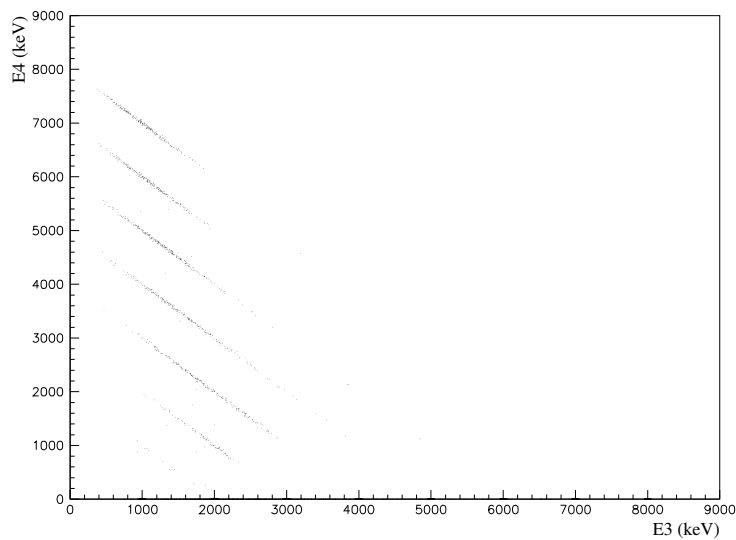


FIG. III.4 – Spectre de la perte d'énergie en E4 en fonction de la perte d'énergie en E3 obtenu par la simulation de protons d'énergie de 1 à 8 MeV par pas de 1 MeV. Les particules β ne sont pas prises en compte.

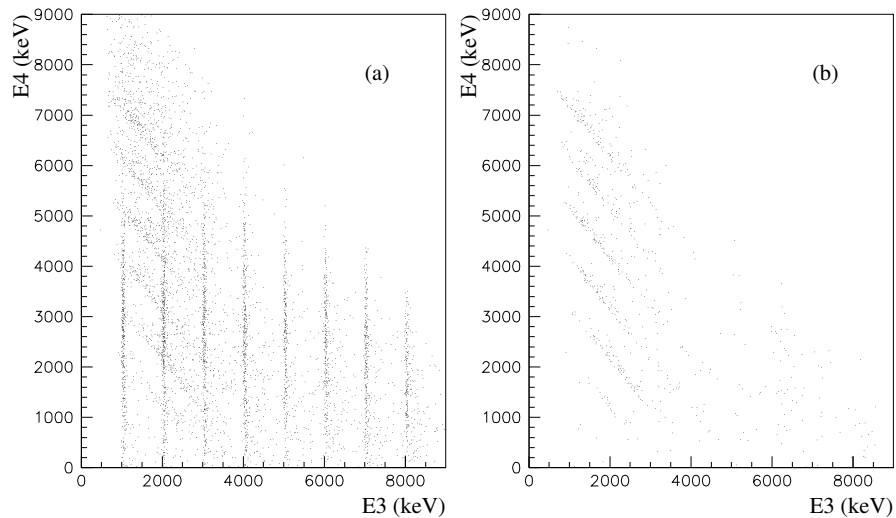


FIG. III.5 – Spectre de la perte d'énergie en E_4 en fonction de la perte d'énergie en E_3 obtenu par la simulation de proton d'énergie de 1 à 8 MeV par pas de 1 MeV avec les particules β associées. En (a) aucune condition n'est imposée. En (b) on impose la condition $E_2 > 0$ pour éliminer les particules β qui déposent leur énergie en E_4 .

utilisées la distance d'implantation varie d'une dizaine de μm . Pour prendre en compte cette incertitude on se propose de déterminer l'efficacité de détection des protons avec une distance d'implantation égale à $(420 \pm 10)\mu m$. La ligne continue représente l'ajustement relatif à $420 \mu m$. Les lignes discontinues sont aussi un ajustement pour les deux autres distances d'implantation que nous considérerons comme l'incertitude sur l'efficacité de détection des protons.

Pour les trois distances d'implantation, l'efficacité est proche de 100% pour les basses énergies mais commence à décroître à partir de 2 MeV approximativement. Ceci est cohérent avec le fait que pour traverser $80 \mu m$ de silicium l'énergie du proton doit être supérieure à 2.735 MeV.

On peut également noter que l'efficacité de détection des protons ne descend pas en dessous de 50%. Ceci est dû au fait que seule la moitié des particules sont émises vers E_4 . Pour l'autre moitié des événements dont les protons sont émis vers E_2 , une plus grande épaisseur de silicium doit être traversée avant de sortir du détecteur E_3 (le minimum est de $420 \mu m$). Dans ce cas, seuls les protons ayant une énergie supérieure à 7.34 MeV s'échappent de E_3 . Cet effet est visible sur la courbe de la figure III.3 car la courbe commence à décroître rapidement à haute énergie (entre 7 et 8 MeV).

La figure III.4 représente l'énergie déposée en E_4 en fonction de l'énergie déposée en E_3 par les protons qui traversent E_3 . Pour cette figure, les particules β ne sont pas prises en compte. On observe des lignes parallèles dont chacune correspond à la droite

$E3 + E4 = C$ avec C une constante égale à l'énergie totale du proton. Comme précédemment on remarque qu'à partir d'une énergie totale de $C = 2 - 3 \text{ MeV}$ les protons s'échappent de E3. Plus l'énergie totale augmente, plus le dépôt d'énergie en E3 diminue en faveur du dépôt d'énergie en E4.

Pour être plus réaliste on simule les protons accompagnés des particules β . Le résultat est représenté sur la figure III.5 (a). On remarque deux groupes de lignes. Des lignes en diagonale plus larges que les lignes observées sur la figure III.4. Des lignes verticales à chaque énergie proton qui correspondent aux protons qui s'arrêtent en E3 dont les particules β associées sont émises vers E4 et y déposent leur énergie.

Pour mieux visualiser les lignes protons qui déposent une partie de leur énergie en E3 et l'autre en E4, on ajoute la condition $E2 > 0$. Cette condition sélectionne les particules β qui sont émises vers E2 donc ne déposent pas leur énergie en E4. Le résultat avec cette condition est représenté sur la figure III.5 (b). Comme pour la figure III.4, les lignes observées correspondent aux protons qui ne s'arrêtent pas en E3 et perdent une partie de leur énergie en E3 et l'autre partie en E4. Dans ce cas les particules β déposent aussi une petite partie de leur énergie en E3. Comme l'énergie des particules β n'est pas constante les lignes sont plus larges. Cependant on les retrouve autour de $E3 + E4 = C$ avec C l'énergie totale du proton.

C La sélection des événements de décroissance

L'énergie déposée par les particules β s'additionne à l'énergie déposée par les protons (ou α) dans le détecteur E3. Cela nuit à la mesure de l'énergie du pic en le déplaçant et en dégradant la résolution en énergie. A l'aide de la simulation, on peut isoler les contributions provenant des β de celles provenant des protons, au spectre en énergie de radioactivité.

Dans cette partie, nous avons choisi de simuler la décroissance $\beta - p$ de ^{21}Mg . D'une part, les énergies protons sont connues et les transitions bien établies [SEX73]. Ceci permet de calculer les valeurs de Q_β associée à chaque transition et de simuler parfaitement l'émission β correspondante. D'autre part, le ^{21}Mg a été produit dans notre expérience afin d'étalonner les détecteurs de radioactivité en énergie (voir le chapitre IV-B).

La figure III.6 (a) représente le spectre obtenu dans E3 pour le proton d'énergie $E_p = 2.036 \text{ MeV}$ sans contribution β . La largeur du pic correspond à la résolution intrinsèque du détecteur qu'on a introduite (20 keV).

La figure III.6 (b) représente le même pic proton auquel on rajoute la contribution de l'énergie du β émis en même temps ($T_{\beta_{max}} = 7.6043 \text{ MeV}$). On remarque d'abord qu'il y a un double pic. Ceci est dû au fait que l'implantation se fait au bord du détecteur. Les β qui traversent E3 du côté de E4 traversent une petite épaisseur de silicium et déposent peu d'énergie, ce qui explique que le premier pic soit décalé par rapport à E_p de $(35 \pm 2) \text{ keV}$. Par contre, les β qui traversent E3 de l'autre côté (vers E2) traversent une plus grande épaisseur de silicium et déposent une plus grande énergie. Ceci explique le deuxième pic observé qui se trouve à $(158 \pm 5) \text{ keV}$ de E_p (les erreurs sont relatives à l'ajustement par une fonction gaussienne).

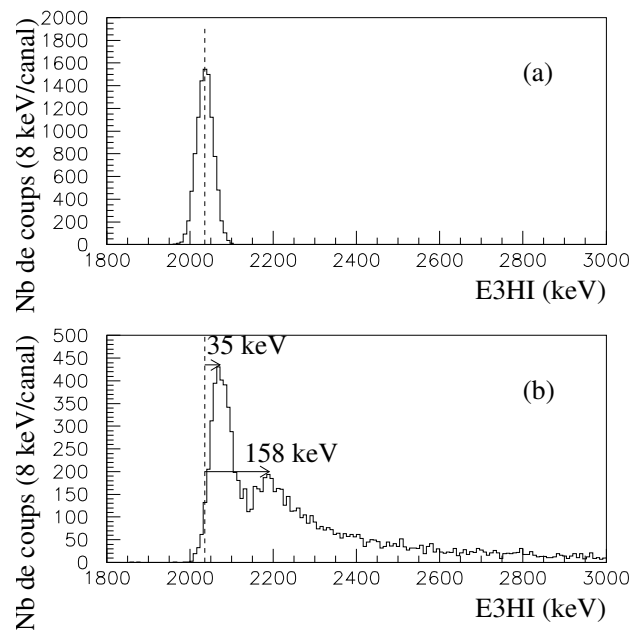


FIG. III.6 – Simulation d’une décroissance proton à $E_p = 2.036$ MeV issu de ^{21}Mg (a): sans émission β (la résolution du détecteur est de 20 keV), (b): avec émission β associée ($T_{\beta_{max}} = 7.6043$ MeV)

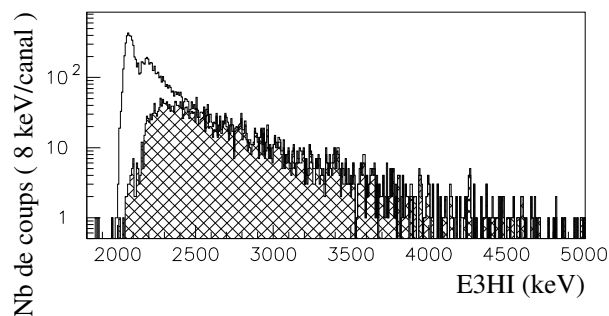


FIG. III.7 – Les spectres superposés représentent l’énergie perdue dans le détecteur E3 après l’émission d’un proton d’énergie $E_p = 2.036$ MeV à partir de ^{21}Mg et la particule β associée. Le spectre non hachuré est le spectre brut sans condition. Le spectre hachuré représente la perte d’énergie associée aux particules β qui subissent de multiples diffusions dans le détecteur E3.

La deuxième chose à remarquer est la traîne due aux particules β qui s'étend jusqu'à 4 MeV au-dessus de E_p . La figure III.7 représente le même spectre auquel ont été superposés les événements correspondants aux particules β qui subissent de multiples diffusions dans le détecteur E3. On constate que cette contribution reproduit bien la traîne qui s'étend au-delà du deuxième pic. Pour ce cas, le pourcentage de particules β multi-diffusées dans E3 avoisine les 32.5%.

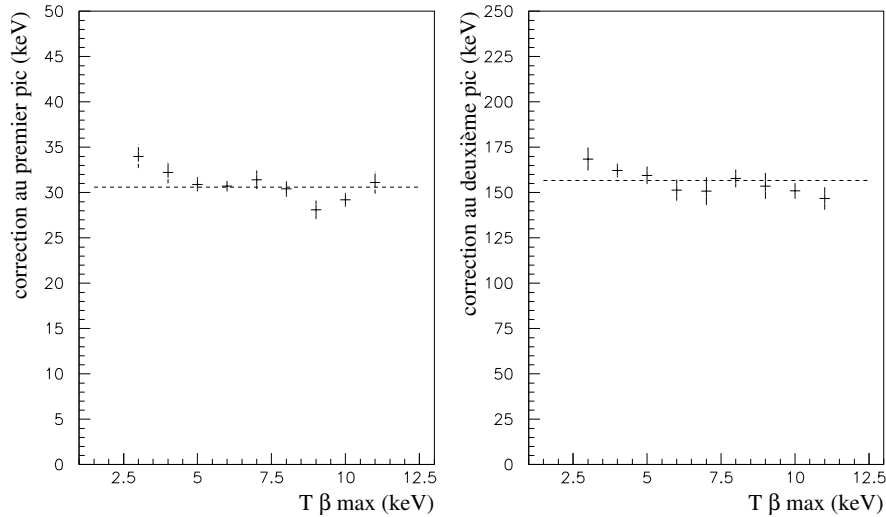


FIG. III.8 – Correction en énergie à soustraire de l'énergie mesurée du proton en fonction de l'énergie maximum disponible pour les particules β : (a) sur le premier pic. La ligne discontinue représente le fit avec une constante $C = 30.6 \text{ keV}$. (b) sur le deuxième pic. La ligne discontinue représente le fit avec une constante $C = 156.7 \text{ keV}$.

La figure III.6 montre bien que le déplacement en énergie du pic proton est dû au dépôt d'énergie des particules β associées dans le détecteur E3. La question posée est: est-ce que ce déplacement en énergie dépend de l'énergie de la particule β ?

Pour y répondre, on simule plusieurs transitions β -proton dans ^{22}Al avec une énergie proton toujours constante et égale à 4 MeV . Par contre l'énergie maximum disponible pour les particules β ($T_{\beta\text{max}}$) varie de 3 à 11 MeV . La figure III.8 (a) (et (b)) représente la correction à apporter au premier (et au deuxième) pic pour retrouver l'énergie initiale du proton.

On remarque que ces déplacements ne varient pas en fonction de $T_{\beta\text{max}}$. Ils sont autour de $(31 \pm 3) \text{ keV}$ pour le premier pic et de $(157 \pm 13) \text{ keV}$ pour le deuxième pic.

Par contre, la figure III.9 montre que la perte d'énergie des particules β dans E3 dépend fortement de la distance d'implantation dans ce même détecteur.

La figure III.9 (a) (et (b)) représente la différence entre l'énergie mesurée au premier (au deuxième) pic et l'énergie réelle du proton en fonction de la distance d'implantation. L'énergie du proton simulé dans ce cas est celle à $E_p = 2.036 \text{ MeV}$ correspondant à

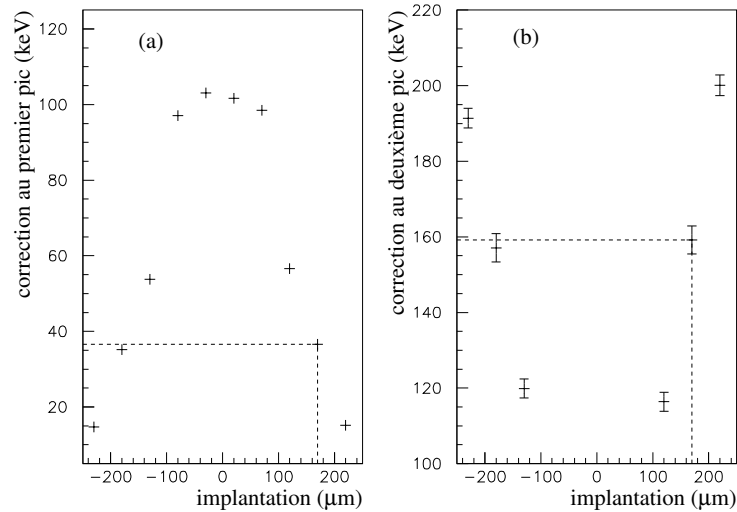


FIG. III.9 – Correction en énergie pour retrouver l'énergie réelle du proton -d'énergie $E_p = 2.036 \text{ MeV}$ - en fonction de la profondeur d'implantation dans E3, (a): sur le premier pic, (b): sur le deuxième pic. L'origine est prise au milieu du détecteur. En pointillés la correction est indiquée pour la distance d'implantation correspondante à l'implantation expérimentale de ^{21}Mg (voir IV.9)

une décroissance $\beta - p$ de ^{21}Mg . Comme attendu pour la figure III.9(a), le maximum de différence est obtenu pour une implantation au centre de la jonction. Plus on s'approche du centre plus l'épaisseur à traverser augmente donc plus la différence en énergie augmente. Dans ce cas les événements détectés dans le premier pic sont ceux qui vont vers E2. Quand on s'éloigne du centre vers E4, l'épaisseur traversée vers E4 diminue donc la différence en énergie diminue. Dans ce cas les événements détectés dans le premier pic sont ceux qui vont vers E4. Par contre pour la figure III.9(b), plus on s'approche du centre de la jonction moins il y a de différence avec l'énergie réelle du proton. En fait, dans le cas (b) plus on s'approche du centre plus les épaisseurs traversées d'un côté ou de l'autre de la jonction deviennent similaires. Les deux pics finissent par se chevaucher. Au centre de la jonction, les deux pics se superposent parfaitement. Sur la figure III.9 (b) il n'y a pas de valeurs entre -80 et $70 \mu\text{m}$ car le deuxième pic ne se distingue plus du premier.

Si on simule plusieurs décroissances $\beta - p$ de ^{21}Mg d'énergie $E_{p1} = 1.32 \text{ MeV}$, $E_{p2} = 1.862 \text{ MeV}$ et $E_{p3} = 2.036 \text{ MeV}$ avec des rapports de $1/4$, $1/2$ et $1/4$ respectivement, on obtient l'histogramme en trait plein de la figure III.10. La détermination de la position en énergie des pics protons n'est pas évidente a priori. La présence de doubles pics peut faire croire à la présence de deux pics d'énergie protons différentes. Les pics les plus intenses peuvent cacher les moins intenses.

Par exemple le pic 2 correspond au deuxième pic dû à E_{p1} et non pas à une autre énergie

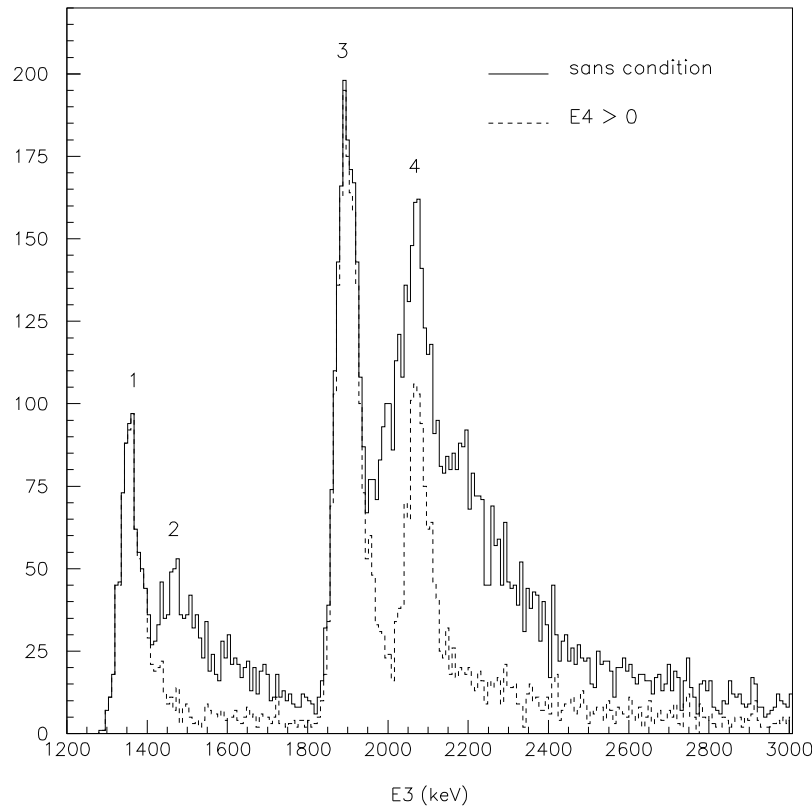


FIG. III.10 – Simulation de la décroissance $\beta - p$ de ^{21}Mg à $E_p = 1.32, 1.862$ et 2.036 MeV avec des rapports non réalistes de $1/4, 1/2$ et $1/4$ respectivement. Les pics en pointillés représentent les mêmes transitions avec la condition supplémentaire que l'énergie déposée en E_4 ne soit pas nulle.

de proton. On pourrait penser que le pic 4 n'est que le deuxième pic dû à Ep_2 mais en fait c'est la superposition du deuxième pic dû à Ep_2 et du premier pic dû à Ep_3 .

Une façon de remédier à ces effets est de sélectionner un seul des deux pics associés au même proton. On choisit de sélectionner le pic avec une meilleure résolution c'est-à-dire celui qui correspond aux particules β qui déposent le moins d'énergie dans le détecteur E3. En d'autres termes, il faut choisir les β qui ont un petit parcours dans E3; dans notre cas, ce sont ceux qui traversent E3 vers E4. Sur la figure III.10 on a représenté en pointillés l'énergie déposée dans E3 avec la condition que E4 ne soit pas nulle. On voit apparaître sans ambiguïté le vrai nombre de pics avec une meilleure résolution et dont la position en énergie est la moins éloignée de l'énergie réelle du proton.

La figure III.11 représente l'énergie déposée par le proton et le β associé avec la condition que l'énergie dans E4 ne soit pas nulle. En d'autres termes, la particule β traverse E4 et

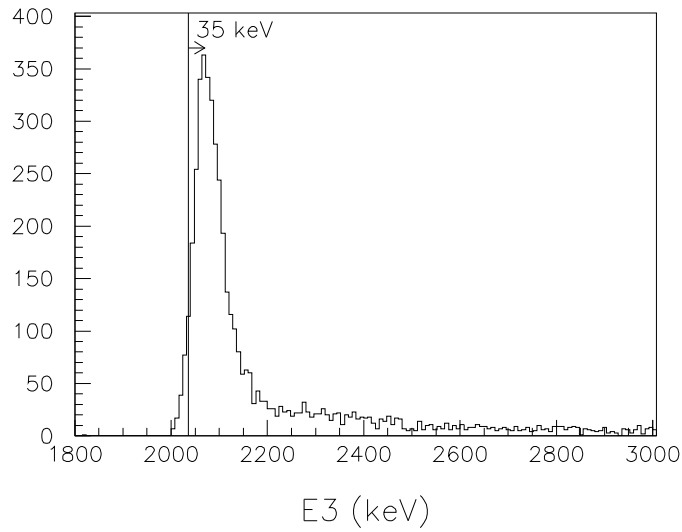


FIG. III.11 – Simulation du proton à $E_p=2.036$ MeV et du β associé avec la condition que l'énergie dans E4 ne soit pas nulle

y dépose de l'énergie. On remarque que le deuxième pic a quasiment disparu ce qui est en accord avec l'interprétation donnée précédemment. Le déplacement en énergie du pic reste le même mais la résolution est meilleure car on s'affranchit du deuxième pic.

Par contre la traîne due aux particules β multi-diffusées est toujours présente. Si on estime le rapport entre la surface du reste de la traîne au-delà de 200 keV et la surface du pic contenu entre le centroïde moins 50 keV et le centroïde plus 200 keV, on trouve qu'il varie de plusieurs pourcent selon l'énergie maximum disponible pour les particules β $T_{\beta max}$. On trouve un rapport de 15% pour $T_{\beta max} = 12$ MeV par contre ce rapport est de 37% pour $T_{\beta max} = 5$ MeV. Cependant on prendra la moyenne de ces deux valeurs en estimant une large barre d'erreur. Donc le pourcentage d'événements contenus dans la traîne par rapport au pic avec la condition que l'énergie dans E4 ne soit pas nulle est estimé à $(26.3 \pm 11.3)\%$.

Si on continue sur la logique de sélection des particules β qui déposent le moins d'énergie en E3, on peut penser que les particules les plus énergétiques et qui vont tout droit déposeront encore moins d'énergie. Les particules β qui déposent de l'énergie dans le clover Ge sont les plus énergétiques. En effet, le clover est situé en face du détecteur E4, si des particules β passent par E4 et le clover en même temps c'est essentiellement parce qu'elles vont tout droit.

La figure III.12 représente la comparaison entre le pic proton simulé à $E_p = 2.036$ MeV sans condition, puis avec la condition que l'énergie déposée en E4 soit non nulle puis avec la condition que l'énergie déposée dans le clover et dans E4 soit non nulle. On constate que tous les pics sont centrés à la même valeur. Le déplacement en énergie reste toujours

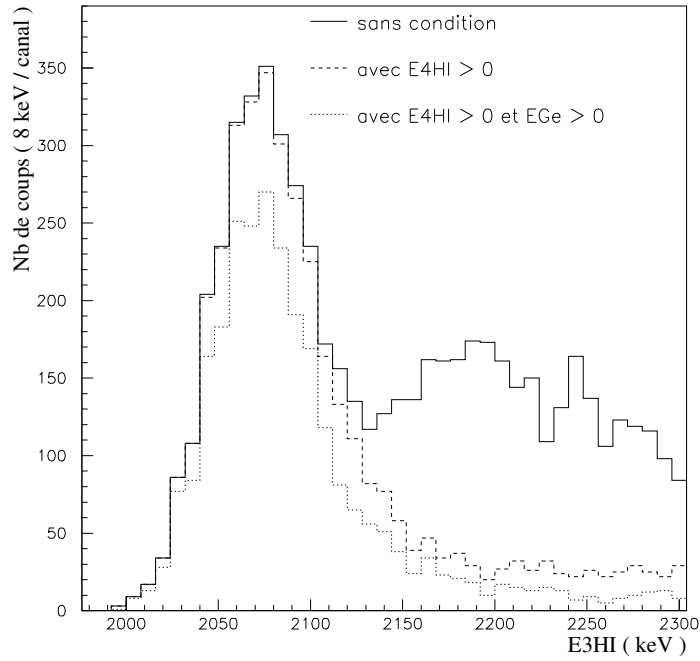


FIG. III.12 – Simulation d'une émission β -proton à $E_p=2.036$ MeV. On compare les résultats obtenus pour le pic détecté en E3 sans condition puis avec la condition que l'énergie déposée en E4 ne soit pas nulle ensuite avec la condition que l'énergie déposée en E4 et dans le clover ne soit pas nulle. La condition $E_{Ge} > 0$ n'améliore pas la résolution du pic.

le même. On remarque aussi que la résolution du pic ne s'améliore pas avec les conditions supplémentaires sur le clover et comme la statistique diminue, on ne gagne pas à ajouter des conditions sur le clover pour déterminer la position du pic.

En conclusion, la meilleure résolution en énergie des protons est obtenue en sélectionnant les particules β qui déposent de l'énergie dans E4.

D L'efficacité géométrique de détection des β dans le détecteur E4

Les figures III.13 et III.14 montrent l'efficacité géométrique pour la détection des particules β par le détecteur E4 en fonction de l'énergie maximum disponible pour la particule β et pour différentes conditions sur l'énergie déposée en E4. Pour chaque $T_{\beta_{max}}$ l'efficacité est déterminée comme le rapport entre le nombre de particules β qui répondent à la condition imposée et le nombre de particules β simulées (10000 événements). La seule

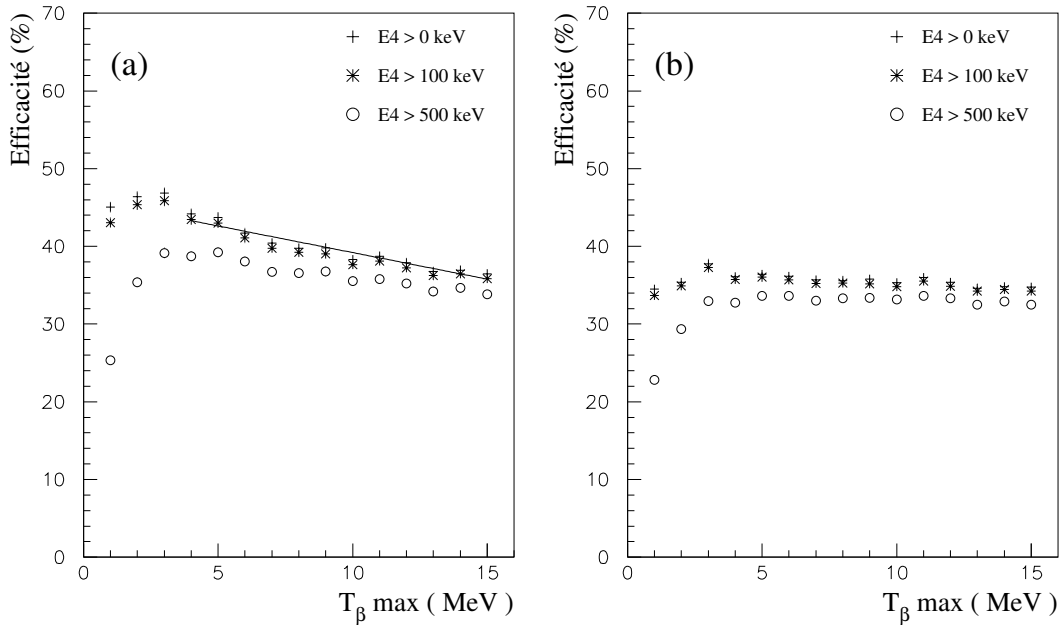


FIG. III.13 – *Efficacité géométrique de détection des particules β dans le détecteur E4 en fonction du seuil en énergie déposée dans E4. La configuration géométrique utilisée est celle montrée par le schéma II.4 (le détecteur E4 se trouve à 0.8 cm du détecteur E3). La figure (a) représente l'efficacité pour tous les événements détectés en E4 qui répondent à la condition imposée. La droite représente l'ajustement pour $T_{\beta \max} > 4$ MeV seulement pour la condition $E4 > 0$ keV. La figure (b) représente l'efficacité des événements non-rétrodiffusés qui sont détectés en E4 et qui répondent à la condition imposée.*

différence entre les deux figures est la configuration géométrique utilisée.

Pour la figure III.13 le détecteur E4 est à 0.8 cm du détecteur E3 en accord avec le dispositif expérimental schématisé sur la figure II.4. Dans ce cas, l'efficacité se trouve globalement autour de 39.5% (III.13 (a)). On remarque que l'efficacité β ne dépasse pas 50%. En effet, comme la distribution angulaire des particules β est isotrope, globalement 50% sont émises vers E4 et 50% vers E2. La valeur de 50% représente l'efficacité géométrique maximale.

Une autre remarque concerne les particules β rétro-diffusées dans le détecteur E3. Celles-ci contribuent à augmenter l'efficacité de détection dans E4. Si on retire cette contribution l'efficacité diminue et se retrouve autour de 35% comme le montre la figure III.13 (b).

Cependant, la version du code GEANT que nous avons utilisé (GEANT 3) ne prend pas bien en compte la rétro-diffusion en dessous de 1 MeV. En effet, si on estime le taux de rétro-diffusion à $T_{\beta \max} = 2$ MeV on trouve 17% et pour $T_{\beta \max} = 1$ MeV on trouve 11% alors qu'il doit être plus grand. Néanmoins, ceci n'a pas d'influence sur notre résultat puisqu'on ne considèrera que les valeurs au dessus de $T_{\beta \max} = 4$ MeV comme il sera

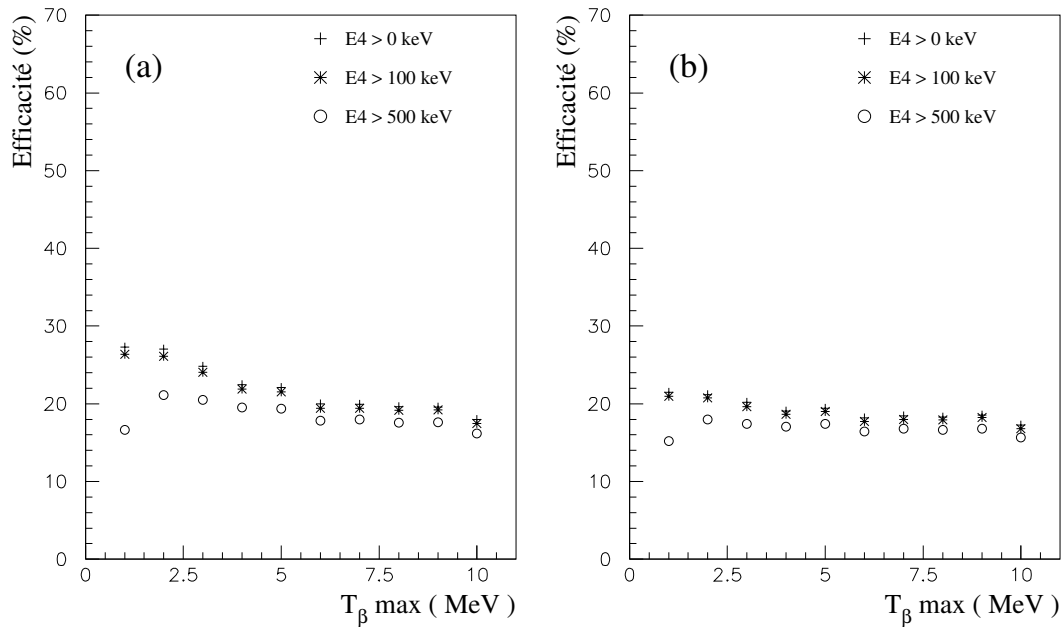


FIG. III.14 – Efficacité géométrique de détection des particules β dans le détecteur $E4$ en fonction du seuil en énergie déposée dans $E4$. Pour cette figure le détecteur $E4$ se trouve à 1.5 cm du détecteur $E3$. La figure (a) représente l'efficacité pour tous les événements détectés en $E4$ qui répondent à la condition imposée. La figure (b) représente l'efficacité des événements non-rétrodifusés qui sont détectés en $E4$ et qui répondent à la condition imposée.

expliqué à la fin de ce paragraphe.

Pour montrer la sensibilité de l'efficacité à la géométrie utilisée, la distance entre le détecteur $E4$ et le détecteur $E3$ a été augmentée à 1.5 cm . La figure III.14 (a) représente l'efficacité β pour cette nouvelle configuration. L'efficacité se trouve entre 20% et 30%. Comme précédemment si on retire la contribution des particules rétro-difusées l'efficacité diminue tel que le montre la figure III.14 (b).

On en conclut que l'efficacité de détection des particules β en $E4$ est très sensible à la géométrie du système.

Dans toutes ces figures la variation de l'efficacité en fonction du seuil en énergie imposé en $E4$ est la même. En effet, plus le seuil en énergie est important plus l'efficacité diminue. En fait ce seuil en énergie en $E4$ représente une coupure basse énergie dans la distribution en énergie des particules β . Ceci explique que cet effet soit plus visible aux basses valeurs de $T_{\beta \text{ max}}$ car dans ce cas la distribution en énergie est moins étendue.

Dans notre cas, les états au-dessus de l'état IAS dans ^{22}Mg ne sont pratiquement pas

alimentés par les décroissances β^+ de ^{22}Al . Par conséquent l'énergie maximale disponible pour les particules β est supérieure à $\approx 4.54 \text{ MeV}$ qui représente la différence entre l'énergie de l'état fondamental de ^{22}Al et l'état IAS dans ^{22}Mg . D'après l'ajustement représenté sur la figure III.13 (a), l'efficacité β au-dessus de $T_{\beta\text{max}} = 4 \text{ MeV}$ pour la condition $E4 > 0 \text{ keV}$ varie conformément à la droite: $\text{efficacité} = (-0.68 \times T_{\beta\text{max}} + 46.0)\%$. Sur ce domaine en $T_{\beta\text{max}}$ on peut considérer que cette efficacité est constante et que l'erreur sera égale à la différence entre la valeur moyenne et cet ajustement.

E L'analyse du pic conditionné par les particules β détectées dans E4

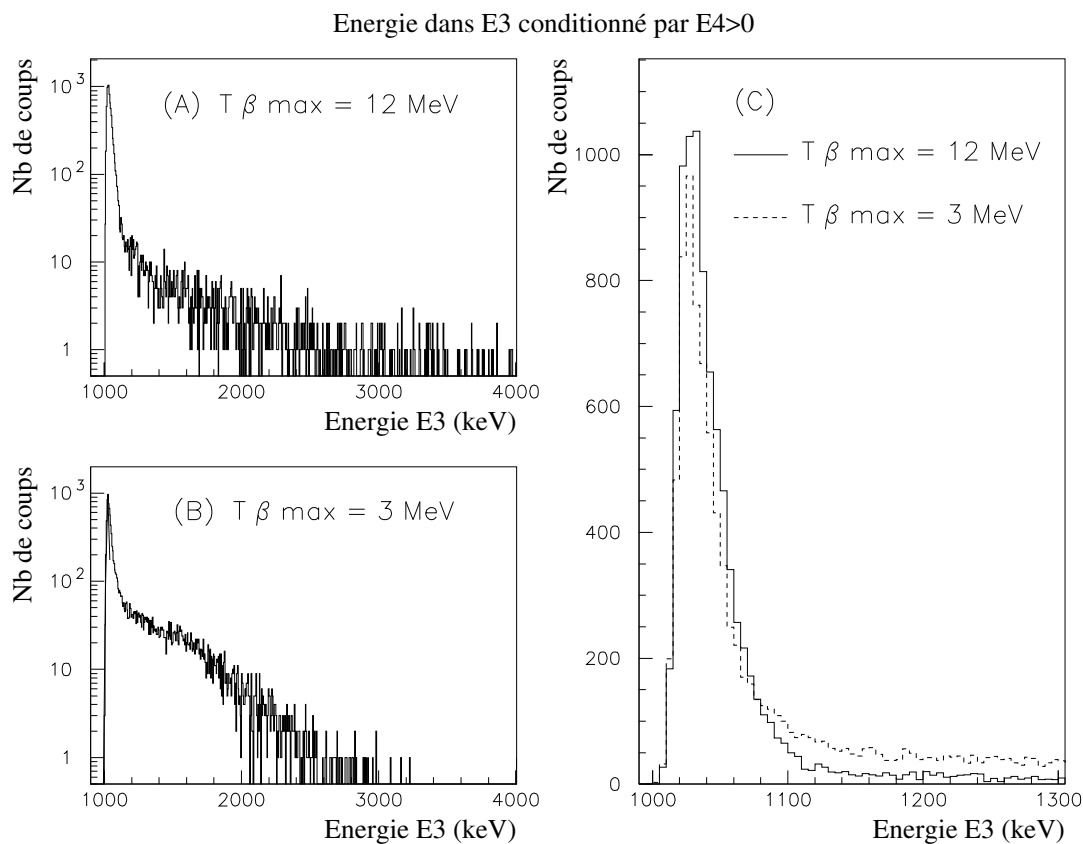


FIG. III.15 – Simulation d'un pic proton à 1 MeV associé aux particules β dont $T_{\beta\text{max}} = 12 \text{ MeV}$ pour la figure (A), $T_{\beta\text{max}} = 3 \text{ MeV}$ pour la figure (B) et la figure (C) représente la superposition linéaire des deux pics à basse énergie.

Après avoir choisi la meilleure sélection pour identifier les pics protons (ou $2p$ ou α)

qui consiste à conditionner le spectre de radioactivité par les particules β détectées en E4, nous allons nous intéresser à la surface de ce pic. En effet, la détermination de la surface du pic permet de remonter au rapport d'embranchement de la décroissance.

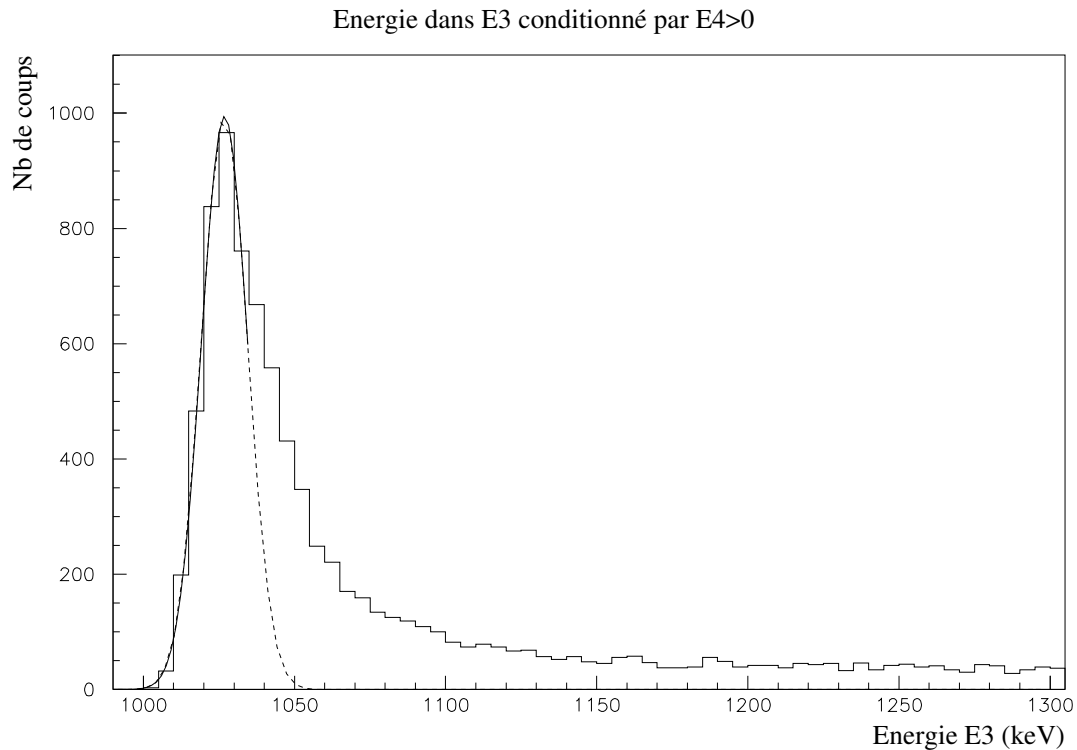


FIG. III.16 – Pic correspondant à une énergie proton de 1 MeV associé aux particules β avec $T\beta_{max} = 3$ MeV. La courbe représente l'ajustement gaussien de la première partie du pic.

Comme le montre la figure III.11, le pic proton conditionné par les particules β détectées en E4 présente une forme particulière. A priori il a une forme gaussienne asymétrique à laquelle s'ajoute une traîne qui s'étend jusqu'à plusieurs MeV au-dessus de l'énergie du proton due aux particules β (essentiellement des événements de multiple diffusion dans E3). La figure III.15 a été obtenue par la simulation d'un proton d'une énergie $E_p = 1$ MeV associé à des particules β dont la distribution en énergie est caractérisée par une valeur $T\beta_{max}$ de 12 MeV pour la figure (A) et de 3 MeV pour la figure (B), la figure (C) représente la superposition des deux mêmes pics de (A) et (B) en échelle linéaire. On constate que la forme du pic dépend de $T\beta_{max}$. En effet, pour la plus grande valeur de $T\beta_{max}$, la traîne s'étend plus loin. Néanmoins la figure (C) suggère que les deux pics ne soient pas si différents à basse énergie

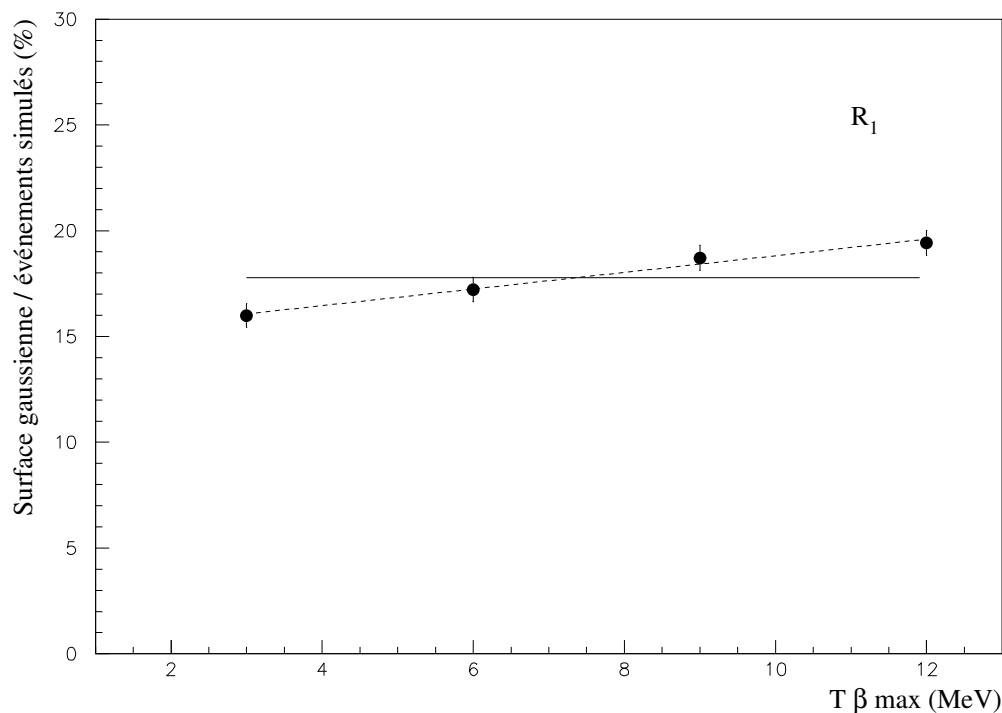


FIG. III.17 – Rapport de la surface gaussienne du pic avec la condition $EA > 0$ sur le nombre d'événements simulés (en %). Ce rapport a été déterminé à partir de la simulation d'un proton d'énergie de 1 MeV suivi par des particules β dont le $T\beta_{max}$ varie de 3 MeV à 12 MeV. La surface gaussienne représente l'ajustement de la partie à basse énergie du pic proton.

et présentent pratiquement la même surface gaussienne. Si l'on ajuste le pic par une gaussienne à basse énergie (comme le montre la figure III.16 pour $T\beta_{max} = 3$ MeV) les deux surfaces ne diffèrent que de 15%.

Si la surface de la gaussienne n'évolue pas en fonction de $T\beta_{max}$ il serait intéressant de déterminer le rapport expérimental entre cette gaussienne et le nombre total d'événements pour une transition donnée. Ce rapport permettra de déterminer la surface totale du pic proton (donc le rapport d'embranchement) seulement par l'ajustement avec une simple gaussienne à basse énergie, sans avoir recours à un ajustement complexe de la gaussienne et de la traîne à haute énergie.

La figure III.17 représente le rapport de la surface gaussienne (déterminée comme précédemment) sur le nombre total d'événements simulés pour le même pic proton à $E_p = 1$ MeV en fonction des valeurs suivantes de $T\beta_{max}$: 3, 6, 9 et 12 MeV. On constate une légère

évolution en fonction de $T\beta_{max}$. On peut néanmoins considérer que ce rapport est constant et égal à $R_1 = 17.8\%$ dans le cas de la simulation dont l'erreur "relative" maximale est de 10.7%.

Cependant, on peut ajuster les points simulés par une droite représentée par des tirets sur la figure III.17. Si on connaît la valeur de $T\beta_{max}$ on peut calculer l'erreur relative $Er = \frac{R_1 - R_1(T\beta_{max})}{R_1}$ avec $R_1(T\beta_{max})$ le rapport calculé à partir de l'ajustement linéaire et R_1 le rapport constant choisi.

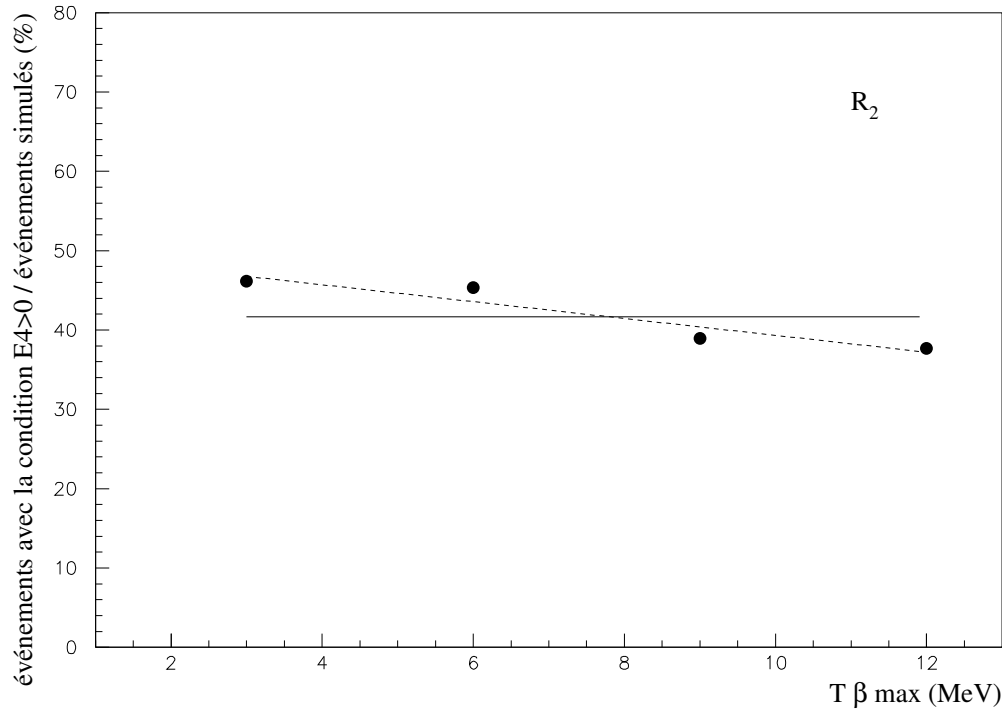


FIG. III.18 – Rapport du nombre d'événements contenus dans le pic avec la condition $E4 > 0$ sur le nombre d'événements simulés (en %). Ce rapport a été déterminé à partir de la simulation d'un proton d'énergie de 1 MeV suivi par des particules β dont le $T\beta_{max}$ varie de 3 MeV à 12 MeV.

On peut aussi vérifier que le rapport R_2 de la surface du pic total conditionné par les particules β détectées en E4 ($E4 > 0$) sur le nombre total d'événements simulés est constant conformément au paragraphe précédent. La figure III.18 représente R_2 pour le même pic proton à $E_p = 1$ MeV en fonction des valeurs suivantes de $T\beta_{max}$: 3, 6, 9 et 12 MeV. Même constatation, le rapport varie légèrement avec $T\beta_{max}$ et peut-être considéré comme constant. Dans cette simulation il est égal à 41.7% et l'erreur relative maximale est de 10.1%. De la même manière on peut ajuster les points de la simulation

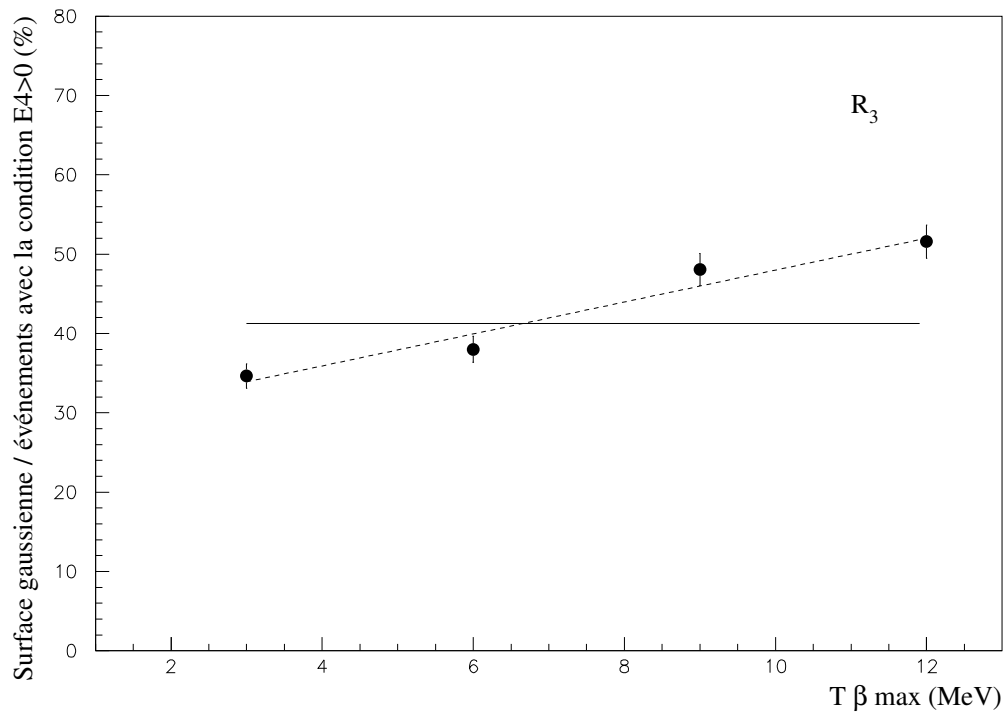


FIG. III.19 – Rapport de la surface gaussienne du pic avec la condition $E4 > 0$ sur le nombre d'événements contenus dans le pic avec la condition $E4 > 0$ (en %). Ce rapport a été déterminé à partir de la simulation d'un proton d'énergie de 1 MeV suivi par des particules β dont le $T\beta_{max}$ varie de 3 MeV à 12 MeV.

par la droite représentée en tirets sur la figure III.18 et calculer l'erreur relative si on connaît $T\beta_{max}$.

On définit aussi le rapport R_3 de la surface gaussienne du pic avec la condition $E4 > 0$ sur le nombre d'événements contenus dans le pic avec la condition $E4 > 0$. Comme précédemment, la figure III.19 représente ce rapport pour un pic proton à $E_p = 1$ MeV en fonction des valeurs suivantes de $T\beta_{max}$: 3, 6, 9 et 12 MeV. On constate que ce rapport varie avec $T\beta_{max}$ et que l'erreur relative maximale est de 25.4%. Cependant ce rapport est simulé sur un domaine en $T\beta_{max}$ très large. Expérimentalement, ce domaine en $T\beta_{max}$ sera moins étendu (entre 4 et 12 MeV). L'erreur commise est donc réduite. Comme précédemment, on considère ce rapport constant $R_3 = (41.3 \pm 10.5)\%$.

Un ajustement linéaire des points de la simulation permettra de calculer l'erreur si on connaît la valeur de $T\beta_{max}$.

F Conclusions de la simulation

A travers la simulation Monte Carlo avec le code GEANT, nous avons pu déterminer:

- une sélection en énergie β pour une meilleure localisation et résolution des pics protons (ou α). Nous avons vu qu'il suffit de choisir les particules β qui déposent de l'énergie en E4 ($E4 > 0$).
- l'efficacité de détection des protons en fonction de leur énergie (voir la figure III.3). Ce paramètre est essentiel pour déterminer le nombre exact de protons émis par ^{22}Al à chaque énergie. Ceci permettra de calculer précisément les rapports d'embranchement des transitions.
- que la perte d'énergie des particules β dans la jonction E3 dépend fortement de l'endroit de l'implantation dans ce détecteur. Par contre elle est quasiment insensible à la variation de l'énergie maximum disponible $T\beta max$ (de 2 à 10 MeV ce qui correspond à Q_β de 3 à 11 MeV).
- la forme de l'efficacité de détection des particules β dans le détecteur E4. Celle-ci est considérée comme une constante pour $T\beta max > 4 MeV$. La variation représente l'erreur sur l'efficacité.
- que la contribution gaussienne est quasiment constante par rapport au nombre total d'événements émis pour une transition proton et par rapport au nombre d'événements avec la condition $E4HI > 0$ indépendamment de $T\beta max$.

Chapitre IV

Analyse de l'expérience

Dans ce chapitre nous allons présenter la procédure d'analyse des données concernant la décroissance de ^{22}Al ainsi que les résultats qui en découlent. La dernière partie est consacrée à l'interprétation des résultats.

L'analyse nécessite plusieurs étapes :

- l'étalonnage des détecteurs.
- la construction et l'analyse des spectres en énergie suivant les conclusions obtenues par la simulation (chapitre précédent).
- la détermination des rapports d'embranchement, c'est-à-dire la mesure des surfaces des pics.
- la détermination du schéma de désexcitation de ^{22}Al et la comparaison avec les modèles.

A L'étalonnage en énergie et l'efficacité du clover

Plusieurs étalonnages en énergie ainsi que la détermination de l'efficacité en fonction de l'énergie ont été effectués tout le long de l'expérience. La dernière a été réalisée en fin d'expérience en utilisant des sources gamma de ^{60}Co et de ^{152}Eu placées au lieu de l'implantation des ions (le détecteur E3).

A.1 L'étalonnage en énergie du clover

L'étalonnage en énergie a été effectué pour chacun des quatre cristaux qui constitue le clover. Pour extraire la position précisément, chaque pic a été ajusté par une gaussienne additionnée à une droite. Cette droite est une paramétrisation du bruit de fond.

La forme de la fonction d'étalonnage obtenue est linéaire :

$$E = a E_c + b$$

où E est l'énergie en MeV et E_c est l'énergie en canaux.

A gauche de la figure IV.1 sont représentées les droites d'étalonnage pour chaque cristal. A droite, on y représente la différence entre l'énergie calculée par la formule d'étalonnage et

l'énergie tabulée. Cette différence n'excède pas 2 keV pour chaque cristal dans la gamme de 0 à 1500 keV .

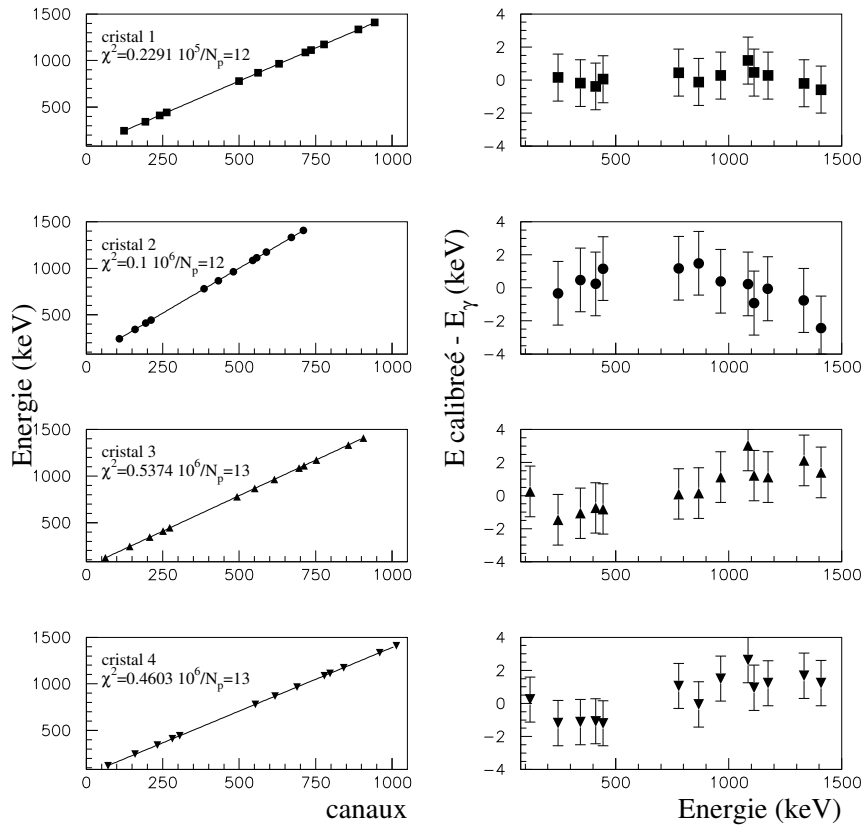


FIG. IV.1 – Droites d'étalonnage pour chaque cristal du clover

A.2 La résolution en énergie des cristaux du clover

La résolution en énergie des cristaux du clover est exprimée par la largeur à mi-hauteur du pic en énergie. La résolution est de l'ordre de 4 keV pour tous les cristaux. La figure IV.2 représente pour chaque cristal le pic de la source de ^{152}Eu à 964 keV .

A.3 L'efficacité en fonction de l'énergie

A.3.1 La détermination de l'efficacité par une source γ

L'efficacité déterminée dans ce paragraphe en fonction de l'énergie englobe l'efficacité intrinsèque du détecteur, l'efficacité géométrique ainsi que l'absorption des différents matériaux.

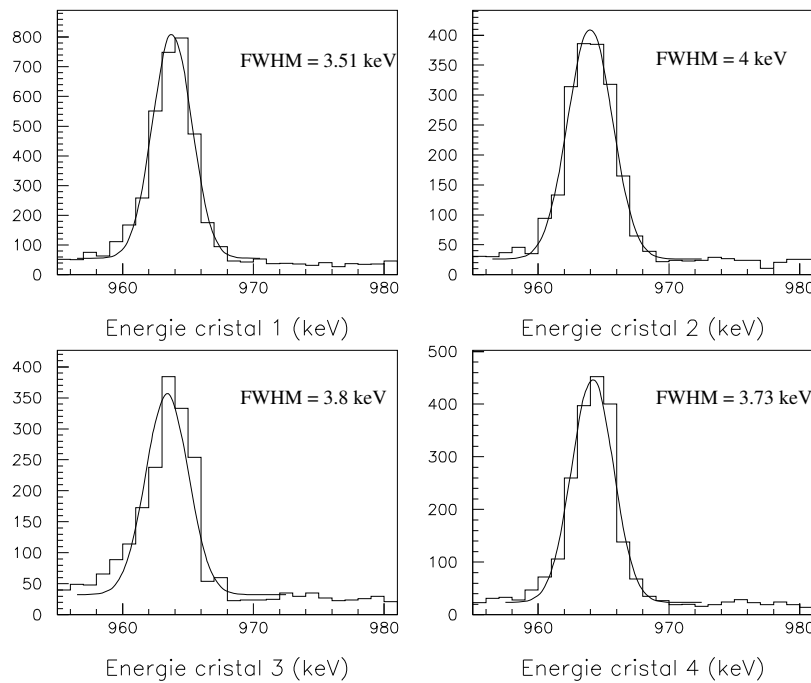


FIG. IV.2 – Le pic à 964 keV de la source de ^{152}Eu pour chaque cristal du clover. La largeur $FWHM = 2.355 \sigma$ avec σ la largeur de l'ajustement gaussien.

Elle est obtenue en faisant le rapport du nombre de γ détectés N_d à une certaine énergie sur le nombre de γ émis N_{gam} par la source à cette même énergie. Comme chaque pic gamma est ajusté par une gaussienne, N_d est donné par la surface mesurée de la gaussienne. Quant à N_{gam} il est donné par la formule suivante:

$$N_{gam} = A Br Tr$$

- où: A : l'activité de la source au moment de l'étalonnage.
 Br : l'intensité absolue d'émission du gamma à la dite énergie.
 Tr : le temps effectif de la mesure.

Pour prendre en compte le temps mort de l'acquisition qui était de $p_m = 23\%$ du temps de mesure, on calcule le temps effectif comme suit:

$$Tr = T_{mes} (1 - p_m)$$

T_{mes} : est le temps réel de la mesure.

Le déclenchement de l'acquisition est effectué par un "ou" des cristaux du clover. Il est divisé par 10. La figure IV.3 représente les efficacités ainsi déterminées pour chaque cristal.

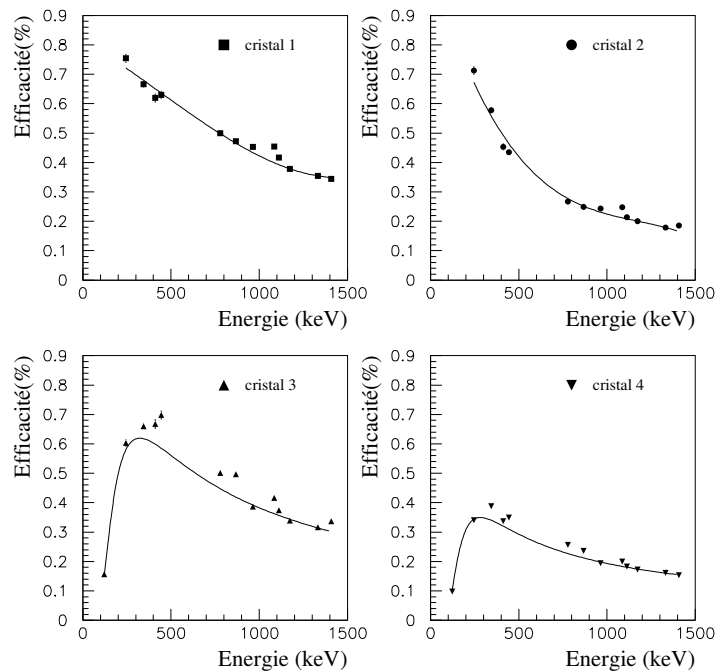


FIG. IV.3 – *Efficacité de chaque cristal du clover pour l'étalonnage 1.*

Plusieurs observations ont été constatées pour cette mesure:

1. pour le run d'étalonnage, le déclenchement de l'acquisition est effectué par un "ou" des cristaux du clover contrairement au reste de l'expérience où ce déclenchement était divisé par 1000 et le déclenchement principal est un "ou" des jonctions E2, E3 et E4.
2. suite à un problème d'acquisition, les données enregistrées sur bande pour l'étalonnage ont été perdues. L'analyse a été effectuée sur les spectres monodimensionnels sauvés sur le disque à la fin de l'expérience. Pour cette mesure, l'efficacité du clover ne peut être déterminée qu'à partir du spectre somme des spectres individuels des différents cristaux.
3. pour les spectres associés à deux des cristaux du clover, le pic à basse énergie (121.78 keV) est absent. Ceci montre un réglage de seuil en énergie différent pour chaque cristal. Cette erreur ne concerne que cet étalonnage et n'a pas d'influence directe sur les résultats de l'expérience. Les γ de basse énergie peuvent être observés si un autre trigger déclenche l'acquisition.
4. l'efficacité obtenue pour chaque cristal est différente. D'une part du point de vue de la forme, le maximum d'efficacité ne se situe pas précisément à la même énergie,

d'autre part du point de vue de l'amplitude, l'efficacité du premier cristal est à peu près deux fois plus grande que celle du quatrième cristal. Ce comportement n'était pas attendu compte tenu de la symétrie du système.

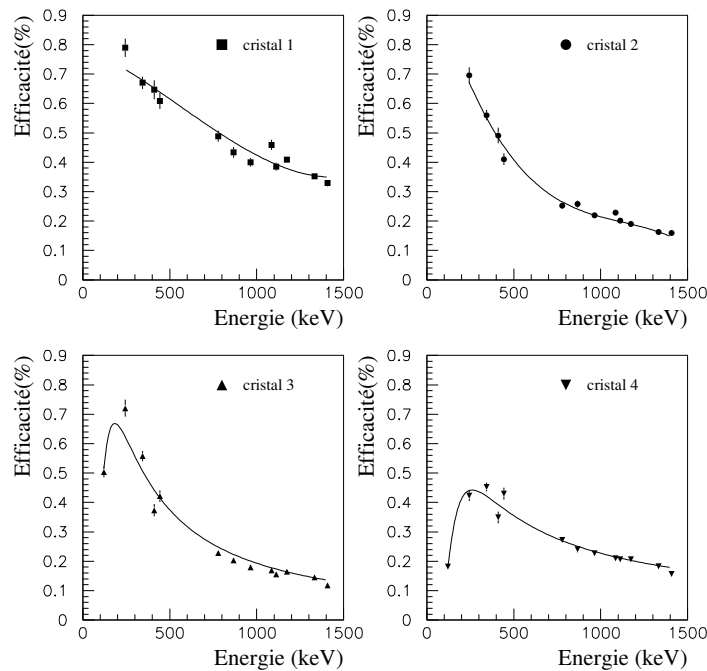


FIG. IV.4 – *Efficacité de chaque cristal du clover pour l'étalonnage 2*

Un autre étalonnage qu'on notera étalonnage 2 a été effectué un peu plus tôt dans l'expérience. Pour l'étalonnage 2 on a utilisé les mêmes sources mais elles ont été placées à la place du détecteur E4. Pour le précédent (étalonnage 1), les sources ont été placées à la place du détecteur E3. La comparaison entre ces deux étalonnages en efficacité n'est pas immédiate. En effet, l'angle solide vu par le clover dépend de la position de la source. Il faut tenir compte de ce facteur géométrique. Connaissant la distance entre le détecteur E3 et E4 qui est de 1.5 cm et la distance entre E4 et le clover qui est de 2.5 cm (voir le schéma II.4), on en déduit un facteur de correction géométrique de 1.7 entre les deux étalonnages en efficacité. Ce facteur a été déterminé par la simulation Monte-Carlo avec GEANT d'une source γ en E3 puis en E4.

La figure IV.4 représente l'efficacité obtenue pour l'étalonnage 2 pour chaque cristal compte tenu du facteur géométrique (c'est-à-dire que l'efficacité est divisée par le facteur correctif de 1.7). Ce facteur n'est certainement pas très précis mais donne un résultat satisfaisant. Ainsi, on peut directement comparer entre les deux étalonnages. On observe les mêmes

caractéristiques que précédemment. La seule différence entre l'étalonnage 1 et l'étalonnage 2 est la position de la source. Donc ce n'est probablement pas l'origine de ces différences en amplitude entre les cristaux.

A.3.2 L'efficacité déterminée par les γ de ^{21}Mg

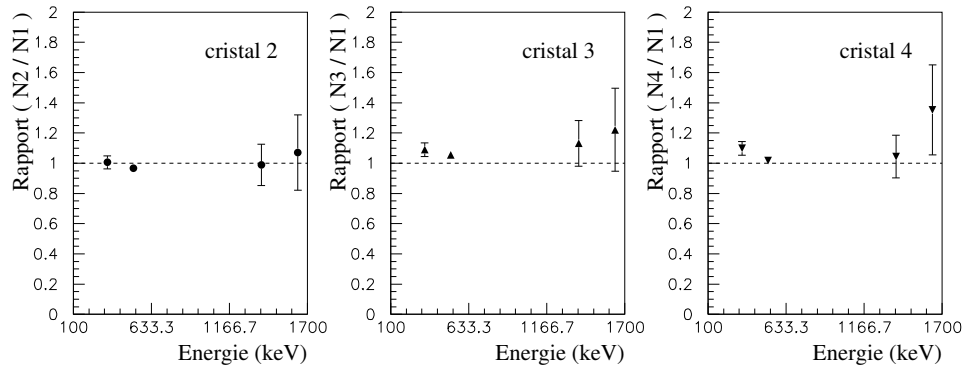


FIG. IV.5 – Sur ces figures, pour chaque cristal est représenté le rapport du nombre de coups détectés dans le cristal par rapport au cristal 1 aux énergies γ relatives à la décroissance de ^{21}Mg

On peut supposer que le problème énoncé au paragraphe précédent se situe au niveau du trigger. Pour s'en assurer, il suffit de trouver une autre mesure avec un déclenchement autre que le trigger Ge. Pendant l'expérience il est possible de déterminer une efficacité γ relative en comparant le nombre de coups obtenu pour une énergie donnée, pour chaque cristal, grâce à la décroissance $\beta - \gamma$ ou $\beta - p - \gamma$ connue d'un noyau. Dans ce cas, c'est le signal des détecteurs silicium qui déclenche l'acquisition de données.

L'isotope ^{21}Mg est un noyau bien connu que nous avons mesuré. Les pics γ les plus intenses observés après la décroissance de ^{21}Mg se trouvent aux énergies suivantes: 331.9, 1384., 1633.6 keV sans oublier la raie à 511 keV.

La figure IV.5 représente le rapport du nombre de coups obtenu à chaque énergie pour chaque cristal sur celui obtenu dans le cristal 1. On remarque que ce rapport est quasiment égal à 1 pour chaque cristal. Donc l'anomalie observée dans les runs d'étalonnage ne provient pas d'un défaut dans les cristaux mais bien d'un problème de déclenchement de l'acquisition de données pendant le run d'étalonnage.

Les rayonnements γ observés dans la mesure de la décroissance de ^{21}Mg proviennent des événements de décroissance $\beta - \gamma$ vers les niveaux de ^{21}Na et $\beta - p - \gamma$ vers les niveaux de ^{20}Ne . Pour déterminer une valeur absolue de l'efficacité, il faut choisir les événements dont le rapport d'embranchement est bien connu et dont le déclenchement de l'acquisition est de 100%. Pour les rayonnements γ issus d'une décroissance $\beta - \gamma$, le

déclenchement de l'acquisition n'est pas de 100%. En effet, le signal de déclenchement de l'acquisition est un "ou" entre les signaux des jonctions (voir le chapitre II). Pour que les particules β traversant l'une des jonctions donnent un signal de déclenchement il faut déposer suffisamment d'énergie dans les jonctions silicium pour franchir le seuil imposé par l'électronique (au-dessus du bruit électronique). Etant donné que les particules β déposent peu d'énergie dans les détecteurs E3 et E2 (de faible épaisseur), les particules β qui partent du côté de E2 ne déclenchent pas toujours l'acquisition. Donc les rayonnements γ associés ne sont pas toujours enregistrés. Dans ce cas, l'efficacité de déclenchement n'est pas connue précisément.

Par contre les rayonnements γ associés aux événements $\beta - proton - \gamma$ sont correctement enregistrés car les protons déposent suffisamment d'énergie en E3 pour déclencher systématiquement l'acquisition.

Malheureusement, seul un γ correspondant à une décroissance $\beta - proton - \gamma$ du ^{21}Mg a été observé à l'énergie $E_\gamma = 1633.6 keV$.

L'efficacité totale de détection à l'énergie $E_\gamma = 1633.6 keV$ dans tout le clover est calculée par la formule suivante:

$$eff_{tot} = \frac{N_{détectés}}{N_{émis}} \quad (IV.1)$$

où: $N_{détectés}$ est le nombre de γ détectés dans le clover.

Il est déterminé en sommant le nombre de coups observés dans chaque cristal.

$N_{émis}$ est le nombre de γ émis à l'énergie de $E_\gamma = 1633.6 keV$ par la décroissance de ^{21}Mg .

Les noyaux ^{21}Mg ont été implantés en E3 mais une partie s'est aussi arrêtée en E2 et une autre en E4. Les raies γ émises peuvent provenir des noyaux implantés soit en E3 soit en E2 soit en E4. En effet, le déclenchement est un "ou" entre ces trois jonctions, on ne peut pas faire de différence au niveau du clover entre ces trois contributions. Cependant les noyaux implantés en E2 et E4 ne représentent que 2.38% du nombre implanté en E3. Nous considérerons cette valeur comme une incertitude sur la mesure du nombre de noyaux implantés en E3 pour ce calcul d'efficacité γ . Par conséquent, le nombre total de noyaux ^{21}Mg implantés dans la jonction E3 est $N_{21Mg} = (850565 \pm 20226)$. On détermine $N_{émis} = Br \times N_{21Mg}$ avec $Br = (2.637 \pm 0.293)\%$ le rapport d'embranchement de la raie à 1633.6 keV à partir de ^{21}Mg donné par la littérature (voir [FIR96]). Ainsi pour $N_{détectés} = (412.5 \pm 90.3)$ on obtient une efficacité de $eff_{tot} = (1.84 \pm 0.65)\%$ à $E_\gamma = 1633.6 keV$.

A.4 La conclusion concernant l'efficacité du clover

Nous concluons que pour les mesures effectuées par sources d'étalonnage, le trigger particulier à ces mesures est non fiable. Ceci explique les différences observées entre les cristaux sur les seuils et les amplitudes de chacune des efficacités. Par contre nous n'avons

pas d'explication quant aux différences de forme de l'efficacité en fonction de l'énergie. Néanmoins si l'on exclut les points à basses énergies les courbes relatives à l'efficacité de chaque cristal se superposent parfaitement à condition de les renormaliser.

Nous concluons aussi que les efficacités des cristaux doivent être identiques en amplitude et en forme comme l'a montré la figure IV.5.

Si l'on observe les courbes d'efficacité obtenues pour l'étalonnage 1 et 2, on remarque que l'efficacité du cristal 1 mesurée par l'étalonnage 1 est parfaitement compatible avec celle de l'étalonnage 2. Une autre remarque importante est que l'efficacité du cristal 1 est la plus grande de toutes celles mesurées sur les autres cristaux quelque soit l'énergie du rayonnement γ . Nous en concluons que l'efficacité mesurée par le cristal 1 est la plus fiable. Par conséquent, nous nous proposons de prendre comme efficacité totale du clover l'efficacité du cristal 1 multipliée par 4. La figure IV.6 représente l'efficacité totale du clover ainsi obtenue. L'ajustement de ces points est obtenu en ajustant le logarithme népérien de l'efficacité γ par une droite.

On représente sur la même figure IV.6 l'efficacité à l'énergie de 1633.6 keV obtenue dans le paragraphe précédent à partir de transition $\beta - p - \gamma$ de ^{21}Mg . En considérant les barres d'erreurs on constate que cette valeur mesurée est reproduite par la courbe d'ajustement.

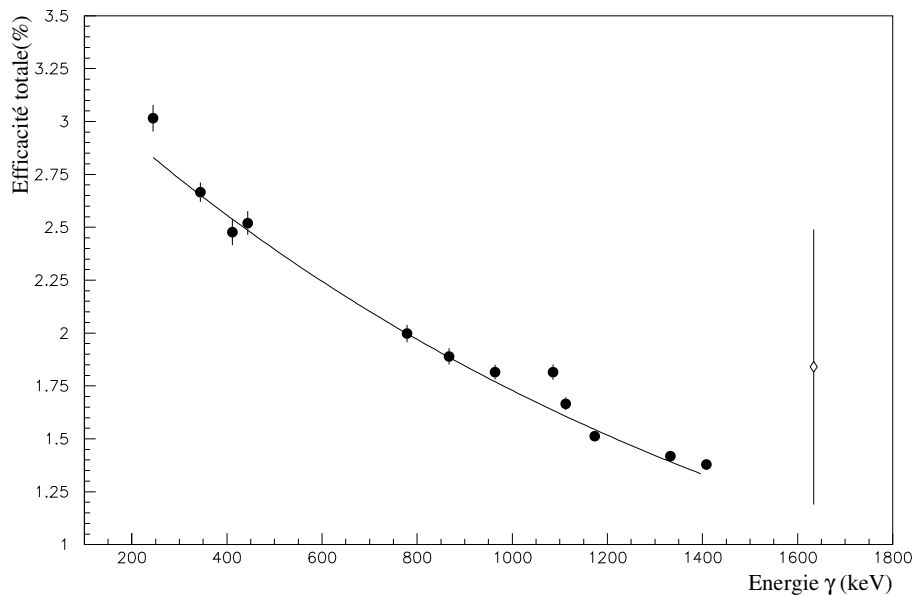


FIG. IV.6 – Efficacité totale du Clover déterminée par la multiplication par 4 de l'efficacité du cristal 1. Le point en losange représente l'efficacité de la raie γ à 1633.6 keV obtenue comme indiqué au paragraphe A.3.2 à partir d'une transition $\beta - p - \gamma$ de ^{21}Mg . La ligne est un ajustement par la fonction $\ln(\text{efficacité}) = P1 + P2 \times \text{Energie}$

L'efficacité ainsi obtenue représente l'efficacité de détection des rayonnements γ essenti-

ellement par effet photoélectrique dans chaque cristal du clover. Pour augmenter cette efficacité on peut récupérer une partie des événements qui ont subi un effet Compton en sommant l'énergie déposée dans les quatre cristaux. En effet, si un rayonnement γ subit un effet Compton dans un cristal il n'y dépose qu'une partie de son énergie. L'autre partie qui s'échappe de ce cristal peut être récupérée par les cristaux les plus proches. La figure IV.7 représente le rapport entre le nombre de coups dans le pic γ en sommant les énergies des quatre cristaux événement par événement et le nombre de coups dans le pic γ détectés dans le cristal 1 multiplié par 4. Ce rapport est déterminé pour plusieurs noyaux produits dans cette expérience et pour différentes énergies de raies γ :

- pour ^{22}Al les raies à 332, 583, 1246, 1384 et 1633 keV .
- pour ^{24}Al les raies à 511, 1076 et 1368 keV .
- pour ^{21}Mg les raies à 332, 511, 1384 et 1633 keV .

Comme prévu, on constate que le facteur est toujours supérieur ou égal à 1. Dans la référence [DUC99] donnant les caractéristiques d'un détecteur Ge de type clover comparable à celui utilisé dans notre expérience nous trouvons une paramétrisation de ce facteur en fonction de l'énergie de la forme $1 + a \times \ln(E) - b$. En ajustant nos données par cette fonction nous obtenons les valeurs de a et b qui sont de 0.113 et 0.548 respectivement. Cette courbe est tracée sur la figure IV.7 en trait plein.

B L'étalonnage en énergie du détecteur E3

L'étalonnage en énergie du détecteur d'implantation E3 a été effectué avec les protons issus de la décroissance β^+ de ^{21}Mg .

B.1 Pourquoi utiliser le noyau ^{21}Mg pour l'étalonnage de E3?

Le choix de l'isotope ^{21}Mg est justifié par les raisons suivantes:

- c'est un émetteur $\beta - p$ dont les énergies de protons sont bien connues. Il décroît par β^+ vers ^{21}Na comme le montre le schéma IV.8. Pour les positions en énergie et les rapports d'embranchement on se référera aux valeurs du tableau IV.2 relatives aux mesures de [SEX73].
- dans le détecteur d'implantation on mesure l'énergie du proton mais aussi l'énergie de recul de l'ion. A énergie de proton égale, l'énergie de recul d'un ion ^{21}Na est très proche de celle de ^{20}Ne puisque les masses sont voisines.
- le noyau ^{21}Mg a été produit de la même façon que le noyau ^{22}Al . Les paramètres de réglages de la ligne LISE en ce qui concerne les valeurs de $B\rho$ sont identiques à ceux de ^{22}Al . Le taux de production des noyaux ^{21}Mg était de 300 pps . L'isotope ^{21}Mg a été implanté en E3 pratiquement à la même profondeur d'implantation que l'isotope ^{22}Al . La figure IV.9 montre le profil d'implantation des ions ^{21}Mg dans le détecteur E3 par rapport à celui des ions ^{22}Al . La distribution est en forme d'une gaussienne

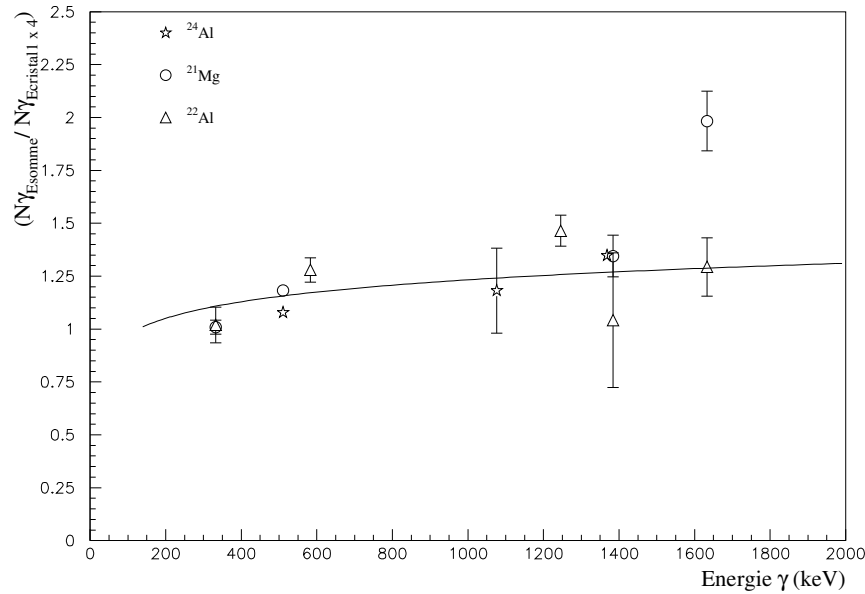


FIG. IV.7 – Rapport entre le nombre de coups dans le pic γ en sommant les énergies des quatre cristaux événement par événement et le nombre de coups dans le pic γ détectés dans le cristal 1 multiplié par 4. Ce rapport est déterminé pour les noyaux de ^{22}Al aux énergies γ 332, 583, 1246, 1384 et 1633 keV, pour ^{21}Mg aux énergies γ 332, 511, 1384 et 1633 keV et pour ^{24}Al aux énergies γ de 511, 1076 et 1368 keV. La ligne en trait plein est une paramétrisation de ce rapport donné par [DUC99] de la forme $1 + a \times \ln(E) - b$. Dans ce cas $a=0.113$ et $b=0.548$

centrée à 415 μm . La différence avec les ions ^{22}Al n'est que de 5 μm .

B.2 Les protons de ^{21}Mg détectés par E3

Conformément aux résultats de la simulation, on construit le spectre de radioactivité en coïncidence avec une énergie β dans le détecteur E4. La figure IV.10 représente ce spectre. On détermine les positions en canaux des six pics protons les plus intenses. Ces positions en canaux sont obtenues en ajustant les pics avec une gaussienne à laquelle on ajoute une droite (ou une constante) pour représenter le bruit de fond.

Dans notre cas, l'énergie déposée représente la somme de l'énergie du proton E_p et de l'énergie de recul du noyau E_r . En d'autres termes, c'est l'énergie de la transition E_{trans} entre les niveaux de ^{21}Na et ceux de ^{20}Ne .

Dans la référence [SEX73], l'énergie mesurée expérimentalement est l'énergie du proton seul E_p . Cependant l'énergie tabulée dans cette même référence [SEX73] (tableau I) est

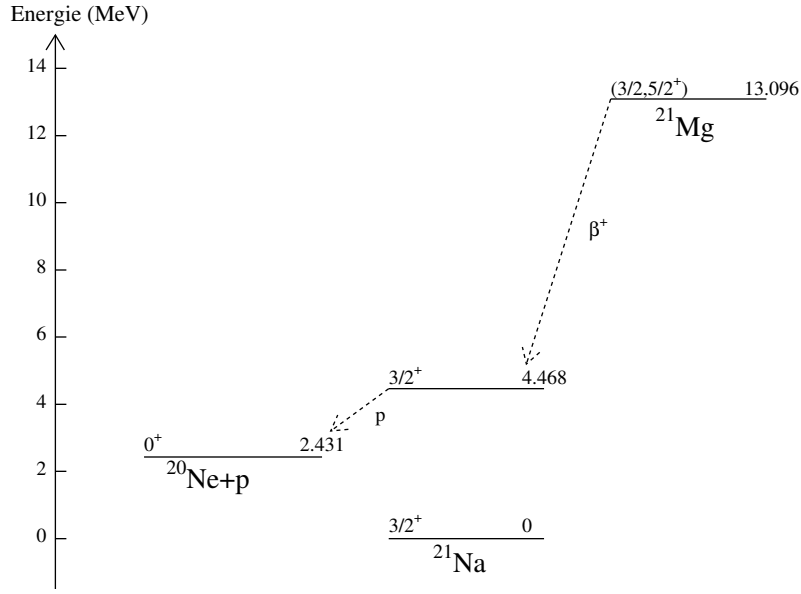


FIG. IV.8 – Schéma de décroissance $\beta^+ - p$ de ^{21}Mg représenté ici pour une seule transition

l'énergie totale de la transition E_{trans} . Nous pouvons comparer directement les énergies mesurées dans notre jonction E3 avec les énergies tabulées par Sextro et al. [SEX73]. Les relations entre l'énergie E_p , E_r et E_{trans} sont les suivantes :

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{1}{20} E_p \\ E_{trans} &= E_p + E_r \\ E_{trans} &= \frac{21}{20} E_p \end{aligned}$$

B.3 La collection de l'énergie déposée en E3 par les ions lourds

En vérité, l'énergie de recul n'est pas totalement mesurée par la jonction silicium. D'après Ratkowski et al. [RAT75], une partie de l'énergie déposée dans une jonction silicium par un ion lourd de faible énergie est dissipée par des collisions élastiques sur les atomes de Si donc elle n'est pas collectée.

L'énergie mesurée E_{mes} par la jonction E3 dans notre expérience se présente sous la forme suivante :

$$E_{mes} = E_p + (E_r - E_{phd})$$

où : E_{phd} est l'énergie non collectée par le détecteur E3 calculée d'après la référence [RAT75].

On peut écrire : $E_{mes}^{21\text{Mg}} = E_{trans} - E_{phd}^{21\text{Mg}}$ pour le ^{21}Mg .

De la même manière $E_{mes}^{22\text{Al}} = E_{trans} - E_{phd}^{22\text{Al}}$ pour le ^{22}Al .

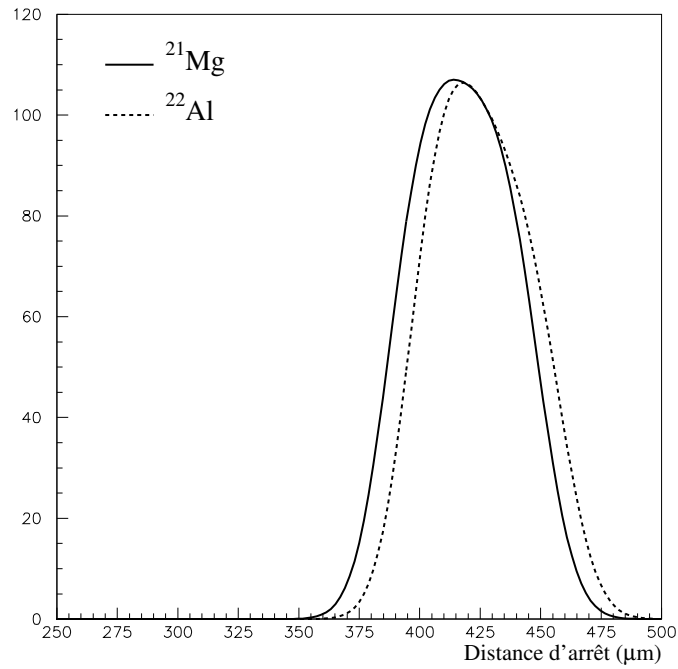


FIG. IV.9 – Profil d'implantation du noyau de ^{21}Mg comparé à celui de ^{22}Al calculé par le programme LISE [LISE]

E_{trans} (MeV)	$E_{phd^{22}\text{Al}}$ (keV)	$E_{phd^{21}\text{Mg}}$ (keV)	ΔE_{phd}
1	25.0	25.4	0.4
2	41.9	41.5	-0.4
3	55.1	53.8	-1.3
4	65.3	63.4	-1.9
5	74.1	71.6	-2.5
6	81.8	77.4	-4.4
7	87.4	82.3	-5.1
8	92.2	86.6	-5.6
9	96.5	90.4	-6.1
10	100.3	93.8	-6.5

TAB. IV.1 – Energie non collectée E_{phd} par une jonction silicium pour les noyaux de recul due aux transitions β -p de ^{22}Al et de ^{21}Mg . L'énergie E_{phd} est calculée suivant la référence [RAT75]. ΔE_{phd} est la différence entre E_{phd} de ^{21}Mg et E_{phd} de ^{22}Al

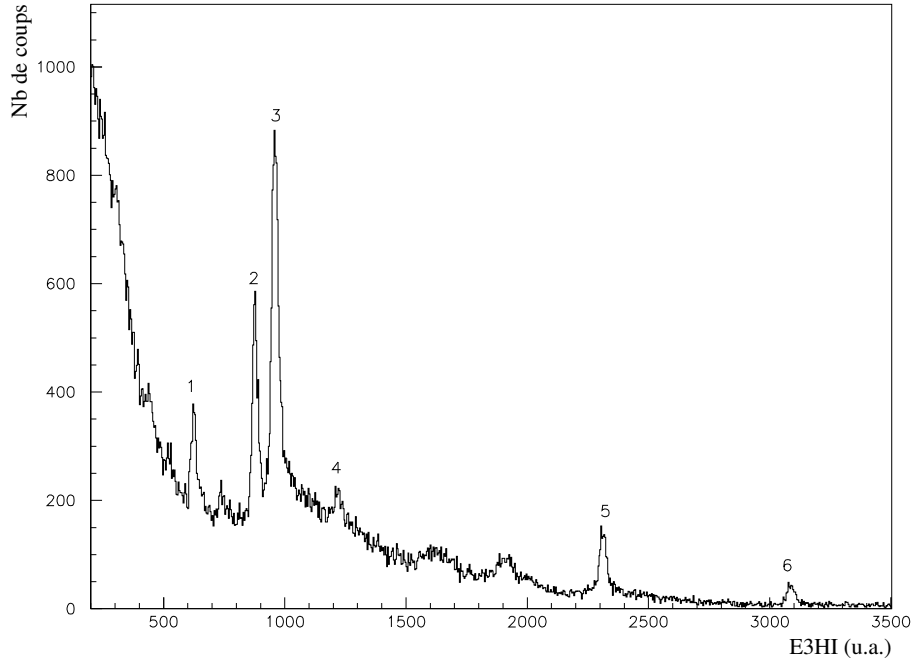


FIG. IV.10 – Spectre d'énergie déposée par les particules de radioactivité de ^{21}Mg avec la condition que $E_{\text{4HI}} > 500$ canaux (~ 745 keV).

A énergie de transition égale on obtient: $E_{mes^{22}\text{Al}} = E_{mes^{21}\text{Mg}} + E_{phd^{21}\text{Mg}} - E_{phd^{22}\text{Al}}$.

En d'autres termes: $E_{p^{22}\text{Al}} = E_{p^{calib}} + E_{phd^{21}\text{Mg}} - E_{phd^{22}\text{Al}}$ avec $E_{p^{calib}}$ l'énergie mesurée par l'étalonnage effectué par les transitions de ^{21}Mg .

Le tableau IV.1 compare, à énergie de transition proton égale, le défaut de collection E_{phd} entre le ^{21}Mg et le ^{22}Al . Dans ce tableau on retrouve les valeurs de $\Delta E_{phd} = E_{phd^{21}\text{Mg}} - E_{phd^{22}\text{Al}}$ pour les énergies de transition allant de 1 à 10 MeV. Ainsi pour chaque transition de ^{22}Al on peut corriger l'énergie mesurée dans le détecteur E3 par ΔE_{phd} .

B.4 La contribution des particules β à l'énergie des pics protons

Dans cet étalonnage, nous n'avons pas pris en compte la perte d'énergie des particules β dans la jonction.

Conformément aux conclusions de la simulation (voir le chapitre III), pour des énergies β maximum allant jusqu'à 8 MeV et pour la même distance d'implantation, les particules β perdent quasiment la même énergie dans la jonction E3.

Puisque la distance d'implantation de ^{21}Mg dans E3 est la même que celle pour ^{22}Al (voir la figure IV.9) et les énergies β maximum sont inférieures à 12 MeV ($T_{\beta max} = Q_{\beta} - S_p - 1.022$) pour les transitions $\beta - p$ les pertes d'énergie des particules β dues à

^{21}Mg et ^{22}Al sont quasiment les mêmes donc il n'y a pas lieu de faire une correction pour la perte d'énergie des particules β .

B.5 La droite d'étalonnage de E3

Pic	Energie de la transition (keV)	Rapport d'embranchement à partir de ^{21}Mg (%)
1	1320 ± 10	2.43 ± 0.21
2	1862 ± 2	5.36 ± 0.31
3	2036 ± 5	10.45 ± 0.34
4	2598 ± 20	0.74 ± 0.25
5	4904 ± 4	1.56 ± 0.16
6	6538 ± 4	0.57 ± 0.16

TAB. IV.2 – Energies totales et rapports d'embranchement des transitions proton mesurées par R.G. Sextro et al. [SEX73] qui correspondent aux pics de la figure IV.10 pour la décroissance β -p de ^{21}Mg .

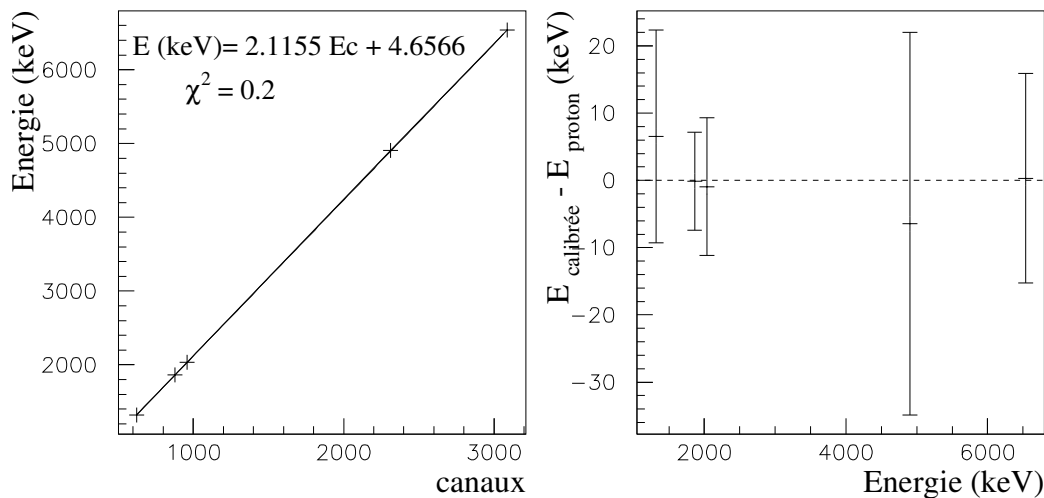


FIG. IV.11 – A gauche est représentée la droite d'étalonnage en énergie du détecteur d'implantation par les protons de ^{21}Mg . A droite est représentée la différence entre l'énergie calculée par la droite d'étalonnage et l'énergie réelle de la transition proton.

La correspondance entre les énergies de transition proton tabulées par Sextro et al. [SEX73] et les pics mesurés par notre dispositif (tableau IV.2) permet d'obtenir une

droite d'étalonnage:

$E = aE_c + b$ où E est l'énergie en MeV et E_c est l'énergie en canaux.

La figure IV.11 représente cette droite d'étalonnage ainsi que la différence entre l'énergie utilisée pour l'étalonnage ([SEX73]) et l'énergie calculée par la formule d'étalonnage. Cette différence n'excède pas 10 keV .

C L'étalonnage en énergie du détecteur E4

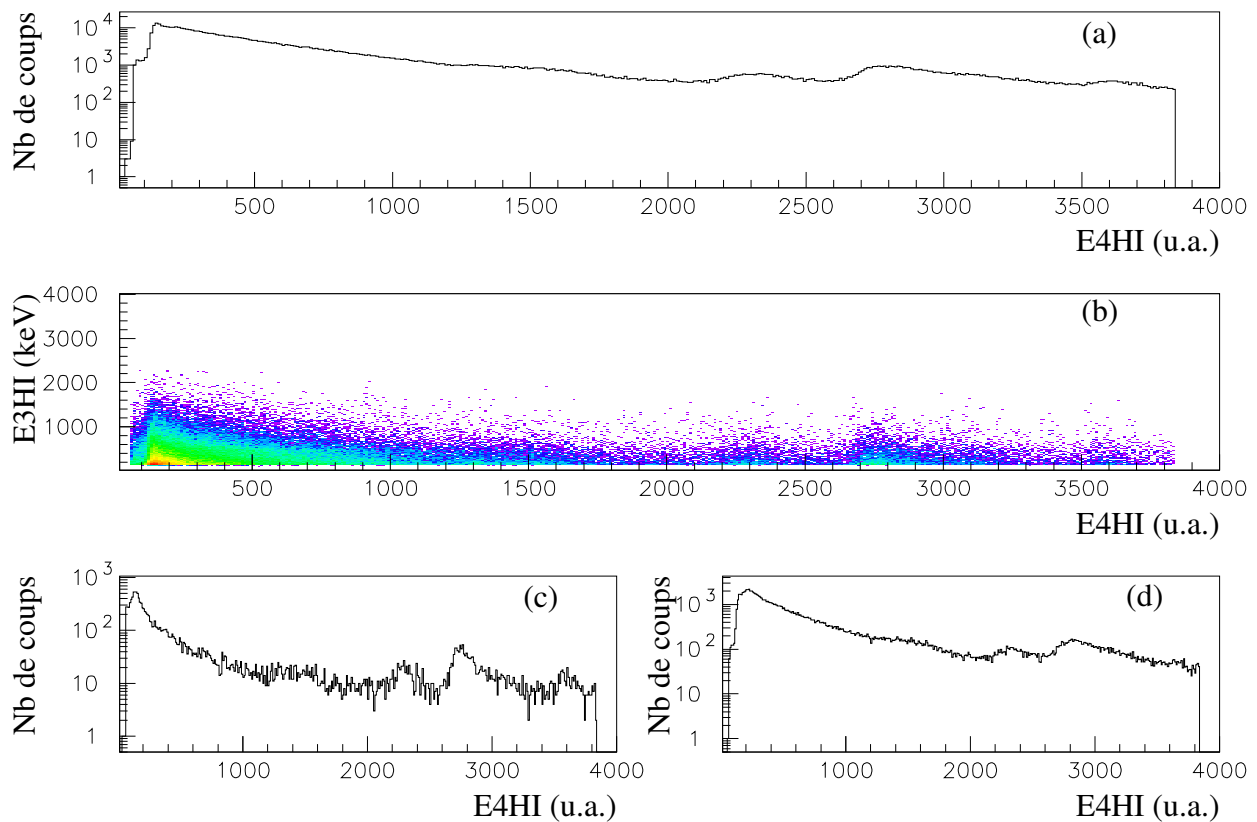


FIG. IV.12 – Spectre de l'énergie déposée en E_4 par les particules de radioactivité dû au noyau de ^{25}Si implanté dans la jonction E_4 à $536\ \mu\text{m}$: (a) sans condition, (c) avec la condition $E_{2HI} > 0.$ et $E_{3HI} > 0.$, (d) avec la condition que l'énergie dans le clover soit non nulle. Le spectre (b) représente la perte d'énergie dans le détecteur E_3 en fonction de la perte d'énergie dans le détecteur E_4 .

Comme pour la jonction E3, l'étalonnage de la jonction E4 a été tenté par implantation en E4 d'un noyau dont la décroissance $\beta - p$ est bien connue, en l'occurrence le ^{25}Si . La figure IV.12 (a) représente le spectre en énergie obtenu en implantant le ^{25}Si dans le détecteur E4 à 536 μm du bord vers le détecteur E3. On constate que les pics proton sont très larges à cause de l'énergie déposée par les particules β .

Pour minimiser la perte d'énergie des particules β on doit conditionner ce spectre par la perte d'énergie dans les détecteurs autour de E4, en l'occurrence E3. La figure IV.12 (b) représente la perte d'énergie dans le détecteur E3 en fonction de la perte d'énergie dans le détecteur E4. On remarque que les pics détectés en E4 en coïncidence avec une énergie E3 sont larges. On obtient la figure IV.12 (c) avec la condition supplémentaire que l'énergie dans E2 ne soit pas nulle. On ne remarque que trois pics très larges. La figure IV.12 (d) représente la perte d'énergie en E4 avec la condition que l'énergie déposée dans le clover ne soit pas nulle. Les pics sont encore plus larges car les particules β traversent le détecteur E4 vers le clover, donc elles doivent traverser une épaisseur minimum de silicium de 5464 μm . En conclusion les pics protons détectés en E4 par l'implantation du noyau de ^{25}Si dans E4 ont une mauvaise résolution qui les rend inexploitable pour l'étalonnage. Cette largeur est essentiellement due au fait que l'implantation a été faite trop profondément dans le détecteur E4. La perte d'énergie des particules β est importante qu'ils partent d'un côté ou de l'autre dans le détecteur E4.

Cependant une autre mesure a été effectuée en implantant le noyau de ^{25}Si dans le détecteur E3. Comme certains protons issus de la décroissance de ^{25}Si ont des énergies au-dessus de 3 MeV , une partie de ces protons émis vers E4 ne s'arrêtent pas dans le détecteur E3 mais dans le détecteur E4.

Au chapitre précédent, la figure III.4 obtenue à partir de la simulation, montre que si l'on construit un spectre d'énergie déposée en E3 en fonction de l'énergie déposée en E4, pour les protons à haute énergie on obtient des droites correspondantes à $E3HI + E4HI = C$ avec C une constante correspondante à l'énergie du proton.

La figure IV.13 représente le même spectre avec les données relatives au ^{25}Si implanté en E3. Vu la faible statistique on n'observe qu'une seule droite correspondant à $E3HI_{keV} + E4HI_{keV} = C$. En extrapolant sur l'axe de E3HI on en déduit l'énergie de la transition proton de 4.258 MeV qui correspond à la transition proton déjà mesurée par Robertson et al. [ROB93]. On peut ainsi déterminer la droite $E4HI_c = a E3HI_k + b$ avec $E4HI_c$ la valeur en canaux et $E3HI_k$ la valeur en keV .

Finalement, on obtient $E4HI_k = \frac{-1}{a} E4HI_c + (\frac{b}{a} + C)$ la droite d'étalonnage de E4. Dans notre cas, $a = -0.595$, $b = 2590.2$ et $C = 4258.4$ donc $E4HI_k = 1.68 E4HI_c - 94.88$.

Grâce à cet étalonnage, nous avons une correspondance claire entre une condition imposée sur E4HI en canaux et la valeur correspondante en keV .

D L'efficacité de déclenchement

L'efficacité de déclenchement de l'acquisition dépend du type de la transition. En effet, pour les transitions $\beta - p - \gamma$ (ou $\beta - \alpha - \gamma$), c'est le proton (ou α) qui déclenche

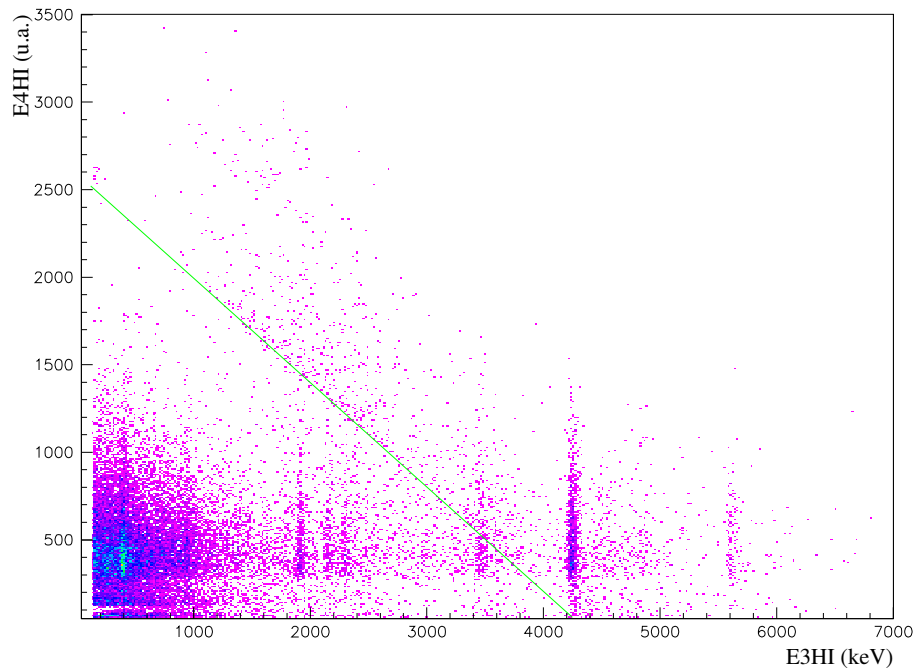


FIG. IV.13 – Spectre de l'énergie déposée en $E4$ en fonction de l'énergie déposée en $E3$ par les particules de radioactivité dû au noyau de ^{25}Si implanté dans la jonction $E3$.

l'acquisition en déposant suffisamment d'énergie dans le détecteur $E3$ pour franchir le seuil électronique. Dans ce cas, le taux de déclenchement est de 100%.

Par contre pour les transitions $\beta-\gamma$ ce sont les particules β qui déclenchent l'acquisition car le trigger Ge est divisé par 1000. Dans ce cas, les particules β ne déposent pas toujours assez d'énergie dans les détecteurs pour franchir le seuil électronique. Cela dépend de la direction d'émission de la particule et de l'épaisseur de silicium traversée. Pour estimer le pourcentage de déclenchement de l'acquisition par les particules β , on choisit d'utiliser les transitions $\beta-\gamma$ bien connues de ^{24}Al . Ce noyau a été produit dans l'expérience pour la calibration des détecteurs.

La figure IV.14 montre le spectre en énergie γ dû à la décroissance de ^{24}Al implanté en $E3$. En plus de la raie à 511 keV deux raies γ apparaissent clairement à 1077 keV et à 1368 keV . Ces deux raies correspondent aux transitions $\beta-\gamma$ à partir de ^{24}Al vers ^{24}Mg avec un pourcentage $P = 14.8\%$ et $P = 96\%$ respectivement.

Après avoir déterminé le nombre de ^{24}Al implanté en $E3$ $N_{24\text{Al}}$ par la méthode qui sera décrite ultérieurement (paragraphe E.2) et le nombre de coups dans chacun de ces deux pics γ N_γ , on détermine l'efficacité de déclenchement par les particules β qui est donnée

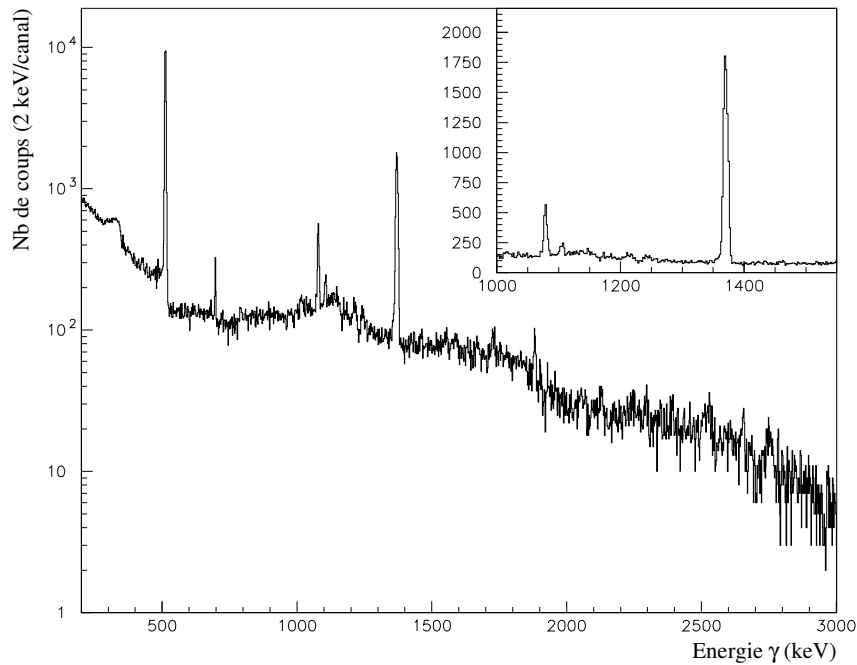


FIG. IV.14 – Spectre de l'énergie γ détectée dans le clover due à la décroissance du noyau de ^{24}Al implanté en E3. Le cadran du haut à droite représente les deux pics les plus intenses qui correspondent à des transitions $\beta - \gamma$ de ^{24}Al à 1077 keV et 1368 keV.

par:

$$eff_{\beta} = \frac{N_{\gamma}}{N_{^{24}\text{Al}} \times P \times eff_{\gamma}}$$

avec eff_{γ} l'efficacité de détection γ .

L'efficacité de déclenchement par les particules β est égale à $(39 \pm 3)\%$.

Cette efficacité est essentiellement due aux particules β qui déposent leur énergie dans E4. Elle est donc comparable à la figure de simulation III.13. La variation de cette efficacité en fonction de $T_{\beta max}$ sera prise en compte dans l'erreur et dépendra de la valeur de $T_{\beta max}$ de la transition considérée.

En vérité, le fait de dire que l'efficacité est essentiellement due aux particules β qui déposent leur énergie dans E4 n'a pas pu être vérifiée expérimentalement. En effet, si l'on rajoute la condition $E4HI > 0$ on trouve une efficacité de 13.6%. On pourrait penser que les autres détecteurs ont déclenché l'acquisition autant que le détecteur E4. Cependant, si on conditionne par l'énergie déposée soit en E2, soit en E3 ou soit en E4, on trouve une efficacité de 20.6%. Comme prévu les détecteurs E1 et E2 ne déclenchent pas beaucoup. Le détecteur Ge ne déclenche pratiquement pas. En conclusion, on émet l'hypothèse que les signaux $E4HI$ ont déclenché l'acquisition mais n'ont pas été codés par l'ADC.

E La détermination du nombre de noyaux ^{22}Al implantés en E3

E.1 L'identification des ions incidents

Pour déterminer le nombre de noyaux ^{22}Al qui s'arrête en E3, il faut d'abord bien identifier et séparer le noyau d'intérêt des autres noyaux transmis.

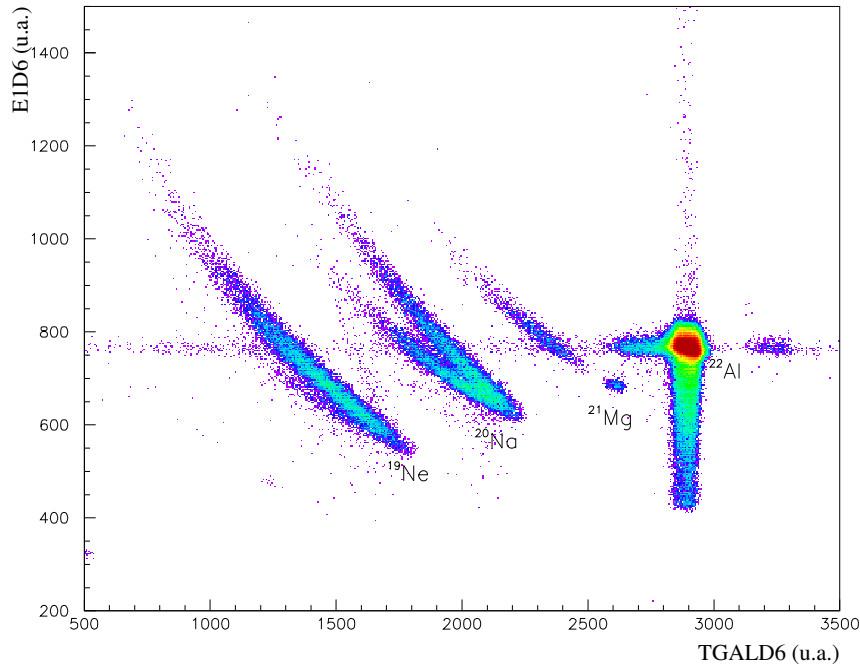


FIG. IV.15 – La perte d'énergie dans E1D6 en fonction du temps de vol TGALD6. On constate qu'en plus de ^{22}Al des contaminants sont présents.

La figure IV.15 représente l'énergie perdue en E1D6 en fonction du temps de vol TgalD6. Ce spectre permet une séparation claire entre les noyaux contenus dans le faisceau. Quatre taches se distinguent correspondantes à quatre noyaux différents. Le programme [LISE] permet de déterminer la nature des noyaux produits et leur taux de production pour un réglage particulier de la ligne LISE3. Nous avons utilisé la simulation Monte-Carlo de ce programme pour déterminer les noyaux produits avec les paramètres expérimentaux de la ligne LISE3 pour la production de ^{22}Al . D'après les calculs du programme LISE [LISE], les contaminants ne devraient pas être produits quand on utilise le filtre de Wien.

Si on refait le calcul avec [LISE] pour les mêmes paramètres de réglages sans prendre en compte le filtre de Wien on obtient la figure IV.16. On retrouve quatre taches qui correspondent aux noyaux isotones ^{22}Al , ^{21}Mg , ^{20}Na et ^{19}Ne .

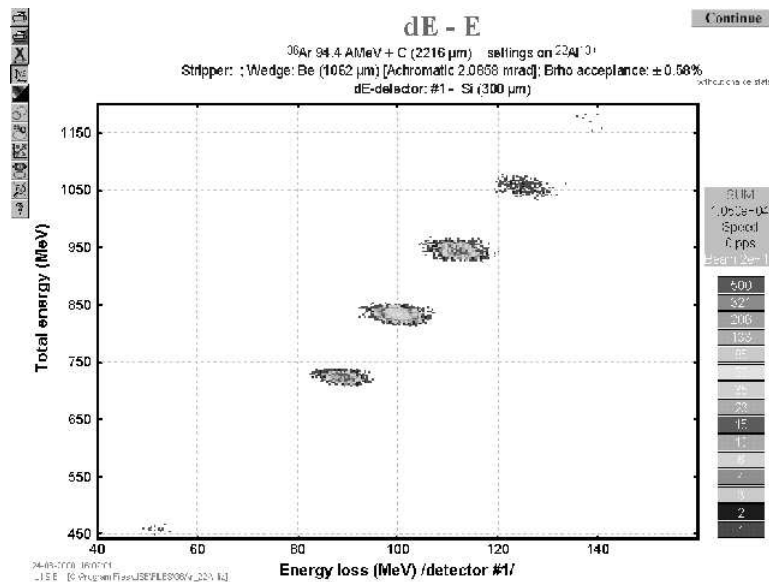


FIG. IV.16 – Spectre de l'énergie totale en fonction de l'énergie déposée en E1D6 déterminée par la simulation Monte-Carlo calculée par le programme LISE [LISE] pour les paramètres de réglage de ^{22}Al sans prendre en compte le filtre de Wien.

Pour comparer avec la figure IV.16 et pour une identification sans ambiguïté, nous avons reconstitué le spectre d'énergie totale ($E1D6 + E1 + E2 + E3$) en fonction de la perte d'énergie dans le détecteur E1D6. Ce spectre est représenté sur la figure IV.17. Les conditions imposées pour le calcul de l'énergie totale sont:

1. le noyau s'arrête en E3 c'est-à-dire que l'énergie déposée dans E4 doit être nulle.
2. le noyau doit avoir traversé toutes les autres jonctions c'est-à-dire que l'énergie déposée dans E1D6, E1, E2 et E3 ne doit pas être nulle.

La figure expérimentale IV.17 et celle calculée par le programme LISE IV.16 se correspondent. On retrouve bien les quatre taches qui correspondent aux noyaux de ^{22}Al , ^{21}Mg , ^{20}Na et ^{19}Ne . Néanmoins, on remarque que les contaminants sur la figure expérimentale IV.17 sont en forme de taches diffuses. Ceci nous laisse supposer que les noyaux contaminants ont subi une diffusion quelque part sur la ligne LISE3 et qu'ils parviennent à être transmis jusqu'aux détecteurs malgré l'utilisation du filtre de Wien.

En conclusion, on identifie les contaminants comme étant: le ^{21}Mg , le ^{20}Na et le ^{19}Ne . Ce sont tous des isotones de ^{22}Al correspondants à la ligne du nombre de neutrons $N = 9$.

E.2 Le nombre de noyaux implantés en E3

Une fois les contaminants identifiés, il faut déterminer le nombre de noyaux implantés en E3. Bien que la figure IV.15 permette une nette séparation des ions contenus dans le faisceau, ce spectre ne peut pas être utilisé pour dénombrer les noyaux de ^{22}Al car l'efficacité

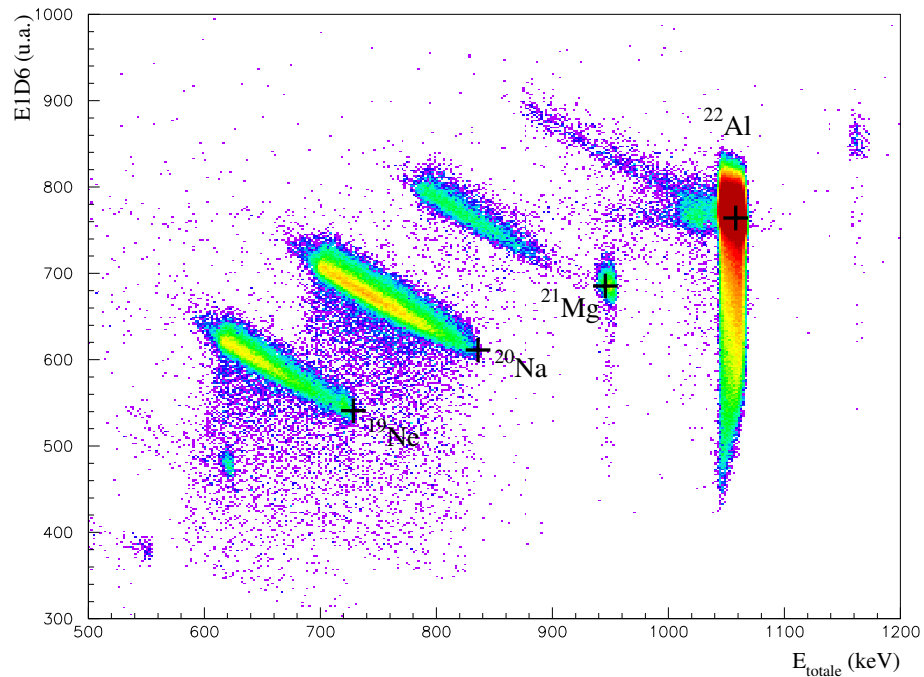


FIG. IV.17 – Spectre de l'énergie déposée dans E1D6 en fonction de l'énergie totale. Celle-ci n'est calculée que si le noyau traverse toutes les jonctions E1D6, E1, E2 et E3 et s'arrête en E3. Les croix représentent le calcul effectué pour chaque noyau à partir du programme LISE [LISE] à partir du réglage réel de la ligne LISE3.

de détection du détecteur micro-galette est inférieure à 100%. Pour cela il faut utiliser un compteur dont l'efficacité de détection est quasiment de 100% comme les détecteurs silicium.

Nous avons utilisé le spectre $E3=f(E1D6)$ représenté sur la figure IV.18 (I) sans aucune condition et la figure IV.18 (II) représentant le même spectre avec la condition de l'arrêt des noyaux dans E3. Le rajout de cette condition fait apparaître quatre groupes bien distincts. Chaque groupe a été clairement identifié en conditionnant le spectre $E3=f(E1D6)$ par les noyaux identifiés sur le spectre précédent $E_{tot}=f(E1D6)$ (voir la figure IV.17) et le spectre $E1D6=f(TgalD6)$.

Le contour représenté sur la figure IV.18(II) est celui qui contient les bons événements de ^{22}Al . On remarque trois zones (a), (b) et (c).

La zone (a) contient la majorité des noyaux de ^{22}Al qui laissent une énergie fixée en E1D6 et en E3.

La zone (b) contient des événements de "channeling" dans E1D6. Dans ce cas, les noyaux traversent le détecteur entre les rangées d'atomes de silicium et perdent moins d'énergie dans E1D6. Cette énergie est récupérée dans E3. Moins le noyau perd d'énergie dans E1D6

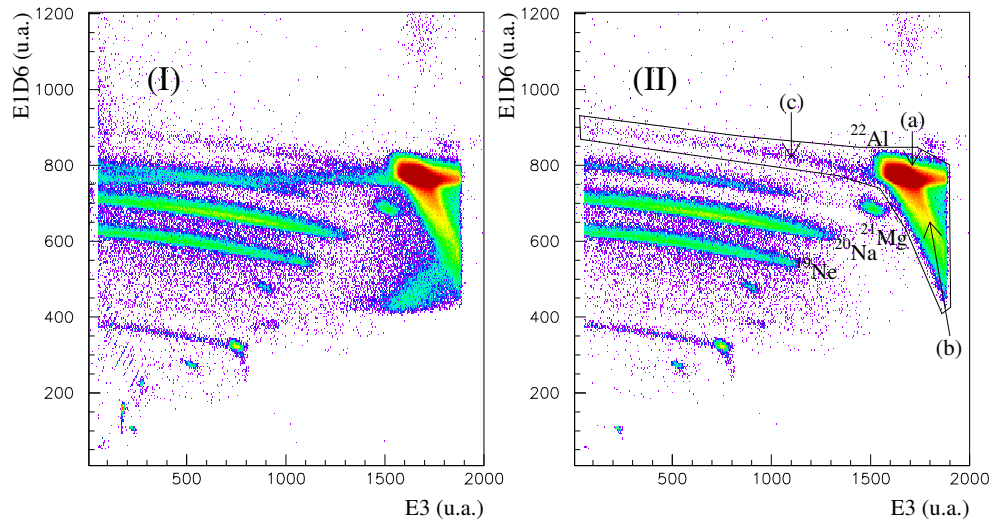


FIG. IV.18 – L'énergie déposée dans $E3$ en fonction de l'énergie déposée dans $E1D6$: (I) sans aucune condition, (II) avec la condition que les noyaux représentés s'arrêtent en $E3$ ($E4=0$) après avoir traversé les autres jonctions $E1$ et $E2$ ($E1>0$ et $E2>0$).

plus l'énergie déposée dans $E3$ est grande d'où la pente négative observée sur le spectre $E3=f(E1D6)$.

La zone (c) est une faible traîne due à la queue de distribution en impulsion du faisceau secondaire de ^{22}Al . On détermine le nombre de noyaux de ^{22}Al en sélectionnant les particules qui traversent toutes les jonctions $E1D6$, $E1$ et $E2$ en s'arrêtant en $E3$ en plus de la condition imposée par le contour représenté sur la figure IV.18(II) mais aussi par les contours équivalents sur les spectres $E3=f(E1)$ et $E3=f(E2)$.

On trouve $N_i = 2547189$ noyaux de ^{22}Al implantés en $E3$ dont 5.5% correspondent aux événements de la zone (b) (channeling) et 0.095% aux événements de la zone (c) (la traîne).

Les contaminants représentent un faible pourcentage par rapport à ^{22}Al comme le montre le tableau IV.3.

F Le temps de vie de ^{22}Al

Dans notre expérience la mesure des périodes radioactives est assurée par un paramètre temps associé à chaque événement de décroissance. Le déclenchement est effectué par les événements de radioactivité par un "ou" entre les signaux des trois jonctions $E2$, $E3$ et $E4$. La figure IV.19 représente la courbe de décroissance de ^{22}Al dans le mode "beam off".

Noyau transmis	Pourcentage	type d'émission	temps de vie
^{22}Al	100%	$\beta^+ - p, \beta^+ - 2p, \beta^+ - \alpha$	
^{21}Mg	1.62%	$\beta^+ - p$	122 ms
^{20}Na	3.79%	$\beta^+ - \alpha$	447.9 ms
^{19}Ne	2.12%	β^+	17.222 s

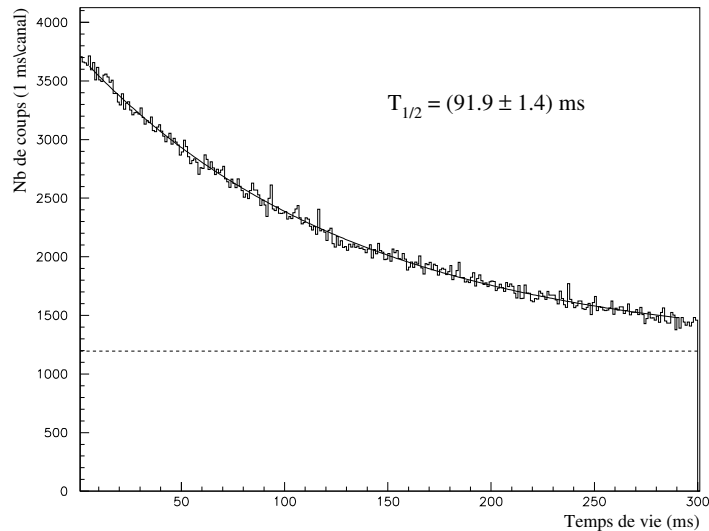
TAB. IV.3 – Abondance de chaque noyau transmis par rapport à ^{22}Al 

FIG. IV.19 – Mesure du temps de vie de ^{22}Al . L'ajustement est effectué par la somme d'une fonction exponentielle qui représente la décroissance de ^{22}Al et d'une constante - représentée en ligne discontinue- essentiellement due à la contribution du noyau fils ^{22}Mg (voir l'annexe A).

Plusieurs contributions, notamment des contaminants peuvent fausser la mesure du temps de vie de ^{22}Al même en ce mode. L'ajustement de cette courbe est donc fait par une fonction exponentielle additionnée à une constante.

On obtient une durée de vie de $T_{1/2} = (91.9 \pm 1.4) \text{ ms}$.

Un calcul explicité dans l'annexe A montre que la contribution de ^{20}Na qui est le contaminant le plus abondant doit être 55 fois inférieure à la contribution de ^{22}Al dans la courbe de décroissance. Par contre la contribution du noyau fils ^{22}Mg qui décroît aussi par β^+ doit être seulement 4 fois inférieure. De plus le temps de vie de ^{22}Mg est très long ($T_{22\text{Mg}} = 3.857 \text{ s}$) par rapport à la période de "beam-off" qui était de 300 ms. Par conséquent, la constante obtenue par l'ajustement de la courbe de décroissance est essentiellement due à la radioactivité de ^{22}Mg .

Si on conditionne ce paramètre temps par la raie proton la plus intense à $E_p =$

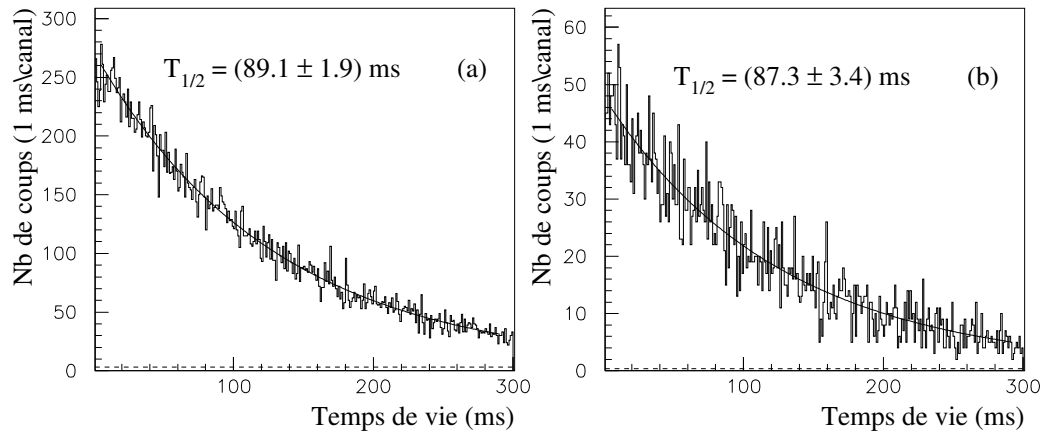


FIG. IV.20 – Mesure du temps de vie de ^{22}Al : (a) en conditionnant par le pic proton à $E_p = 1301.8 \text{ keV}$, (b) en conditionnant par $E_p = 4461.9 \text{ keV}$ supposé $2p$. Dans les deux cas l'ajustement est effectué par une exponentielle qui représente la décroissance de ^{22}Al et une constante qui représente la contribution des autres noyaux (essentiellement le noyau fils ^{22}Mg). Sur chaque figure la constante est représentée en ligne discontinue. Dans ces deux cas, cette constante est quasiment négligeable,

1301.8 keV on obtient la figure IV.20 (a). L'ajustement de cet histogramme par une fonction exponentielle sur un fond constant résulte en un temps de vie $T_{1/2} = (89.1 \text{ ms} \pm 1.9 \text{ ms})$. Si on conditionne par la raie supposée 2-p à l'énergie somme $E_p = 4461.9 \text{ keV}$, on obtient la figure IV.20 (b). On obtient un temps de vie $T_{1/2} = (87.3 \text{ ms} \pm 3.4 \text{ ms})$.

Pour déterminer le temps de vie avec plus de précision, on le mesure après l'avoir conditionné par plusieurs "tranches" en énergie déposée par les particules de radioactivité dans le détecteur E3. Le résultat est représenté sur la figure IV.21. Ainsi l'ordonnée correspondante à 400 keV représente l'ajustement du paramètre de temps de vie conditionné par les particules de radioactivité qui ont déposé une énergie entre 0 et 400 keV. Quant à l'ordonnée correspondante à 1400 keV, elle représente l'ajustement du paramètre de temps de vie conditionné par une énergie entre 400 et 1400 keV et ainsi de suite par pas de 1000 keV jusqu'à 7400 keV.

L'ajustement de ces paramètres a été effectué par une simple exponentielle de décroissance sauf pour les tranches à basse énergie où l'on rajoute une autre exponentielle de décroissance dont le temps de vie imposé est celui de ^{22}Mg . En effet, comme la contribution dominante est la décroissance du noyau fils ^{22}Mg et qu'il décroît seulement par $\beta - \gamma$, les temps de vie correspondants aux tranches de basse énergie sont les seuls affectés par cette contribution. L'ajustement des points de la figure IV.21 est effectué avec une constante représentée en traits pleins sans considérer les deux premiers points. En effet, ces deux premiers points

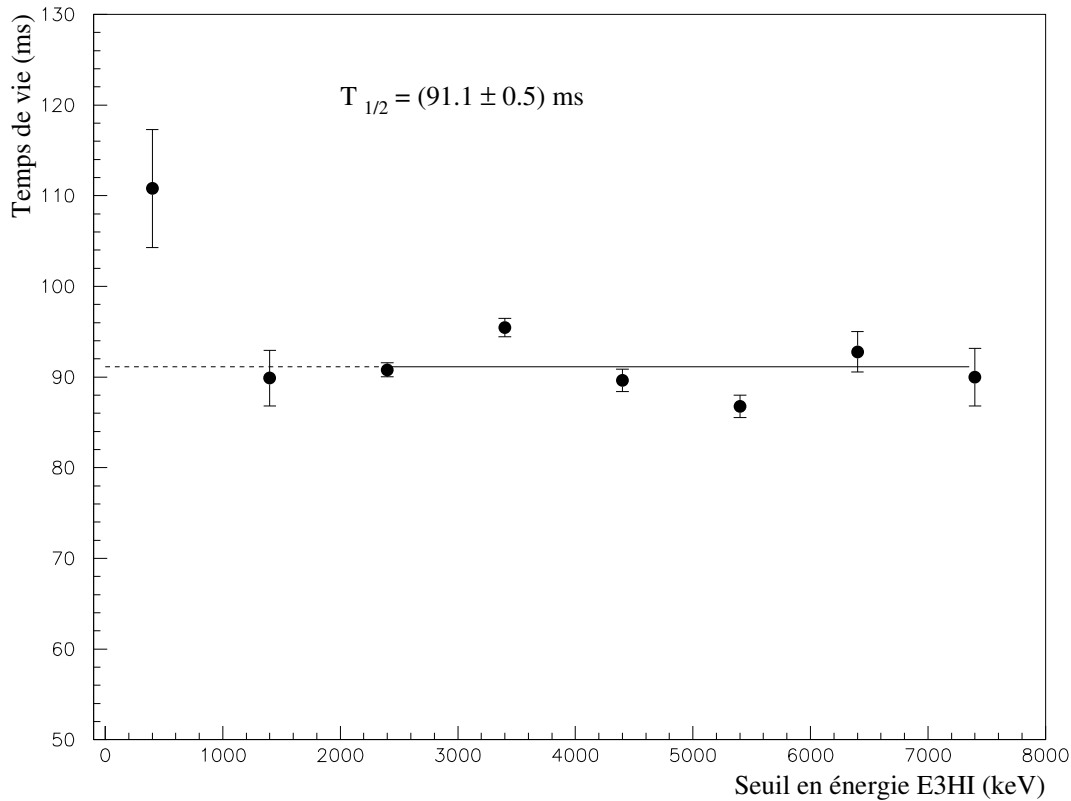


FIG. IV.21 – Chaque point représente le temps de vie correspondant aux particules de radioactivité qui déposent une énergie supérieure au seuil indiqué en abscisse. Pour chacun des seuils, le temps de vie est ajusté par une seule exponentielle de décroissance, sauf pour les trois premiers seuils à basse énergie où l'on rajoute la contribution dominante du noyau fils ^{22}Mg représentée par une autre exponentielle de décroissance pour laquelle on fixe le temps de vie à $T_{22\text{Mg}} = 3.857 \text{ s}$. Finalement, le temps de vie de ^{22}Al inscrit en haut de la figure, a été obtenu par l'ajustement de ces points par une constante représentée en traits pleins. Pour cet ajustement, les deux premiers points n'ont pas été considérés car le bruit de fond est important à basse énergie.

sont mesurés à basse énergie où le bruit de fond est important. On verra plus loin, sur la figure IV.25, que le bruit de fond est considérablement réduit à partir de 1400 keV.

En conclusion le temps de vie de ^{22}Al est de $T_{1/2} = (91.1 \pm 0.5) \text{ ms}$ compatible avec les temps de vie obtenus plus haut dans les limites des barres d'erreur.

G L'analyse du spectre β -particules chargées de ^{22}Al

G.1 La position en énergie des pics protons

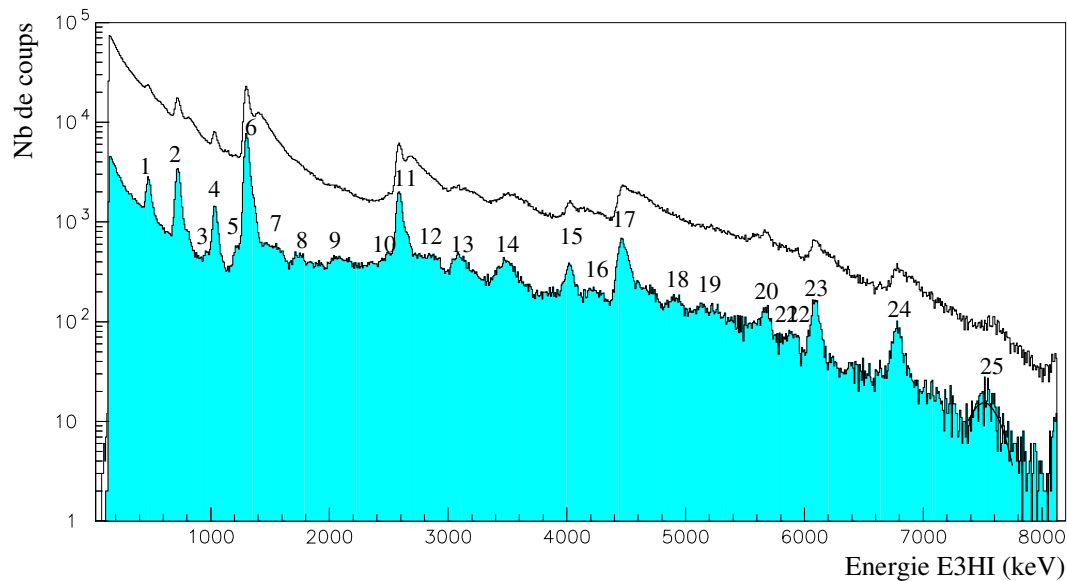


FIG. IV.22 – Spectre d'énergie déposée en $E3$ en keV par les particules émises par la décroissance de ^{22}Al . En imposant la condition de ne pas détecter d'ions lourds (seulement la radioactivité) on obtient le spectre en blanc. Si on rajoute la condition que $E4\text{HI} > 500$ canaux ($\sim 745 \text{ keV}$) on obtient le spectre en gris.

Pour ^{22}Al le spectre d'énergie déposée par les particules chargées de radioactivité est représenté sur la figure IV.22. Le spectre non hachuré est seulement conditionné par l'absence d'ions lourds (seuls les événements de radioactivité sont pris en compte). On constate l'existence de plusieurs pics mais la mauvaise résolution ne permet pas de bien les distinguer. Par contre si on impose la coïncidence avec une énergie β dans $E4$ ($E4 > \sim 745 \text{ keV}$) conformément aux résultats de la simulation on obtient le spectre hachuré en gris. Dans ce cas les pics se distinguent parfaitement. Cette condition va nous permettre de déterminer leurs positions en énergie.

Les spectres de la figure IV.22 regroupent les événements relatifs aux deux modes de fonctionnement, soit en continu, soit en mode "beam on - beam off". Pour s'assurer que les pics observés sur la figure IV.22 sont bien les événements de décroissance de ^{22}Al , on construit un spectre d'énergie $E3\text{HI}$, uniquement sur la période de "beam off", avec la condition $E4\text{HI} > 0$ pour un temps de radioactivité équivalent à la période de ^{22}Al . Le

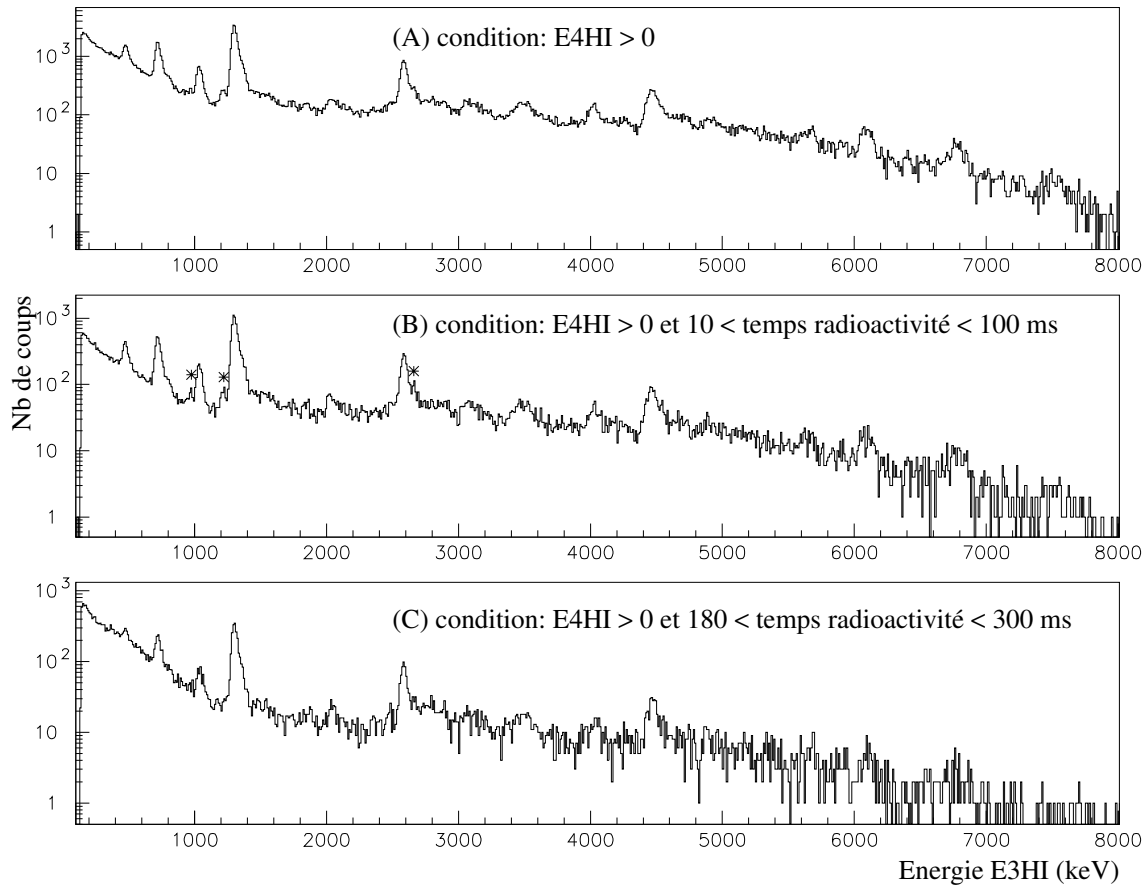


FIG. IV.23 – Spectres d'énergie déposée en E3 en keV par les particules émises par la décroissance de ^{22}Al pour le mode de fonctionnement en "beam on - beam off". La figure (A) représente le spectre avec la condition que $E4HI > 0$ pour les deux périodes de "beam on" et de "beam off". La figure (B) représente le même spectre pour la période de "beam off" avec la condition supplémentaire que le temps de radioactivité soit contenu entre 10 et 100 ms ce qui correspond à la période de ^{22}Al ($(91.1 \pm 0.5)\text{ms}$). La figure (C) représente toujours le même spectre pour la période de "beam off" avec la condition que le temps de radioactivité soit contenu entre 180 et 300 ms ce qui correspond à un temps supérieur à deux fois la période de ^{22}Al .

résultat est représenté sur la figure IV.23 (B). Ce spectre est comparé à la figure IV.23 (A) qui représente le spectre d'énergie E3HI avec la condition $E4HI > 0$ pour les périodes de "beam on" et de "beam off". Puis ce spectre est comparé à la figure IV.23 (C) qui représente le spectre d'énergie E3HI, uniquement sur la période de "beam off", toujours conditionné par $E4HI > 0$ mais conditionné par un temps de radioactivité supérieur à deux fois la période de ^{22}Al .

La comparaison entre (A) et (B) montre que tous les pics observés en (A) sont retrouvés en (B). La meilleure résolution en (B) est due à l'élimination de la contribution des contaminants et des noyaux fils dont le temps de vie -pour la plupart- est plus grand que celui de ^{22}Al . Ceci permet de distinguer de petits pics indiqués par des étoiles.

La comparaison du spectre (C) avec les deux autres montre que la résolution est moins bonne et que la statistique est bien plus faible. Le but recherché par la construction du spectre (C) était de voir si l'intensité relative de l'un des pics augmenterait par rapport aux autres. Si c'était le cas, ce pic aurait été assigné à un contaminant.

En résumé, les pics de la figure IV.22 correspondent bien à la décroissance de ^{22}Al ainsi que les trois petits pics de la figure IV.23 (B). Il s'agit maintenant de déterminer les énergies de ces transitions β - particules.

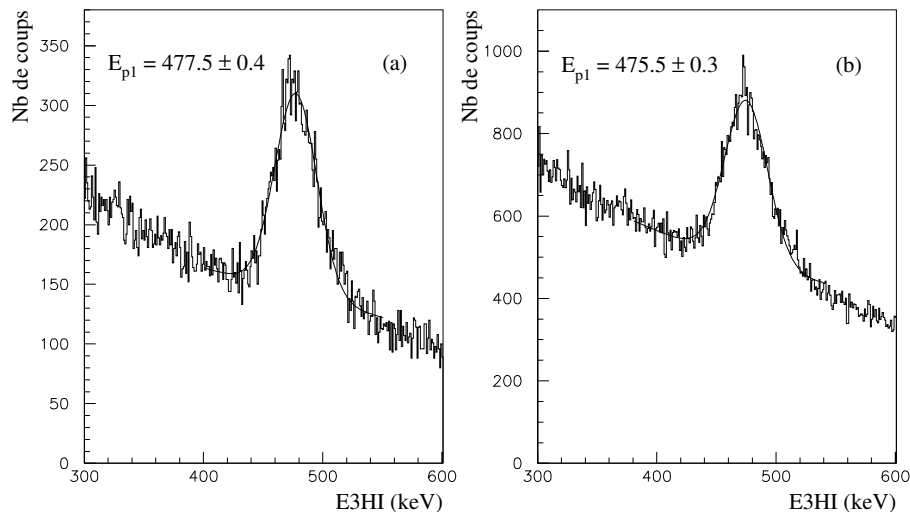


FIG. IV.24 – Ajustement du pic 1 relatif à la figure IV.22 par: (a) une gaussienne (pour le pic) + une droite (pour le fond) sachant que la condition est $E4HI > 500$ canaux ($> \sim 745$ keV), (b) une gaussienne (pour le pic) + une exponentielle (pour la traîne β) + une autre exponentielle (pour le fond) sachant que la condition sur le spectre est $E4HI > 0$.

Pour le pic 1 sur le spectre hachuré de la figure IV.22, deux méthodes ont été utilisées

pour déterminer sa position en énergie.

- la figure IV.24 (a) représente l'ajustement du pic effectué avec une gaussienne additionnée à une paramétrisation du bruit de fond par une droite. Dans ce cas, le spectre en énergie déposée dans E3 est conditionné par le dépôt d'une énergie en E4 de 745 keV (500 canaux). Cette condition permet d'éliminer une bonne partie de la traîne due aux particules β .
- la figure IV.24 (b) représente l'ajustement du pic par une fonction complexe composée de la somme d'une gaussienne et d'une fonction exponentielle qui représente la traîne des particules β . La transition entre les deux fonctions est assurée par une fonction en tangente hyperbolique. Cette fonction a déjà été utilisée par Blank et al [BLA97]. Dans ce cas, le spectre en énergie déposée dans E3 est conditionné par le dépôt d'une énergie non nulle en E4 ($E4 > 0$). La fonction doit ajuster la traîne due aux particules β . Il faut noter que cette traîne β -proton est à peine visible car les particules β traversent une faible épaisseur en E3 lorsqu'elles sont détectées en E4 (comme montré dans les simulations). Par contre le fond (essentiellement dû aux décroissances $\beta - \gamma$ de ^{22}Al , de ses fils et des contaminants) est important et non négligeable.

Comme les deux positions déterminées par ces deux méthodes pour le pic 1 sont quasiment identiques, la différence de l'ordre de 2 keV sera considérée comme une erreur systématique. On décide d'utiliser la méthode la plus simple qui consiste à ajuster le pic par une gaussienne additionnée à une paramétrisation du bruit de fond. Cette paramétrisation a été considérée comme une droite (ou une constante). Les positions en énergie de tous les pics déterminées par cette méthode sont regroupées dans le tableau IV.4 après correction par rapport à la différence de collection de l'énergie de recul entre ^{21}Mg et ^{22}Al (tableau IV.1). L'erreur commise sur la détermination de la position en énergie est la somme quadratique des erreurs commises sur l'ajustement du pic, sur l'étalonnage en énergie dont le maximum est de 7 keV (figure IV.11), sur la différence de la perte d'énergie des particules β due à la différence du lieu d'implantation qui n'excède pas 2.5 keV et sur l'erreur systématique de l'ordre de 2 keV (voir la figure IV.24). Toutes ces contributions sont prises en compte dans le tableau IV.4.

En comparant nos mesures avec celles des expériences précédentes (voir le tableau I.1), on attribue l'essentiel des décroissances à des transitions protons, à part les pics suivants:

- le pic 15 pourrait correspondre à l'énergie α mesurée par Blank et al. [BLA97] à 3.27 MeV . En effet, cette mesure correspond à une énergie totale de transition de $(4.01 \pm 0.05)\text{ MeV}$ compatible avec notre mesure à $(4.017 \pm 0.008)\text{ MeV}$.
- le pic 17 correspond à l'énergie somme de la transition deux protons vers le premier état excité du ^{20}Ne . Ce pic a été mesuré par Blank et al. [BLA97] à 4.48 MeV . Cable et al. [CAB83] ont mesuré l'énergie somme des deux protons à $E_{2p} = 4.139\text{ MeV}$. En fait, cette dernière valeur n'est pas comparable aux deux autres car on ne donne pas l'énergie de la transition correspondante. Pour cela il faudrait connaître le mécanisme de l'émission $2p$ ce qui n'est pas le cas ici.

- le pic 23 que nous avons mesuré à 6085 keV correspond bien à l'énergie de la transition deux protons vers le fondamental de ^{20}Ne autour de 6.1 MeV dont l'énergie somme des deux protons a été mesurée par Cable et al. [CAB83] à $E_{2p} = 5.636 \text{ MeV}$.

G.2 La détermination des rapports d'embranchement protons

Le rapport d'embranchement proton est le rapport entre le nombre de protons détectés à une énergie donnée divisé par le nombre total de ^{22}Al implantés.

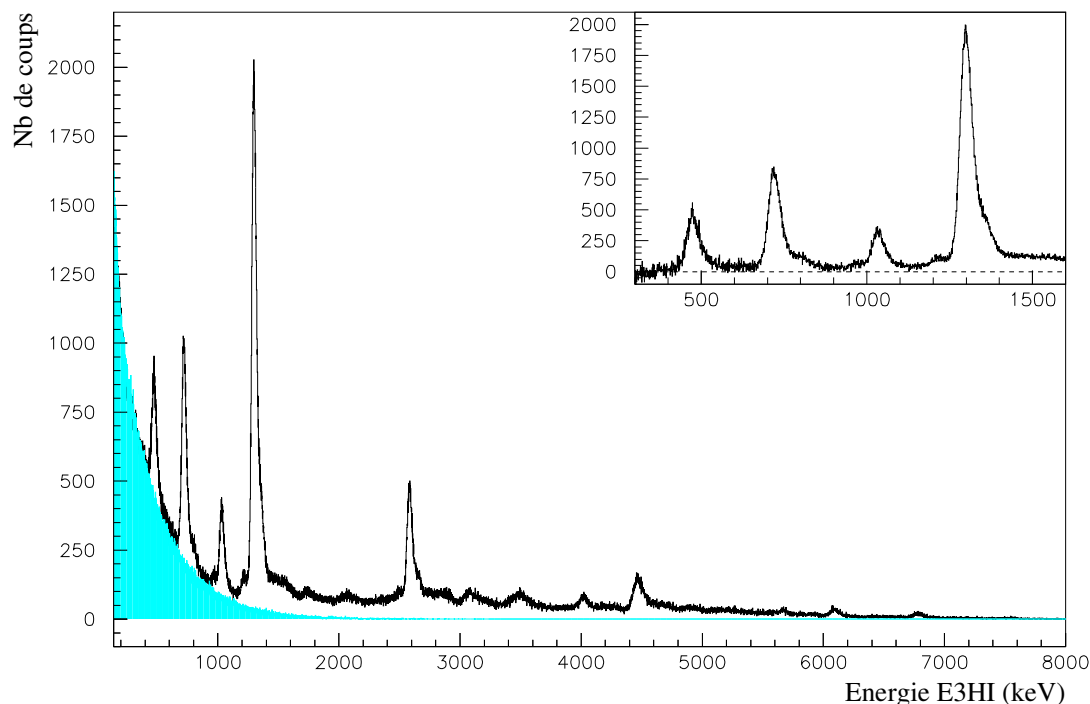


FIG. IV.25 – Le spectre en blanc représente l'énergie E_{3HI} conditionné par $E_{4HI} > 0$. Le spectre gris représente le bruit de fond reproduit par la somme de deux exponentielles décroissantes. Le spectre situé dans la lucarne représente toujours le spectre en énergie E_{3HI} conditionné par $E_{4HI} > 0$ après soustraction du bruit de fond.

La plus grande difficulté est de déterminer la surface du pic total $S_{pic_{tot}}$ correspondant à une énergie de transition donnée. En effet, vu la densité des pics observés, beaucoup d'entre eux s'entremêlent. La seule façon de les séparer est d'imposer une condition sur le spectre E_{3HI} telle que celle utilisée pour la détermination des positions des pics, c'est-à-dire d'imposer une condition sur l'énergie déposée par les particules β en E_4 . Néanmoins

Pic	Ce travail		Mesures de Blank et al.[BLA97]	
	Energie(MeV)	Br_1 (%)	Energie(MeV)	Br (%)
1	0.475±0.008	4.73± 0.63	0.45±0.04	6.4±1.2
2	0.721±0.008	7.39± 1.01	0.72±0.04	6.8±1.2
3	0.975±0.008	0.25± 0.05		
4	1.033±0.008	3.0 ± 0.34	1.04±0.04	3.9±1.2
5	1.223±0.008	0.75± 0.10		
6	1.299±0.008	18.51±1.74	1.32±0.04	18.0±1.0
7	1.551±0.010	0.81± 0.16		
8	1.753±0.008	0.45± 0.08		
			1.95±0.06	3.2±1.0
9	2.072±0.008	0.48± 0.07		
10	2.503±0.010	0.64±0.13		
11	2.583±0.008	4.89±0.24		
12	2.838±0.008	2.11±0.09		
13	3.088±0.008	1.89±0.07		
14	3.484±0.008	2.18±0.15		
15	4.017±0.008	1.04±0.40		
*	4.017±0.008	0.038±0.017	4.01±0.05	0.31±0.09
			4.10 ± 0.06	2.1±1.0
16	4.224±0.009	0.84± 0.11		
17	4.464±0.008	2.52±0.14		
**	4.464±0.008	0.69±0.08	4.48 ±0.25	0.9 ± 0.5
			4.92±0.07	2.4 ± 1.0
18	4.912±0.010	0.27±0.32		
19	5.177±0.013	0.29±0.11		
20	5.667±0.008	0.35±0.11		
21	5.808±0.049	0.18±0.55		
22	5.909±0.056	0.21±0.62		
23**	6.085±0.008	0.42±0.08		
24	6.774±0.008	0.41±0.12	6.62±0.10	0.7±0.3
			6.93±0.10	0.1±0.05
25	7.517±0.011	0.33±0.07		
			8.29±0.10	0.2±0.05

TAB. IV.4 – Position en énergie des pics du spectre d'énergie dans E3 et les rapports d'embranchement associé. L'efficacité de détection des protons n'est prise en compte que pour les transitions présumées être des transitions protons. Le pic marqué par une étoile * est présumé être une transitions $\beta - \alpha$. Ceux marqués par deux étoiles ** sont présumés être des transitions β -2p et l'efficacité de détection est calculée pour la moitié de l'énergie totale. Dans le cas des pics 15 et 17, les coïncidences γ -particules ont permis de déterminer le rapport d'embranchement de la transition $\beta - \alpha$ et de la transition β -2p (voir les figures IV.36 et IV.30). Nos mesures sont comparées aux mesures de Blank et al. [BLA97]. Dans notre cas l'énergie mesurée pour le pic 15 correspond à l'énergie totale de la transition β - α . Par contre Blank et al. ont mesuré l'énergie de la particule α . Pour comparer, nous avons transformé la mesure de Blank et al. dans le centre de masse.

une telle condition élimine une bonne partie de la statistique.

Cependant, d'après la figure III.18, le rapport $R_2 = \frac{S_{E4>0}}{S_{pictot}}$ de la surface du pic $S_{E4>0}$ avec la condition $E4HI > 0$ sur le nombre total d'événements de la transition est constant. Il suffit donc de déterminer expérimentalement ce rapport une seule fois.

Pour cela, on construit le spectre E3HI conditionné par $E4HI > 0$ auquel on soustrait un bruit de fond. Ce bruit de fond est essentiellement situé à basse énergie comme le montre le spectre en gris de la figure IV.25. Il est dû aux particules β qui proviennent des transitions $\beta - \gamma$ de ^{22}Al , des noyaux fils et des contaminants. Empiriquement, la forme de ce fond peut être reproduite par la somme de deux fonctions exponentielles décroissantes qu'on ajuste sur la partie à basse énergie du spectre E3HI conditionné par $E4HI > 0$.

Après soustraction du bruit de fond, on obtient un spectre en énergie E3HI qui ne contient que des événements β -particules chargées de ^{22}Al conditionné par $E4HI > 0$. La partie à basse énergie de ce spectre "nettoyé" est représentée dans la lucarne de la figure IV.25. On constate que le bruit de fond est bien soustrait. Le nombre d'événements de ce spectre est de $N_1 = 59700$.

De la même manière, on soustrait un bruit de fond du spectre E3HI sans condition. Ainsi on obtient le nombre total d'événements $N_0 = 1679171$ correspondant aux transitions β -particules chargées de ^{22}Al sans aucune condition. On en déduit l'embranchement total de toutes les transitions β -particules chargées de ^{22}Al qui est de:

$$Br_{\beta-p} = (65.9 \pm 0.1)\%.$$

En fait, $N_0 = \sum S_{pictot}$ avec S_{pictot} la surface du pic total sans condition et $N_1 = \sum S_{E4>0}$ avec $S_{E4>0}$ la surface du pic avec la condition $E4 > 0$.

Donc le rapport $R_2 = \frac{N_1}{N_0} = 32.7\%$.

Pour déterminer S_{pictot} de chaque transition, il ne reste plus qu'à mesurer la surface $S_{E4>0}$. Cependant, même avec la condition $E4HI > 0$ on ne connaît pas la forme exacte qui permettrait d'ajuster correctement les pics. Mais on sait aussi d'après la simulation que le rapport $R_1 = \frac{S_{g(E4>0)}}{S_{pictot}}$ est constant (voir la figure III.17). $S_{g(E4>0)}$ est la surface de la gaussienne qui s'ajuste sur le pic avec la condition $E4 > 0$. A priori, il suffirait de mesurer $S_{g(E4>0)}$ pour remonter à S_{pictot} .

Malheureusement, pour déterminer R_1 , il faudrait pouvoir mesurer au moins une fois $S_{g(E4>0)}$ et S_{pictot} . Comme les pics ne sont pas bien isolés sur le spectre E3HI sans condition, la mesure de S_{pictot} s'avère difficile.

On définit alors un autre rapport $R_3 = \frac{S_{g(E4>0)}}{S_{picE4>0}}$ qui est aussi une constante puisque $R_3 = \frac{R_1}{R_2}$. Ce dernier est plus simple à déterminer. On choisit le pic 11 de la figure IV.22 qui est relativement bien isolé des autres pics. Sur le spectre E3HI conditionné par $E4HI > 0$, on ajuste la partie à basse énergie du pic 11 par une gaussienne, puis la totalité du pic par une fonction constituée d'une gaussienne additionnée à une exponentielle pour prendre en compte la traîne. On trouve un rapport $R_3 = 53.5\%$.

On procède ainsi à l'ajustement de chaque pic avec une fonction gaussienne comme le montre la figure III.16 de la simulation. On détermine la surface gaussienne de chaque pic en veillant à la corriger par l'efficacité de détection des protons en E3 pour les énergies au-dessus de 2 MeV.

Puis pour chaque pic on détermine:

$$S_{pictot} = \frac{S_{g(E_4 > 0)}}{R_2 \times R_3}$$

et le rapport d'embranchement par rapport à ^{22}Al est donné par:

$$Br = \frac{S_{pictot}}{N_{^{22}\text{Al}}}.$$

On trouve $\sum Br = 56.1\%$ qui est inférieur au $Br_{\beta-p} = 65.9\%$ trouvé précédemment. En fait, il y a probablement plusieurs contributions de petit Br qui ne sont pas prises en compte car elles n'apparaissent pas en tant que pics distincts sur le spectre E3HI même conditionné par $E4HI > 0$. Cependant elles contribuent au rapport d'embranchement total β -particules retardées. On estime cette contribution par la différence entre $Br_{\beta-p}$ et $\sum Br$. On trouve un pourcentage de $Br = (9.8 \pm 2.5)\%$.

Les rapports d'embranchement établis par cette procédure sont tabulés dans le tableau IV.4.

Le calcul d'erreur sur les rapports d'embranchement nécessite le calcul d'erreur pour la surface S_{pictot} donc de connaître les erreurs pour la surface gaussienne, pour le rapport R_2 et pour le rapport R_3 .

La seule erreur considérée pour la surface gaussienne est l'erreur due à l'ajustement.

L'erreur sur R_2 nommé ΔR_2 est considérée comme:

$$\Delta R_2 = |R_2 - (a \times T\beta max + b)|$$

Le terme $(a \times T\beta max + b)$ représente le meilleur ajustement obtenu dans les simulations sur la figure III.18.

On calcule pour chaque transition la valeur de $T\beta max = Q_\beta - E_p - S_p - E_\gamma$ avec $Q_\beta = 18580 \text{ MeV}$ pour ^{22}Al vers ^{22}Mg , E_p l'énergie de la transition de la particule chargée, S_p le seuil d'émission d'un proton dans ^{22}Mg et E_γ l'énergie du rayonnement γ en coïncidence (voir ultérieurement). E_γ est nulle lorsqu'il n'y a pas de coïncidence γ .

Bien sûr, on ne peut pas affirmer que nous avons vu toutes les coïncidences γ , ce qui engendre une nouvelle erreur sur $T\beta max$ mais elle reste de l'ordre du MeV et l'erreur sur R_2 sera toujours inférieure à 10%.

Comme R_2 a été déterminé à partir du nombre total d'événements dans chaque spectre, on ne peut pas lui assigner une valeur de $T\beta max$. Cependant les valeurs de $T\beta max$ sont distribuées de 4 à 12 MeV avec une moyenne autour de 9 MeV qu'on prendra comme référence. Pour R_2 , $a = -1.0632$ donc $b = 42.27$ pour $T\beta max = 9 \text{ MeV}$. Ainsi on estime ΔR_2 pour chaque transition.

La même procédure est appliquée pour R_3 sauf que dans ce cas R_3 a été déterminé à partir d'une seule transition, le pic 11. Dans ce cas, $T\beta max = 10.16 \text{ MeV}$ et connaissant le paramètre $a = 2.0127$ par la simulation, on trouve $b = 33.05$. De cette manière on estime l'erreur sur R_3 considérée comme suit:

$$\Delta R_3 = |R_3 - (a \times T\beta max + b)|.$$

La correction en efficacité de détection de protons est prise en compte pour toutes les transitions sauf pour la transition $\beta - \alpha$. En effet, la correction en efficacité n'a pas lieu d'être puisque les α s'arrêtent complètement dans E3 à des énergies inférieures à 10 MeV .

Pour les transitions deux protons la correction est plus complexe. En vérité, on ne peut faire de correction en efficacité que si l'on connaît le mécanisme de la transition donc l'énergie de chacun des deux protons. Néanmoins on peut considérer que l'énergie de chaque proton est égale à la moitié de l'énergie totale disponible.

Les rapports d'embranchement tabulés dans le tableau IV.4 sont calculés sans prendre en compte les coïncidences avec les particules γ . Dans ce cas, des transitions très proches en énergie peuvent être confondues. Sauf pour les pics 15 et 17 où les coïncidences avec les particules γ ont permis d'estimer le rapport d'embranchement relatif à la transition $\beta - \alpha$ et $\beta - 2p$ (voir plus loin les figures IV.36 et IV.30).

La présence de contaminants peut biaiser la mesure des rapports d'embranchement. En effet, deux des contaminants sont des émetteurs β -particules chargées ^{21}Mg et ^{20}Na . Dans le tableau IV.5 est reporté le nombre de particules chargées que l'on s'attend à observer dans le spectre de la figure IV.22 calculé pour la transition la plus intense de chaque contaminant en prenant en compte les abondances mesurées indiquées dans le tableau IV.3.

Noyau émetteur	Particule émise	Energie de transition	Embranchement / noyau émetteur	Nb de coups attendu
^{21}Mg	proton	2036 keV	10.45% [SEX73]	4312
^{20}Na	α	2685 keV	16.37% [TOR73]	15803

TAB. IV.5 – Nombre de coups attendu pour les pics les plus intenses relatifs à une transition $\beta^+ - p$ pour le noyau de ^{21}Mg et $\beta^+ - \alpha$ pour le noyau de ^{20}Na .

L'énergie de la transition β -proton de ^{21}Mg ne s'approche d'aucune énergie de transition du tableau IV.4. Le rapport entre le nombre d'événements attendu et celui de ^{22}Al implantés n'est que de 0.1%. Cette valeur est largement négligeable.

L'énergie de la transition $\beta - \alpha$ de ^{20}Na s'approche de celle du pic 11 du tableau IV.4 à une centaine de keV près. Comme la traîne des pics protons peut s'étendre jusqu'à 2 MeV au-delà du centroïde, la contribution du pic α , même s'il n'est pas visible, peut être incluse dans le calcul du rapport d'embranchement de la transition proton. Cependant le rapport entre le nombre d'événements attendu et celui de ^{22}Al implantés n'est que de 0.6%. Cette valeur est de l'ordre de grandeur de la barre d'erreur sur le rapport d'embranchement du pic 11 (IV.4).

Finalement, on conclut que les contaminants ne contribuent pas aux rapports d'embranchement déterminés dans le tableau IV.4. Cette conclusion est aussi confirmée par la figure IV.23 (C).

H Coïncidences γ -particules chargées

Après avoir déterminé les transitions β -particules chargées et les noyaux fils, il s'agit maintenant de reconstruire le schéma de désintégration de ^{22}Al . Il ne suffit pas de connaître l'énergie de transition pour pouvoir déterminer le schéma de désexcitation sans ambiguïté. C'est pour cette raison que la mesure des γ s'avère importante. En particulier les coïncidences γ -particules permet de placer ces transitions sur le schéma de décroissance.

H.1 Le spectre γ observé après la décroissance de ^{22}Al

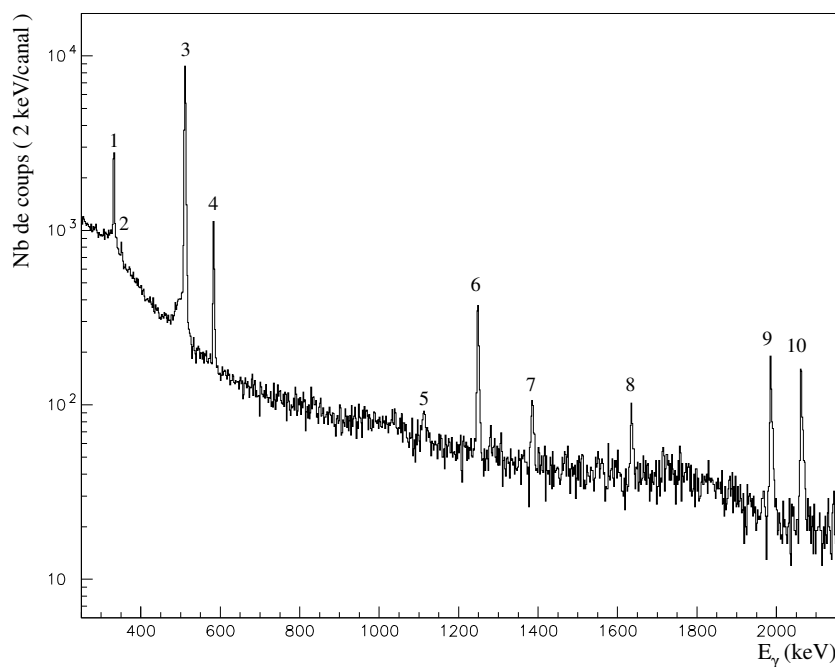


FIG. IV.26 – Spectre d'énergie gamma déposée dans le clover avec la condition que $E1D6$, $E1$, $E2$, $E3$ et $E4 < 10$ canaux (pas d'ions lourds)

La figure IV.26 représente le spectre en énergie gamma construit à partir des quatre cristaux du clover.

Le tableau IV.6 contient les positions des pics observés dans le spectre IV.26. Chaque pic a été ajusté par une gaussienne additionnée à une droite ou une constante qui représente le bruit de fond. Dans ce tableau, on compare l'énergie mesurée dans notre spectre avec l'énergie tabulée dans la littérature pour les transitions possibles représentées sur le schéma IV.27. A priori, il n'y a pas de raie γ inconnue qui ne soit pas attribuée.

Pic	E_γ (keV)	E_γ (keV) tabulée (keV) ([NNDC1])	Transition possible (fig. IV.27)
1	332.2 ± 1.2	331.91 ± 0.1	$^{21}\text{Na}: \frac{5}{2}_1^+ \rightarrow \frac{3}{2}_1^+ (g.s.)$
2	350.9 ± 1.7	350.72 ± 0.06	$^{21}\text{Ne}: \frac{5}{2}_1^+ \rightarrow \frac{3}{2}_1^+ (g.s.)$
3	511.5 ± 1.6		
4	583.7 ± 1.6	583.02 ± 0.09	$^{22}\text{Na}: 1_1^+ \rightarrow 3_1^+ (g.s.)$
5	1112.9 ± 2.4	1113.	$^{21}\text{Na}: \frac{9}{2}_1^+ (\frac{5}{2}) \rightarrow \frac{7}{2}_1^+ (\frac{3}{2})$
6	1248.5 ± 2.0	1246.	$^{22}\text{Mg}: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+ (g.s.)$
7	1385.5 ± 1.3	1384.1 ± 0.3	$^{21}\text{Na}: \frac{7}{2}_1^+ (\frac{3}{2}) \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
8	1633.8 ± 2.2	1633.6 ± 0.015	$^{20}\text{Ne}: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+ (g.s.)$
9	1985.6 ± 1.3	1984.	$^{22}\text{Mg}: 2_4^+ (3^+) \rightarrow 4_1^+ (2^+) **$
10	2062.3 ± 1.5	2062.	$^{22}\text{Mg}: 4_1^+ (2^+) \rightarrow 2_1^+$

TAB. IV.6 – Energies gamma mesurées par notre expérience comparées à la littérature. La raie 9 ne correspond probablement pas à la transition indiquée (voir texte).

Néanmoins, un argument fort va à l'encontre de l'attribution de la raie mesurée par notre expérience à $E_\gamma = (1985.6 \pm 1.3) \text{ keV}$ à la raie de $E_\gamma = 1984 \text{ keV}$ correspondant à la transition $2_4^+ \rightarrow 4_1^+$ ($6^{\text{ème}}$ état excité vers le $2^{\text{ème}}$ état excité) dans ^{22}Mg . En effet, d'après [NNDC1] la raie γ à 1984 keV devrait être accompagnée par une autre raie γ à 891 keV correspondant à la transition $2_4^+ \rightarrow (2_3^+, 1_1^+)$ ($6^{\text{ème}}$ état excité vers le $3^{\text{ème}}$ état excité) dans ^{22}Mg à 67% par rapport à la raie γ à 1984 keV .

Sachant que le nombre mesuré de γ à 1985.7 keV est de 218 coups sur la figure IV.26 et en prenant en compte le rapport d'intensité de 67% et l'efficacité du clover à 891 keV qui est 2.4 fois plus grande qu'à 1984 keV , nous aurions dû observer 351 coups à 891 keV . Comme on le constate sur la figure IV.26, nous n'avons rien mesuré à l'énergie de 891 keV sur le spectre en énergie γ .

Par conséquent, l'attribution de la raie mesurée à $E_\gamma = 1985.7 \text{ keV}$ à la transition dans ^{22}Mg n'est pas la bonne. Nous allons montrer plus loin qu'il s'agit bien d'une raie γ du ^{22}Mg à partir de la décroissance β de ^{22}Al . Pour chaque noyau cité dans le tableau IV.6, les relations entre ces noyaux et le noyau ^{22}Al sont celles schématisées sur la figure IV.27.

H.2 Les coïncidences $\gamma - \gamma$

D'après le schéma IV.27 représenté au paragraphe précédent, on remarque des cascades de raies γ :

- dans ^{22}Mg : la raie à 2062 keV est suivie par celle à 1246 keV . D'après la littérature la raie à 1984 keV devrait aussi être en coïncidence avec les deux autres raies. Mais comme nous l'avons dit au paragraphe précédent, nous n'avons pas observé la raie à 891 keV . Néanmoins, la possibilité de l'existence de la cascade des trois raies 1984 keV , 2062 keV et 1246 keV n'est pas exclue.
- dans ^{21}Na : la raie à 1113 keV est suivie par celle à 1384 keV et puis par celle à

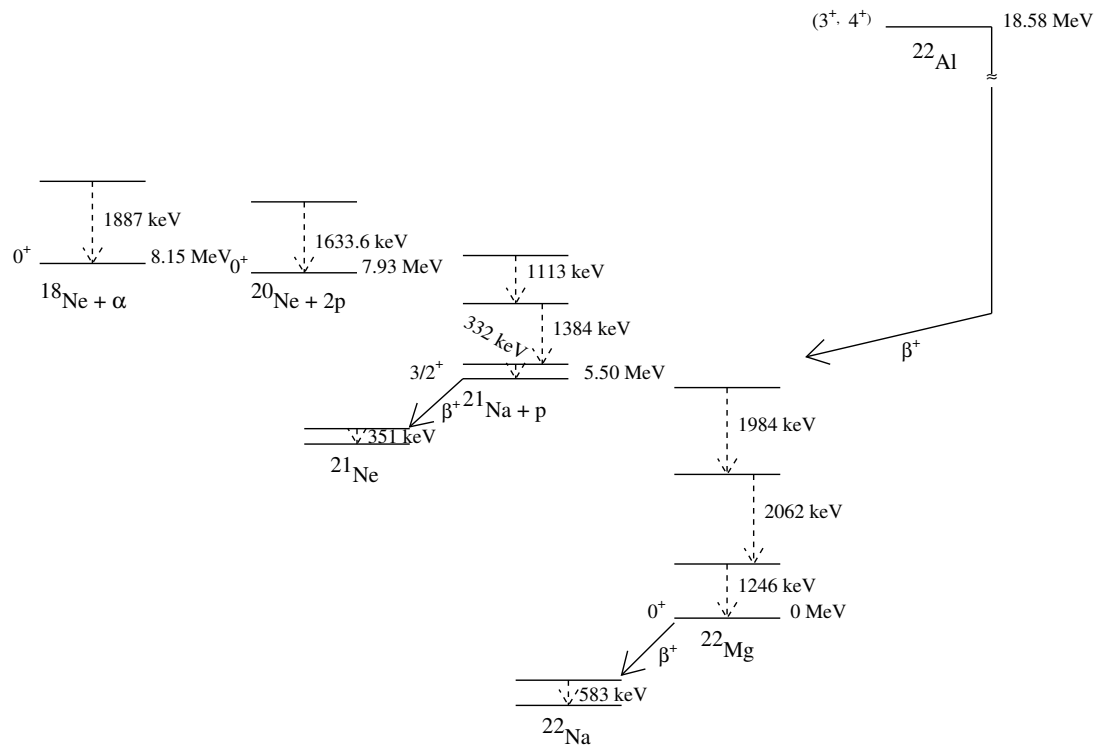


FIG. IV.27 – Schéma représentant les transitions γ connues dans les noyaux atteints par la décroissance β^+ de ^{22}Al

332 keV.

La façon la plus simple de mettre en évidence ces cascades est de rechercher les coïncidences $\gamma - \gamma$.

Dans le cas de notre dispositif expérimental, on a recherché des coïncidences $\gamma - \gamma$ dans les quatre cristaux du clover.

Pour maximiser le rapport (signal/bruit) on choisit de rechercher les coïncidences dans les cristaux opposés en diagonale où la collection de l'énergie Compton échappée de l'autre cristal est quasiment inexistante. Dans notre cas, ce sont soit les cristaux 1 et 4 soit les cristaux 2 et 3.

Le spectre du haut de la figure IV.28 représente le spectre somme du spectre en énergie du cristal 4 en coïncidence avec la raie détectée à 1246 keV dans le cristal 1 et le spectre de l'énergie du cristal 3 en coïncidence avec la raie détectée à 1246 keV dans le cristal 2. On constate que les spectres sont pratiquement vides, aucune raie en coïncidence avec la

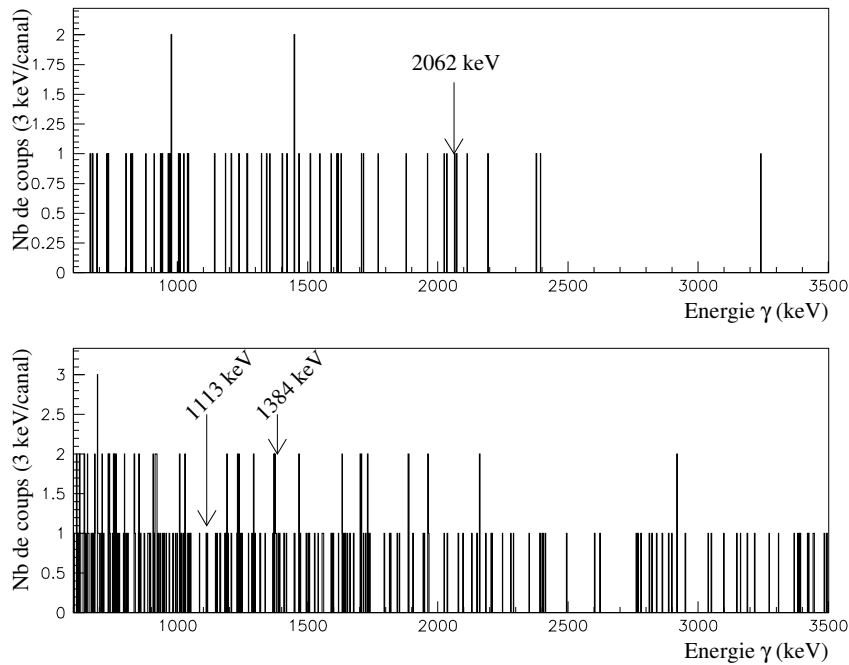


FIG. IV.28 – Spectre de coïncidence entre les cristaux opposés en diagonale. Le spectre du haut représente la somme des spectres de l'énergie du cristal 4 en coïncidence avec la raie à 1246 keV détectée dans le cristal 1 et le spectre en énergie du cristal 3 en coïncidence avec la raie à 1246 keV détectée dans le cristal 2. Pour sélectionner les transitions $\beta - \gamma$, on a rajouté la condition d'une faible énergie déposée en E3 (< 400 keV). Le spectre du bas représente la somme du spectre en énergie du cristal 4 en coïncidence avec la raie détectée à 332 keV dans le cristal 1 et le spectre en énergie du cristal 3 en coïncidence avec la raie détectée à 332 keV dans le cristal 2.

raie à 1246 keV détectée dans le cristal 1 ou le cristal 2 n'est observée dans le domaine en énergie attendu.

Le spectre du bas de la figure IV.28 représente le spectre somme du spectre en énergie du cristal 4 en coïncidence avec la raie détectée à 332 keV dans le cristal 1 et le spectre en énergie du cristal 3 en coïncidence avec la raie détectée à 332 keV dans le cristal 2. On ne constate aucune coïncidence claire avec la raie à 332 keV dans le domaine attendu.

Le fait de ne pas observer les coïncidences est essentiellement dû à la faible efficacité de nos détecteurs mais cela ne veut pas dire qu'il n'y en a pas.

En effet, un calcul simple nous permet d'estimer le nombre de coïncidences pour deux raies $\gamma 1$ et $\gamma 2$. Sachant que $N_{\gamma 1 \text{ cristal } 1}$ est le nombre de $\gamma 1$ détectés dans le cristal 1, le nombre de $\gamma 2$ détectés en coïncidence avec $\gamma 1$ dans le cristal 2 est donné par:

$$N_{\gamma 2 \text{ coïnc}} = (N_{\gamma 1 \text{ cristal } 1}) \text{ eff}_2$$

avec eff_2 l'efficacité du cristal 2. Les coïncidences qu'on voulait mettre en évidence étaient celles dans:

- ^{22}Mg avec la raie à 2062 keV suivi de 1246 keV . Avec $N_{2062\text{cristal } 1} = 380.9$, le nombre de coïncidences $N_{1246\text{coinc}}$ calculé est de 0.52.
- ^{21}Na avec la raie à 1384 keV suivi de 332 keV . Le nombre de $N_{1384\text{cristal } 1} = 198.$, le nombre de coïncidences dans le cristal 3 $N_{1716\text{conc}}$ calculé est 0.47.

En résumé aucune coïncidence $\gamma - \gamma$ n'a été et ne pouvait être mise en évidence.

H.3 Les coïncidences $\beta - \gamma$ et $\beta - \gamma$ -protons

La mesure de l'énergie des rayonnements γ en coïncidence avec un proton permet d'associer au proton un état excité dans le noyau fils (dans ce cas ^{21}Na). Connaissant l'énergie du proton on en déduit l'énergie du niveau initial dans ^{22}Mg .

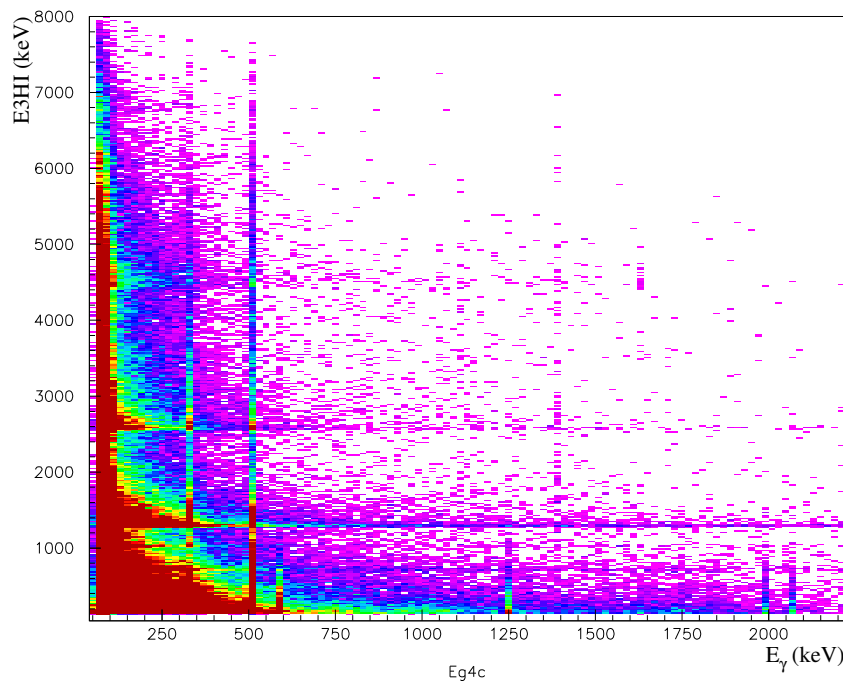


FIG. IV.29 – Spectre d'énergie déposée dans le détecteur E3 en fonction de l'énergie γ déposée dans le clover.

On doit distinguer entre deux groupes de γ :

- Les rayonnements γ qui proviennent de la désexcitation des niveaux de ^{22}Mg en

dessous du seuil d'émission de particules. Ce sont des transitions $\beta - \gamma$.

- Les rayonnements γ qui proviennent des niveaux des noyaux fils après émission de particules chargées. Ce sont des transitions $\beta - \text{particule} - \gamma$.

On suppose que tous les niveaux dans ^{22}Mg au-dessus du seuil d'émission de particules décroissent par émission de particules chargées, ce qui est une hypothèse valable dans la quasi-totalité des cas (la largeur γ est quasiment toujours négligeable par rapport à la largeur proton lorsque l'énergie d'excitation augmente).

La figure IV.29 représente l'énergie du γ en fonction de l'énergie déposée par les particules de radioactivité dans le détecteur E3. On remarque des lignes horizontales qui correspondent à des coïncidences entre une énergie de particule chargée détectée en E3 et une distribution continue en énergie dans le clover. En fait, ce sont des particules β en coïncidence avec les protons (ou α) qui arrivent jusqu'au clover et qui y déposent de l'énergie, générant ainsi un bruit de fond γ .

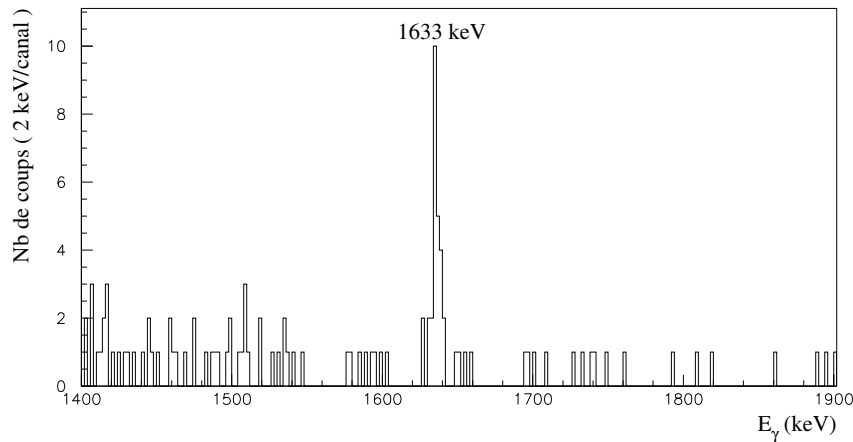


FIG. IV.30 – Spectre d'énergie γ conditionné par le pic proton d'une énergie de 4464 keV. L'observation de cette raie à 1633 keV confirme la décroissance $\beta - 2p$ de ^{22}Al vers le premier état excité de ^{20}Ne .

On constate une coïncidence évidente à $E_\gamma = 1633 \text{ keV}$ et $E_p = 4.46 \text{ MeV}$. En représentant le spectre en énergie γ en coïncidence avec l'énergie proton à 4464 keV on obtient la figure IV.30. La coïncidence est clairement établie. Cette énergie de proton a été assignée par Cable et al. [CAB83] comme une transition de deux protons entre le niveau IAS dans le ^{22}Mg et le premier état excité dans le ^{20}Ne . L'énergie $E_\gamma = 1633 \text{ keV}$ correspond à la transition entre le premier état excité et le niveau fondamental dans le ^{20}Ne . La mise en évidence de cette coïncidence $\gamma - 2p$ confirme l'assignation de la transition $2p$ par Cable et al. [CAB83].

Le rapport d'embranchement de cette transition est déterminé en divisant le nombre

d'événements $2p$ en coïncidence avec l'énergie $E_\gamma = 1633 \text{ keV}$ par le nombre de ^{22}Al et par l'efficacité γ à cette énergie. On trouve un rapport de $(0.68 \pm 0.08)\%$. Si on corrige ce rapport par l'efficacité de détection des protons dans E3 on trouve un embranchement de $(0.92 \pm 0.11)\%$.

On observe d'autres coïncidences $p - \gamma$ aux énergies γ de 332 keV et 1385 keV qui correspondent à des transitions γ dans ^{21}Na . Contrairement à la raie à 1633 keV , ces coïncidences ne sont pas localisées à des énergies de protons clairement identifiables. Notre interprétation est que ces transitions γ sont en coïncidence avec plusieurs transitions protons différentes.

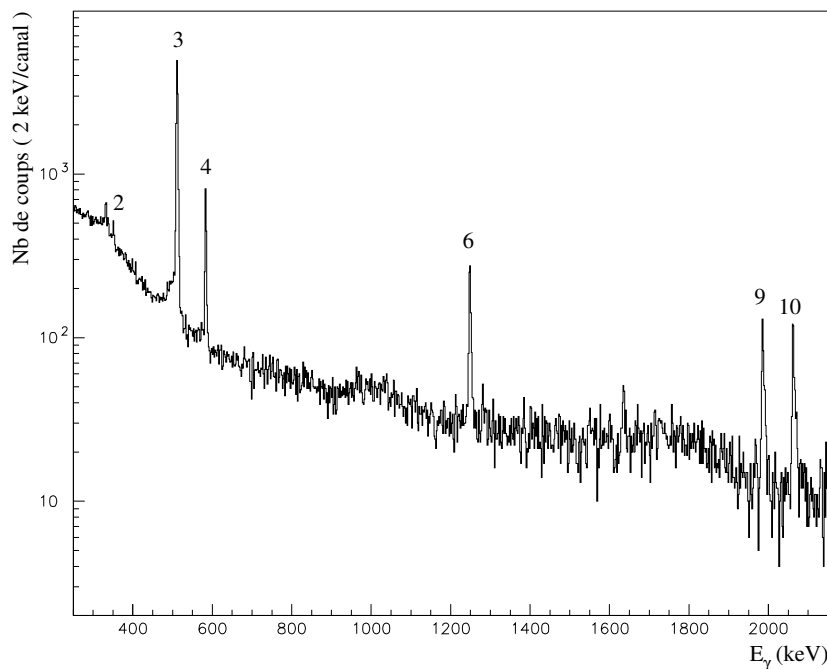


FIG. IV.31 – Spectre d'énergie gamma déposée dans le clover avec la condition que $E3HI < 400 \text{ keV}$. Les numéros des pics correspondent au tableau IV.6

Pour les transitions $\beta - \gamma$ que l'on souhaite déterminer, on doit observer des coïncidences entre les raies γ et les particules β associées seulement. Comme les particules β déposent peu d'énergie en E3, ces coïncidences doivent se trouver à basse énergie E3HI. Sur la figure IV.29 on perçoit clairement des coïncidences β à basse énergie E3 avec les énergies γ suivantes: 583 keV , 1248 keV , 1985 keV et 2062 keV .

Si on construit un spectre d'énergie γ en imposant une basse énergie en E3 ($E3HI < 400 \text{ keV}$), on obtient la figure IV.31. Ce spectre est à comparer avec celui de la figure IV.26. Des raies γ ont disparu alors que d'autres restent à des énergies de 1248 keV , 1985 keV et 2062 keV qui correspondent aux transitions $\beta - \gamma$ dans ^{22}Mg , à 583 keV qui correspond à

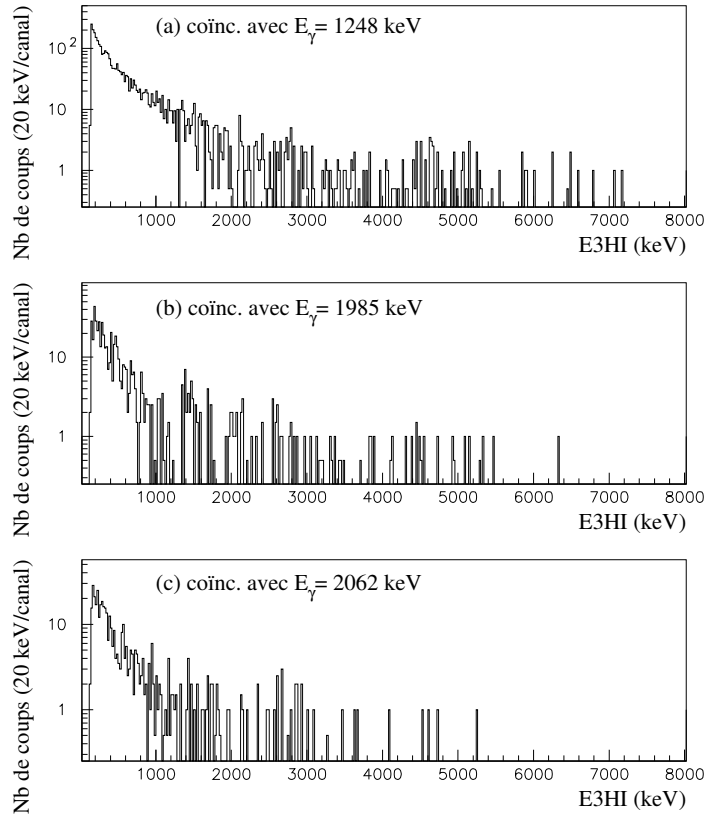


FIG. IV.32 – Spectre d'énergie en $E3$ conditionné par les énergies γ suivantes: (a) $E_\gamma = 1248 \text{ keV}$, (b) $E_\gamma = 1985 \text{ keV}$ et (c) $E_\gamma = 2062 \text{ keV}$ après soustraction du spectre d'énergie en $E3$ conditionné par le fond juste à côté des pics γ .

une transition $\beta - \gamma$ dans ^{22}Na et à 351 keV qui correspond à une transition $\beta - \gamma$ dans ^{21}Ne que nous avons suggérées précédemment (voir schéma IV.27).

Pour s'assurer que ces raies γ ne sont pas en coïncidence avec des pics protons on construit les spectres de la figure IV.32. Le spectre (a) est en coïncidence avec la raie γ à 1248 keV , le spectre (b) en coïncidence avec la raie γ à 1985 keV et le spectre (c) avec la raie γ à 2062 keV . Sur les trois figures, aucun pic n'est visible. Les événements observés à basse énergie correspondent aux particules β en coïncidence avec les raies γ .

Pour chacune de ces transitions nous pouvons calculer l'intensité relativement au nombre de noyaux de ^{22}Al implantés pour chaque raie γ désignée par I conformément à la relation suivante:

$$I = \frac{N_\gamma}{N_{^{22}\text{Al}} \times \text{eff}_\gamma \times \text{eff}_\beta}$$

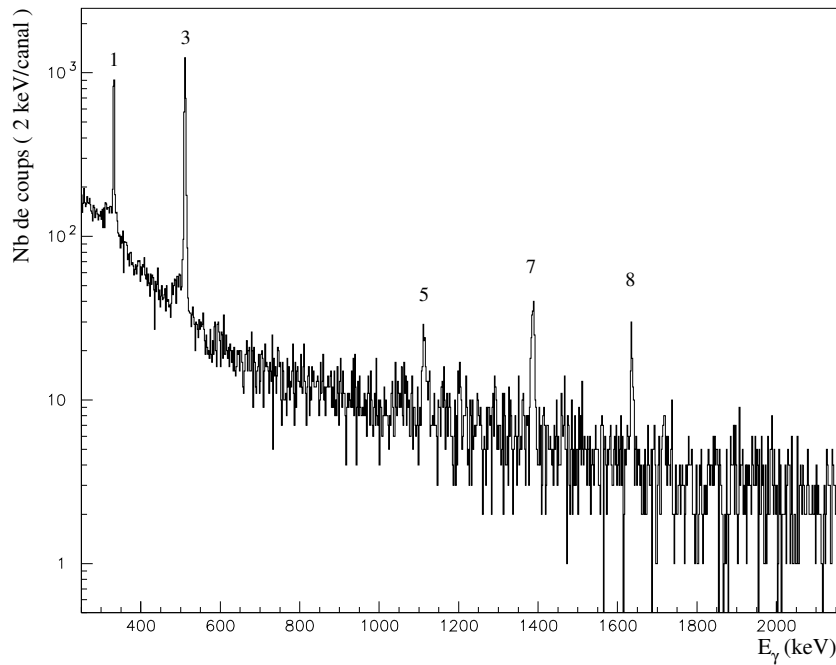


FIG. IV.33 – Spectre d'énergie γ déposée dans le clover avec la condition que $E3HI > 2 \text{ MeV}$. Les numéros des pics correspondent au tableau IV.6

avec: N_γ le nombre de γ détectés à l'énergie considérée
 N_{22Al} le nombre de protons implantés en E3
 eff_γ l'efficacité de détection γ à l'énergie considérée
 eff_β l'efficacité de déclenchement par β est égale à $(39 \pm 3)\%$ (voir le paragraphe D)

Ci-dessous sont indiquées les intensités obtenues pour chaque énergie en prenant en compte les erreurs commises sur le nombre de coups détectés, sur l'efficacité γ et sur l'efficacité de déclenchement β :

- $(38.24 \pm 6.87)\%$ pour la raie à 1248 keV .
- $(31.15 \pm 5.41)\%$ pour la raie à 1985 keV .
- $(34.15 \pm 5.83)\%$ pour la raie à 2062 keV .
- $(47.37 \pm 9.35)\%$ pour la raie à 583 keV .

D'autre part, si on construit un spectre d'énergie γ en imposant une haute énergie en E3 ($E3HI > 2 \text{ MeV}$), on obtient la figure IV.33. On observe un spectre totalement différent avec des raies γ à des énergies de 332 keV , 1112 keV et 1385 keV qui correspondent à des transitions γ du ^{21}Na et à 1633 keV qui correspond à une transition γ du ^{20}Ne .

Il est possible de déterminer les spectres des coïncidences γ avec les particules chargées

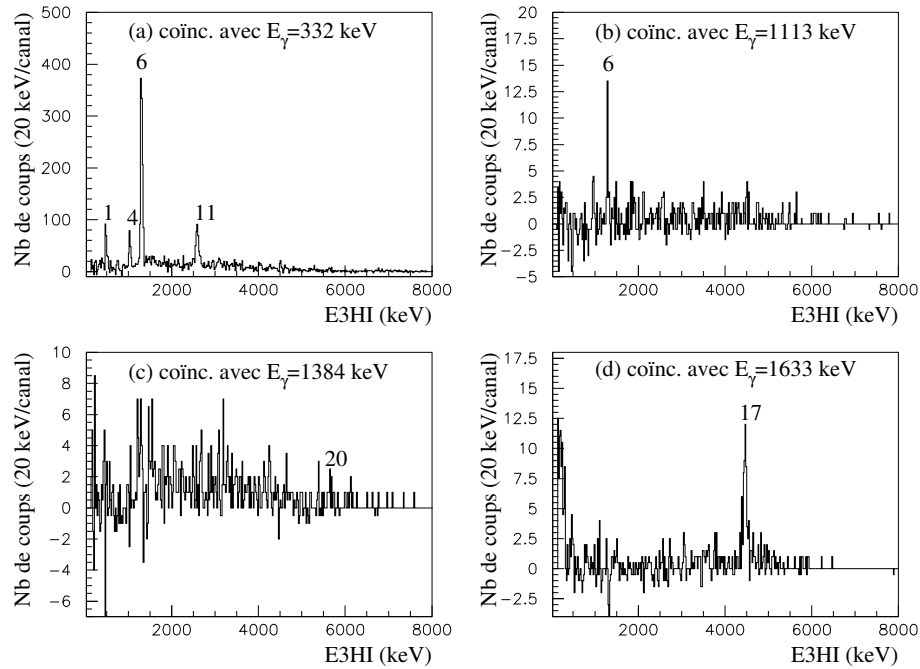


FIG. IV.34 – Spectre d'énergie en $E3$ conditionné par $E4HI > 0$ et par les énergies γ suivantes: (a) $E_\gamma = 332$ keV, (b) $E_\gamma = 1113$ keV, (c) $E_\gamma = 1384$ keV, (d) $E_\gamma = 1633$ keV après soustraction du spectre d'énergie en $E3$ conditionné par le fond juste à côté des pics γ . Les numéros sur les pics protons correspondent à ceux du tableau IV.4.

pour chaque transition β – particule – γ .

On choisit de conditionner le spectre de particules chargées dans $E3$ par les énergies γ détectées dans le clover pour les transitions $\beta - p - \gamma$ et $\beta - 2p - \gamma$ présumées.

Les figures IV.34 (a), (b), (c), (d) représentent les spectres en énergie des particules chargées en coïncidence avec les énergies γ de 332 keV, 1112 keV, 1385 keV et 1633 keV respectivement. Pour bien distinguer les pics observés en $E3$ on rajoute la condition $E4HI > 0$.

Chaque figure représente le spectre d'énergie déposée par les particules chargées dans $E3$ conditionné par une raie γ auquel on soustrait le même spectre mais conditionné par le fond juste à côté de la raie γ considérée. On repère les pics qui correspondent à ceux du tableau IV.4.

On remarque que pour la figure IV.34 (c), aucune coïncidence n'est clairement établie sauf un faible pic correspondant à l'énergie 5671 keV. Par contre sur la figure IV.34 (a), on distingue clairement quatre pics protons situés à $E_p = 474$ keV, $E_p = 1033$ keV, $E_p = 1299$ keV et $E_p = 2583$ keV. Pour la figure IV.34 (b) seul un pic proton se distingue à l'énergie de $E_p = 1299$ keV. Sur la figure IV.34 (d), la coïncidence du pic à

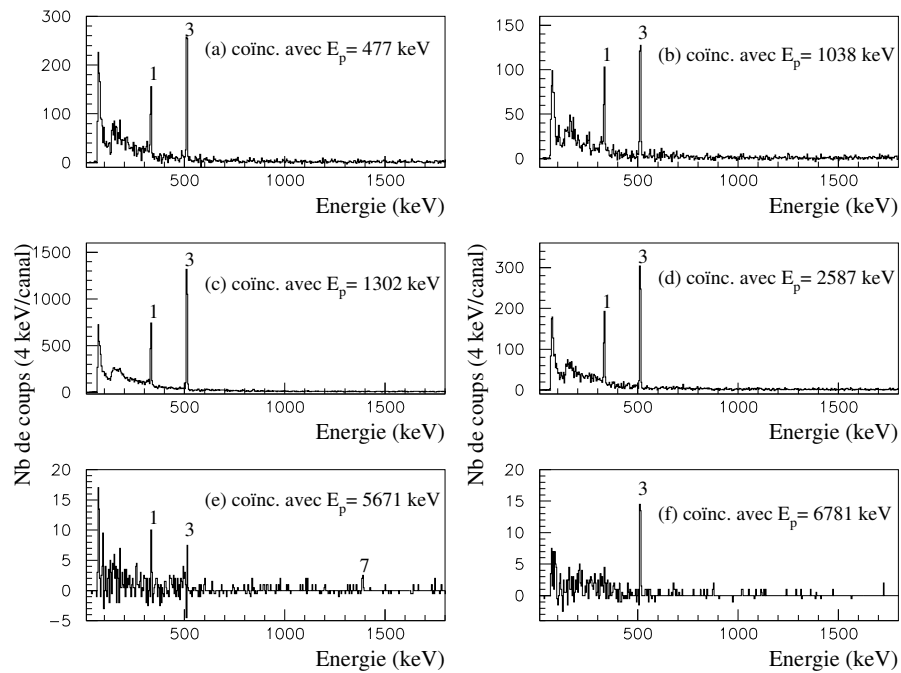


FIG. IV.35 – Spectre d'énergie gamma conditionné par $E_p > 0$ et par les énergies protons suivantes: (a) $E_p = 477 \text{ keV}$, (b) $E_p = 1038 \text{ keV}$, (c) $E_p = 1302 \text{ keV}$, (d) $E_p = 2587 \text{ keV}$, (e) $E_p = 5671 \text{ keV}$, (f) $E_p = 6781 \text{ keV}$ après soustraction du spectre d'énergie γ conditionné par le fond juste à côté du pic proton considéré. Les numéros sur les pics γ correspondent à ceux du tableau IV.6.

$E_{2p} = 4464 \text{ keV}$ avec la raie γ à 1633 keV est encore confirmée par cette méthode. Pour s'assurer de l'existence de ces coïncidences, on construit les spectres en énergie des rayonnements γ conditionnés par les pics protons cités ci-dessus. On obtient la figure IV.35. Le pic 3 à 511 keV est toujours en coïncidence avec les protons qui est la signature de l'émission d'une particule β^+ . Le pic 1 à 332 keV est en coïncidence avec tous les protons sauf à $E_p = 6774 \text{ keV}$. On remarque sur la figure IV.35 (e) un faible pic noté 7 à 1384 keV . Contrairement à la figure IV.34 (b) on ne retrouve plus la coïncidence entre le proton à $E_p = 1299 \text{ keV}$ et la raie γ à 1113 keV . En combinant les résultats des deux figures IV.34 et IV.35, les coïncidences bien établies sont les suivantes:

- la raie γ à 332 keV avec les pics protons à 474 keV , 1033 keV , 1299 keV , 2583 keV et 5663 keV .
- la raie γ à 1384 keV avec le pic proton à 5663 keV .

H.4 Les coïncidences $\gamma - \alpha$

D'après Blank et al. [BLA97] une décroissance $\beta - \alpha$ de ^{22}Al a été mesurée à une énergie α de $(3.27 \pm 0.04) \text{ MeV}$ qui correspond à une énergie totale de la transition à $(4.01 \pm 0.05) \text{ MeV}$. Cette décroissance est identifiée comme la transition de l'état IAS dans ^{22}Mg vers le premier état excité du ^{18}Ne .

Dans notre expérience nous avons mesuré un pic à une énergie de 4017 keV qui est proche de la valeur de Blank et al. [BLA97]. Si cette transition est bien celle de l'état IAS dans ^{22}Mg vers le premier état excité du ^{18}Ne , nous devrions mesurer une énergie γ de 1887 keV qui correspond à la transition γ du premier état excité vers le fondamental du ^{18}Ne .

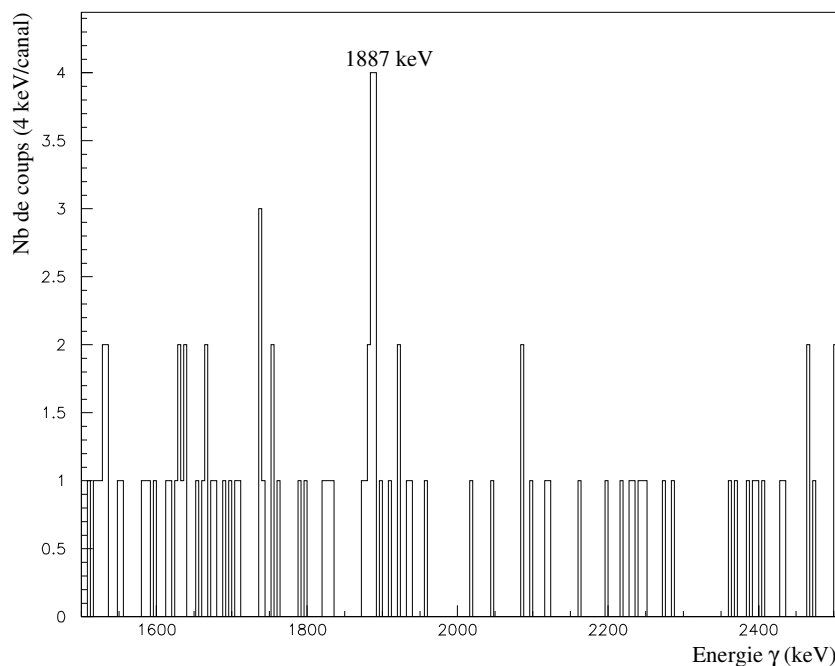


FIG. IV.36 – Partie du spectre de l'énergie γ en coïncidence avec l'énergie du pic 15 détecté en E3 à 4017 keV .

La figure IV.36 représente le spectre en énergie γ en coïncidence avec l'énergie du pic α à 4017 keV . Malgré une faible statistique un pic à 1887 keV est clairement en coïncidence avec le pic à l'énergie de 4017 keV car le bruit de fond est faible.

En conclusion l'énergie de transition mesurée à 4017 keV correspond bien à la transition de l'état IAS de ^{22}Mg vers le premier état excité du ^{18}Ne . L'énergie de la particule α correspondante à cette transition est de 3287 keV ce qui est compatible avec l'énergie de 3270 keV mesurée par Blank et al. [BLA97].

Le rapport d'embranchement de cette transition à partir de ^{22}Al est déterminé en divisant

le nombre d'événements α détectés en coïncidence avec l'énergie γ par le nombre de ^{22}Al implantés en E3 et par l'efficacité γ à cette énergie. Ainsi on obtient un embranchement égal à $(0.038 \pm 0.017)\%$.

H.5 L'analyse avec le paramètre TAC

Comme il a été dit au chapitre II le paramètre TAC représente le signal temps entre les jonctions Si et le détecteur Ge. Les particules de radioactivité qui déposent de l'énergie dans le clover ne peuvent être que des particules γ ou des particules β . Ce paramètre TAC a été introduit pour tester si l'on pouvait faire la différence en temps de vol entre les particules γ et les particules β . Cette discrimination aurait permis:

- d'améliorer la résolution des pics protons détectés dans E3 en sélectionnant les particules β avec le paramètre TAC. En effet, les particules β qui atteignent le clover devraient avoir une grande énergie et déposeraient moins d'énergie dans le détecteur E3.
- d'enlever le bruit dû aux particules β dans le spectre d'énergie γ détectée par le clover en sélectionnant les particules γ avec le paramètre TAC. Ceci permettrait de faire apparaître plus clairement les coïncidences entre les rayonnements γ et les protons.

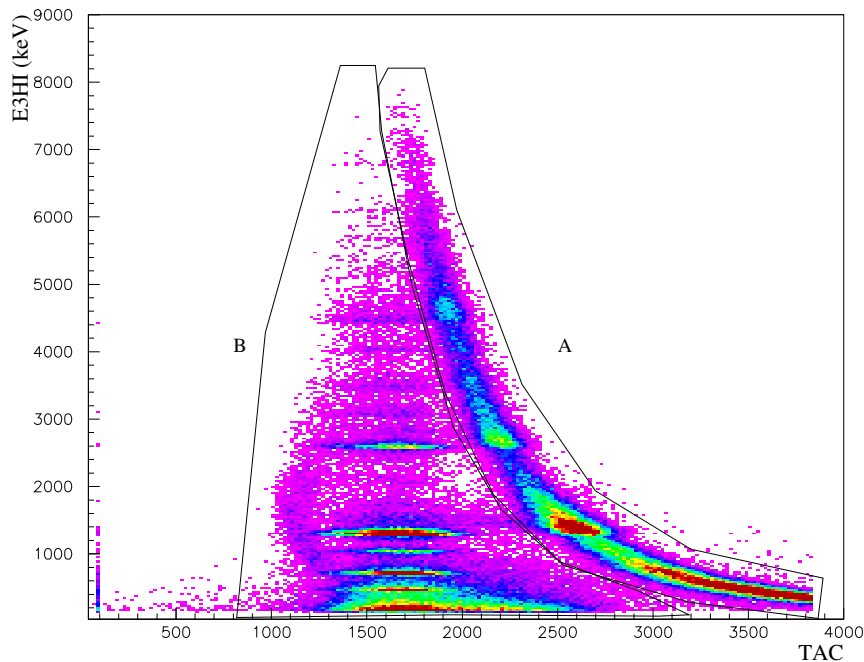


FIG. IV.37 – Spectre de l'énergie déposée dans le détecteur E3 par les particules de radioactivité en fonction du paramètre TAC

On peut estimer la différence en temps qui sépare les particules β et les rayonnements γ sur une distance de 5 cm qui est la distance entre le détecteur E3 et le clover (voir la figure II.4). Cette différence est inférieure à la ns . C'est une différence trop faible pour être utilisée. Finalement, comme le paramètre TAC a été codé sur un domaine de 200 ns et puisque le retard électronique est équivalent que se soit pour une particule β ou un rayonnement γ , on conclut que ce paramètre TAC ne peut pas servir à différencier entre les particules β et les rayonnements γ .

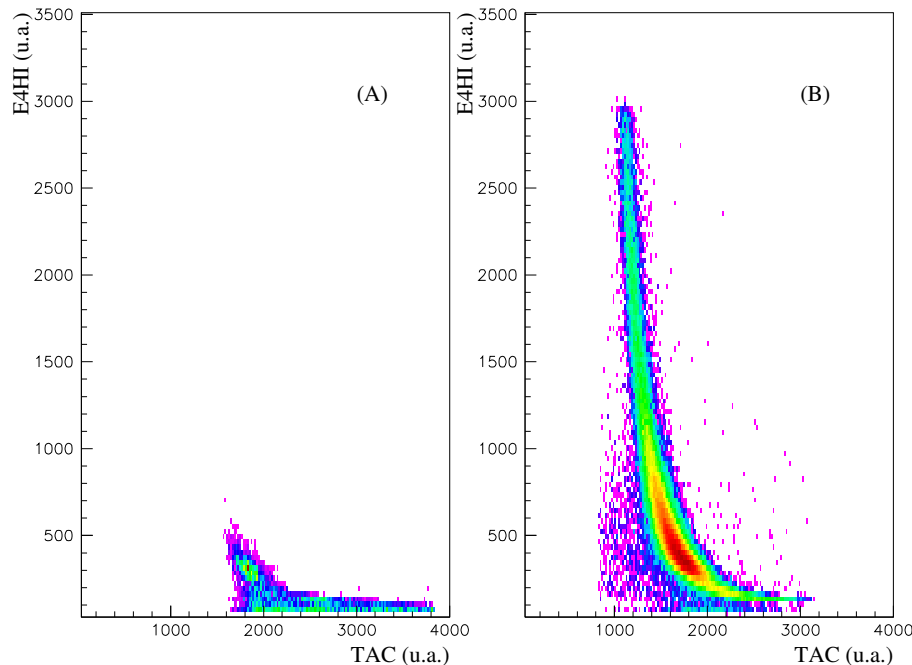


FIG. IV.38 – Spectre de l'énergie déposée dans le détecteur E4 par les particules de radioactivité en fonction du paramètre TAC: (A) conditionné par la zone A de la figure IV.37, (B) conditionné par la zone B de la figure IV.37.

Si l'on représente la perte d'énergie dans le détecteur E3 en fonction du paramètre TAC on obtient la figure IV.37. On remarque deux zones principales que l'on note A et B. La partie A varie fortement de l'énergie déposée en E3 ce qui n'est pas le cas de la partie B. On rappelle que le paramètre TAC a été construit avec le signal de trigger sur les jonctions. Ce signal est en fait un seuil en énergie, donc le paramètre TAC dépend de l'énergie déposée dans les jonctions. Ainsi on peut conclure que les événements de la zone A sont ceux dont le déclenchement provient de la jonction E3.

La figure IV.38 (B) représente le spectre conditionné par la zone B de l'énergie déposée dans le détecteur E4 pour la gamme de radioactivité en fonction du paramètre TAC. On constate que tous ces événements ont été détectés dans E4 et le paramètre TAC dépend

fortement de l'énergie. On conclut que la zone B correspond aux événements dont le déclenchement provient de E4. Ce sont probablement les particules β qui traversent E3 en y déposant peu d'énergie pour franchir le seuil de déclenchement mais arrivent en E4 et y déposent assez d'énergie pour franchir le seuil. La figure IV.38 (A) représente le spectre de l'énergie déposée dans le détecteur E4 pour la gamme de radioactivité en fonction du paramètre TAC conditionné par la zone A. Le spectre est pratiquement vide. Les particules β ont probablement traversé le détecteur E3 vers le détecteur E2 donc n'ont pas laissé d'énergie en E4. Dans ce cas, une plus grande épaisseur de E3 est traversée. L'énergie déposée par les particules β en E3 est suffisante pour déclencher l'acquisition. Ceci confirme ce qui a été dit pour la zone A.

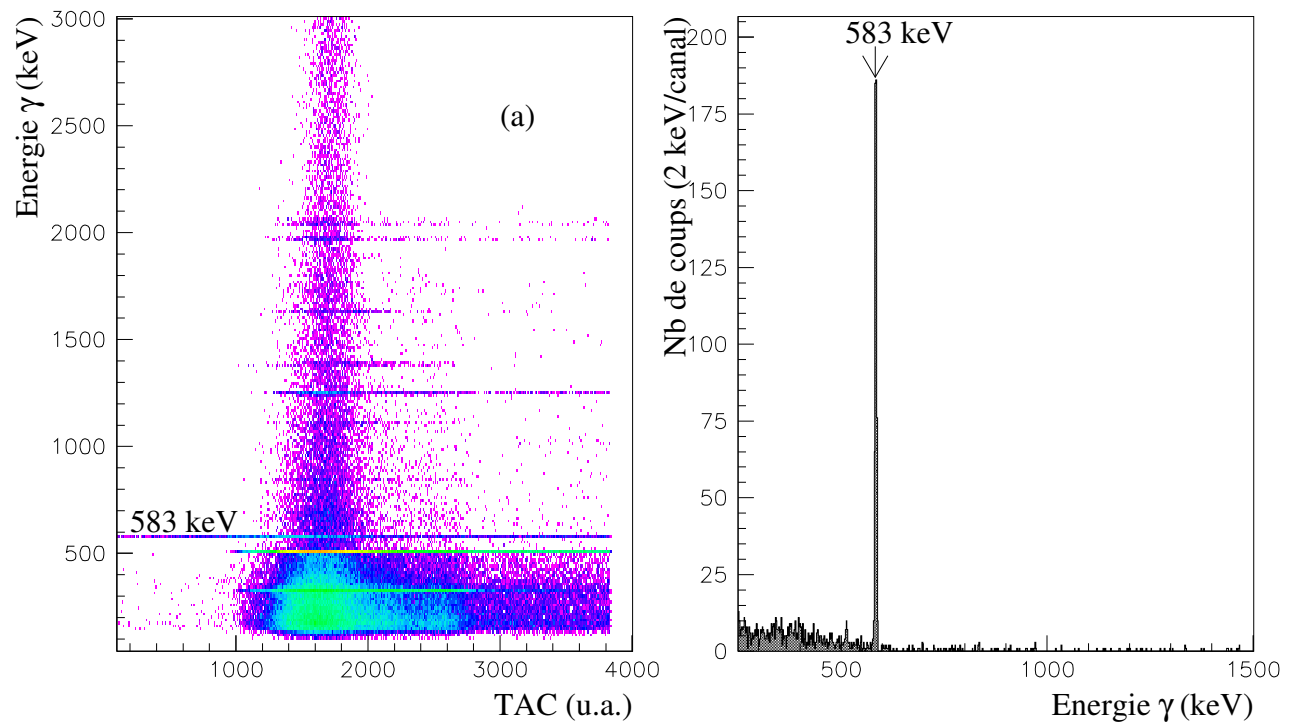


FIG. IV.39 – Le spectre de gauche représente l'énergie déposée dans le clover en fonction du paramètre TAC. Celui de droite représente le spectre d'énergie déposée dans le clover conditionné par $200 < TAC < 800$.

Le paramètre TAC nous a permis d'isoler un rayonnement γ provenant d'un état isomère connu dans le ^{22}Na . En effet, si on construit le spectre de l'énergie déposée dans le clover en fonction du paramètre TAC on obtient la figure IV.39(a). On remarque des lignes

horizontales correspondantes aux énergies γ déjà citées dans le tableau IV.6. Une seule ligne à 583 keV se démarque des autres car elle s'étend sur tout le domaine du paramètre TAC. Cette raie correspond à la transition du premier état excité vers le fondamental de ^{22}Na . La durée de vie de cet état est de 244 ns . Comme le paramètre TAC est codé sur une gamme en temps de 200 ns , la raie à 583 keV se retrouve sur tout le domaine en temps. La figure IV.39(b) représente la projection du spectre IV.39(a) sur l'axe en énergie γ pour un domaine en TAC de 200 à 800 (u.a.). Seul le pic à 583 keV apparaît. On en conclut que le paramètre TAC peut servir à déterminer d'éventuels états isomères dont la durée de vie est supérieure à la gamme en temps sur laquelle on a codé ce paramètre TAC (200 ns dans notre cas). Cependant le déclenchement par un discriminateur à seuil ne permet pas une mesure précise du temps donc ne permet pas une mesure des durées de vie de ces transitions γ .

Chapitre V

L'interprétation des résultats

A Le schéma de désexcitation de ^{22}Al

Dans ce paragraphe nous allons faire une synthèse des résultats expérimentaux obtenus et les comparer avec les calculs en modèle en couches pour déterminer le schéma de désexcitation de ^{22}Al .

A.1 La synthèse des résultats expérimentaux

Sur la figure V.1, on propose un schéma de décroissance expérimental de ^{22}Al . Celui-ci a été construit grâce aux résultats obtenus à partir des coïncidences entre les particules chargées et les rayonnements γ . Les transitions proton, 2p et α dont les coïncidences avec des raies γ ont été clairement identifiées sont représentées en traits pleins.

Par contre les transitions dont aucune coïncidence n'a été observée sont représentées en pointillés. Ces transitions sont supposées être des transitions proton et elles sont supposées décroître sur l'état fondamental de ^{21}Na , mises à part deux transitions qui sont compatibles avec l'énergie de transition depuis l'état IAS dans ^{22}Mg vers le deuxième état excité situé à 332 keV et le cinquième état excité situé à 2829 keV dans ^{21}Na .

Sur cette figure nous n'avons représenté que les niveaux dont le rapport d'embranchement est au-dessus de 1%. Le reste est tabulé dans le tableau V.1.

La position de l'état IAS à $(14.012 \pm 0.003)\text{ MeV}$ est la moyenne des valeurs obtenues à partir des transitions proton, 2p et α provenant de l'état IAS. L'erreur est calculée en sommant quadratiquement les erreurs individuelles de chaque valeur.

Seules deux transitions $\beta - \gamma$ à partir de ^{22}Al vers ^{22}Mg ont été identifiées. On explicitera cette déduction ultérieurement.

A.2 Les prédictions du modèle en couches

Les calculs en modèle en couches ont été effectués avec le code OXBASH [OXBA]. L'annexe B résume la procédure utilisée. Ce code nous a permis de calculer les niveaux

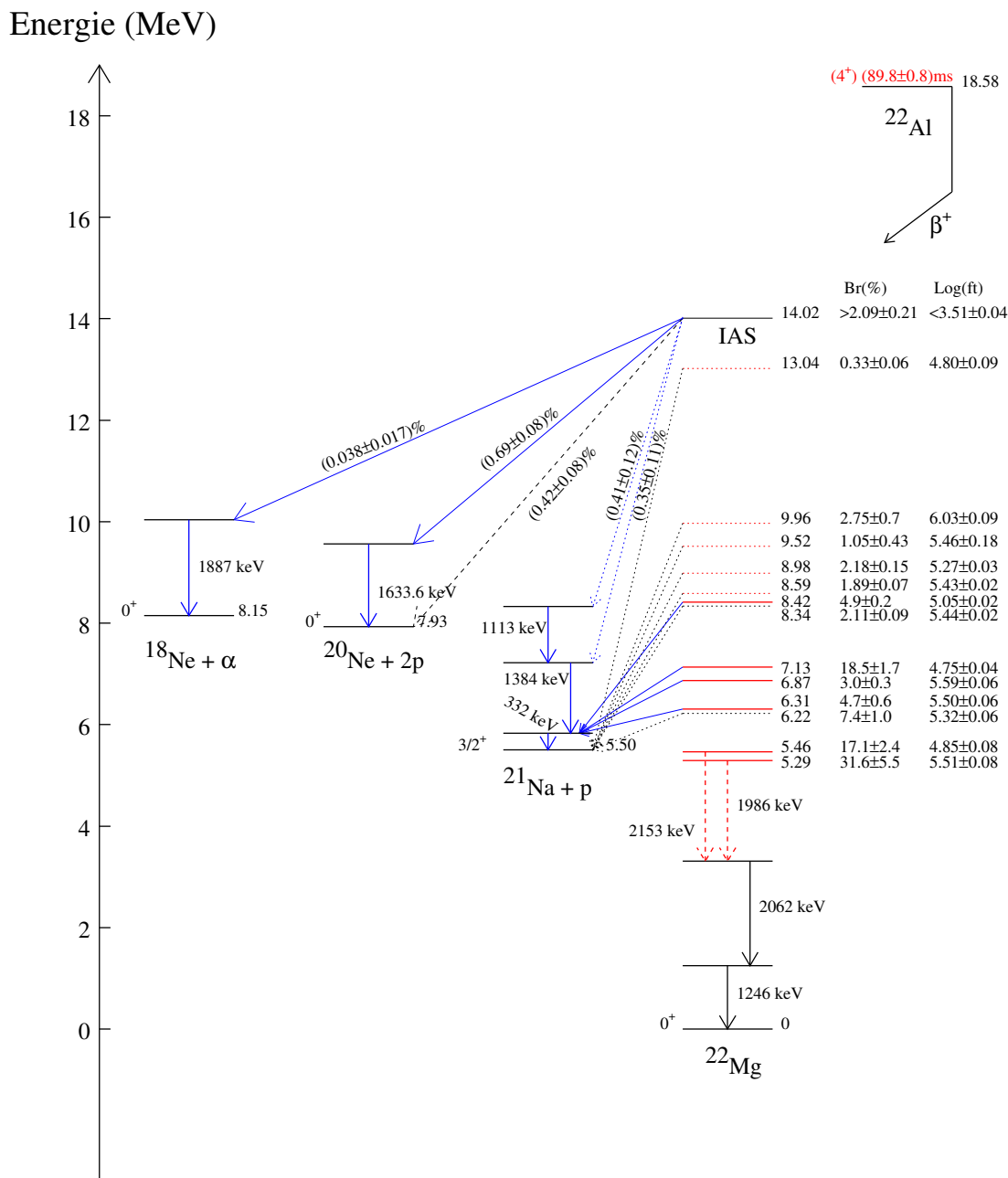


FIG. V.1 – Schéma de décroissance expérimental de ^{22}Al à partir des coïncidences entre les transitions proton, $2p$, α et les rayonnements γ . Les transitions dont les coïncidences ont été clairement établies sont représentées en trait plein. Les transitions sans coïncidence avec une raie γ sont supposées être des transitions β - p qui décroissent vers l'état fondamental de ^{21}Na sauf deux transitions qui proviennent de l'état IAS dans ^{22}Mg . Celles-ci sont tracées en pointillés. Seules les transitions avec un rapport d'embranchement au-dessus de 1% ont été représentées. Le reste des niveaux est tabulé dans le tableau V.1.

Energie d'excitation dans $^{22}\text{Mg}(\text{MeV})$	Br (%)	Log ft
5.294 ± 0.003	31.6 ± 5.5	5.51 ± 0.08
5.461 ± 0.004	17.1 ± 2.4	4.85 ± 0.08
6.221 ± 0.008	7.4 ± 1.0	5.32 ± 0.06
6.307 ± 0.008	4.7 ± 0.6	5.50 ± 0.06
6.476 ± 0.008	0.25 ± 0.05	6.74 ± 0.09
6.724 ± 0.008	0.75 ± 0.10	6.22 ± 0.06
7.052 ± 0.008	0.81 ± 0.16	6.123 ± 0.09
7.132 ± 0.008	18.51 ± 1.74	4.75 ± 0.04
7.254 ± 0.008	0.45 ± 0.08	6.34 ± 0.08
7.573 ± 0.008	0.45 ± 0.08	6.24 ± 0.07
8.004 ± 0.009	0.64 ± 0.13	6.03 ± 0.09
8.339 ± 0.009	2.11 ± 0.09	5.44 ± 0.02
8.416 ± 0.008	4.89 ± 0.24	5.05 ± 0.02
8.589 ± 0.008	2.11 ± 0.09	5.43 ± 0.09
8.985 ± 0.008	2.18 ± 0.15	5.27 ± 0.03
9.518 ± 0.008	1.05 ± 0.42	5.46 ± 0.19
9.725 ± 0.010	0.84 ± 0.11	5.5 ± 0.06
9.966 ± 0.008	3.43 ± 0.30	4.92 ± 0.06
10.413 ± 0.010	0.28 ± 0.32	5.80 ± 0.515
10.678 ± 0.012	0.29 ± 0.11	5.70 ± 0.165
11.309 ± 0.049	0.18 ± 0.55	5.71 ± 1.327
11.410 ± 0.008	0.21 ± 0.62	5.61 ± 1.28
13.018 ± 0.056	0.33 ± 0.07	4.8 ± 0.09
IAS: 14.012 ± 0.003	2.09 ± 0.21	3.51 ± 0.04

TAB. V.1 – Niveaux d'énergie dans ^{22}Mg déduits à partir de la décroissance β -particules retardées de ^{22}Al et des coïncidences entre ces particules et les rayonnements γ . Les deux premiers niveaux sont déduits à partir de transitions $\beta - \gamma$ (voir plus loin). Pour chaque niveau on précise le rapport d'embranchement par rapport à ^{22}Al et la valeur de Log ft. La position de l'état IAS dans ce tableau est la moyenne de toutes les positions déduites des transitions à partir de l'état IAS.

d'énergie de ^{22}Mg accessibles par décroissance β^+ de ^{22}Al et de calculer les forces de Gamow-Teller correspondantes. A partir de la formule I.5 du chapitre I les quantités $Log ft$ sont calculées. A partir du programme [NNDC2], basé sur les tables de N.B. Gove et M.J. Martin [GOV71], on détermine les rapports d'embranchement.

Deux types d'interaction ont été utilisés, l'interaction USD qui reproduit les caractéristiques des noyaux de masse comprise entre 17 et 39 [BRO82] et l'interaction d'Ormand-Brown [ORM89]. La différence essentielle entre ces deux interactions est que l'interaction

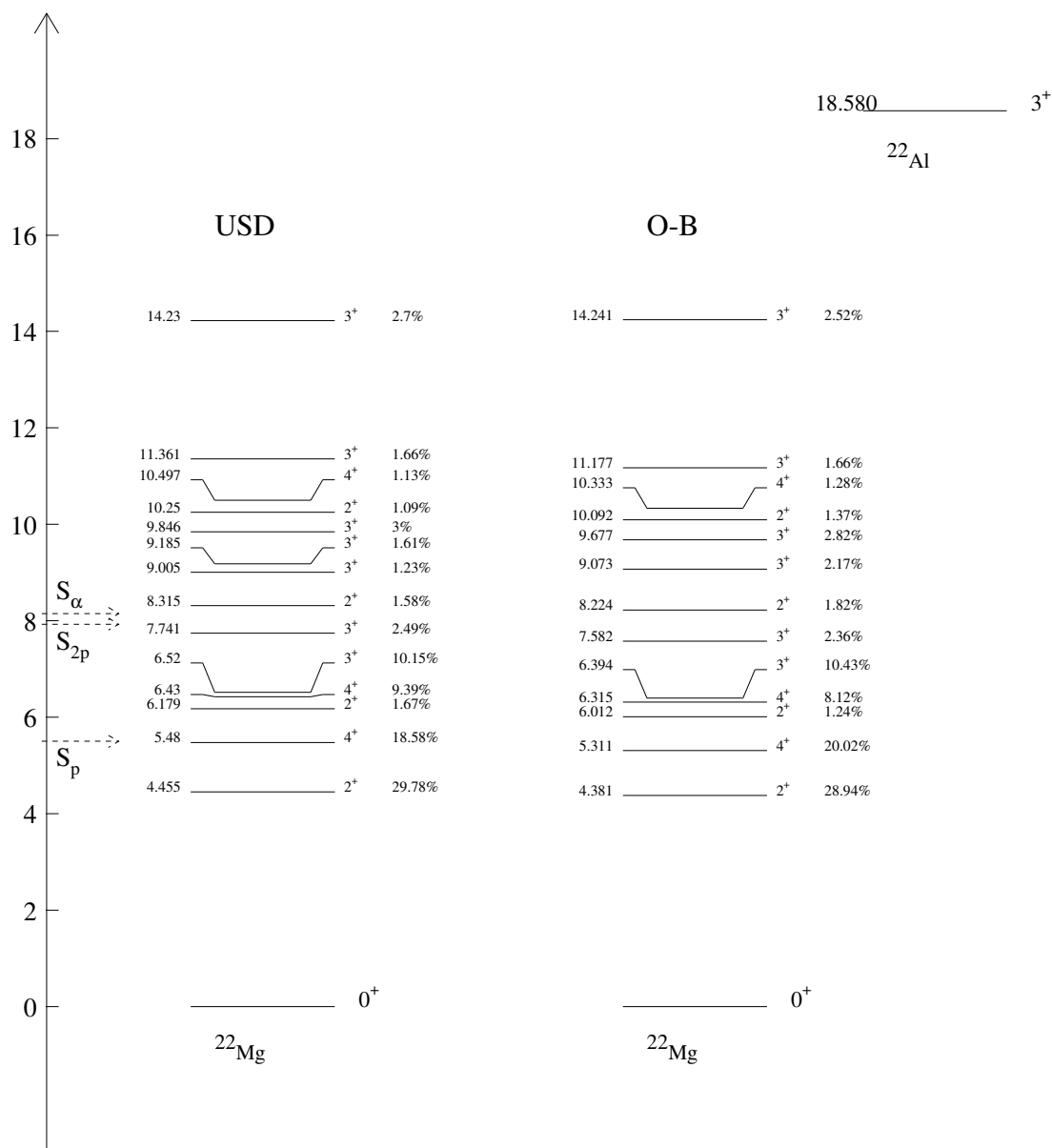


FIG. V.2 – Schéma de décroissance β de ^{22}Al calculé par le programme OXBASH en considérant un spin 3^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al avec l'interaction USD à gauche et l'interaction d'Ormand-Brown à droite. Seuls les niveaux avec un rapport d'embranchement supérieur à 1% ont été représentés.

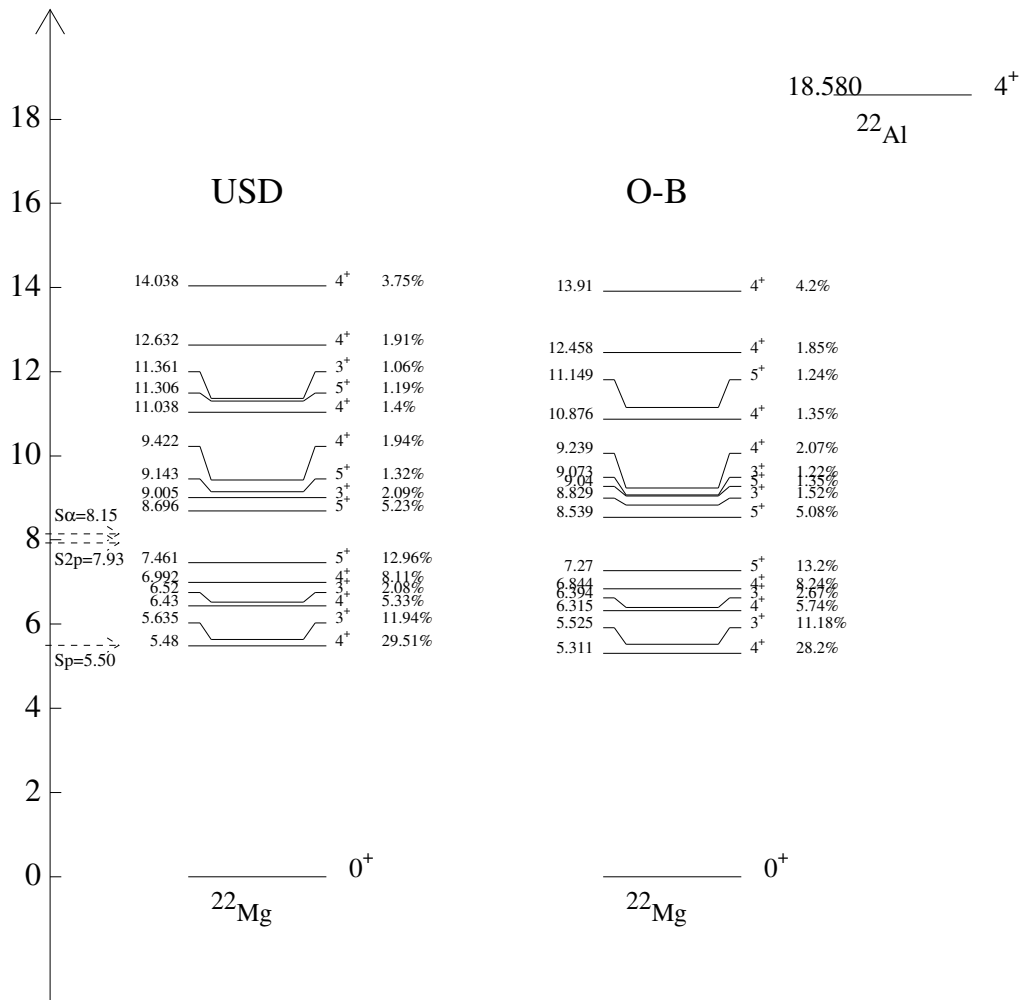


FIG. V.3 – Schéma de décroissance β de ^{22}Al calculé par le programme OXBASH en considérant un spin 4^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al avec l'interaction USD à gauche et l'interaction d'Ormand-Brown à droite. Seuls les niveaux avec un rapport d'embranchement supérieur à 1% ont été représentés.

d'Ormand-Brown (noté WCDPN dans OXBASH) tient compte de l'interaction coulombienne et a une dépendance en fonction de l'isospin.

Il faut noter que pour les calculs de force de Gamow-Teller nous avons utilisé un opérateur effectif de Gamow-Teller c'est-à-dire que le facteur de réduction par rapport à l'expérience est déjà introduit dans le calcul. Les éléments de matrice de cet opérateur varient selon quatre paramètres explicités par Brown et Wildenthal dans [BRO85] correspondants à la région de masse de ^{22}Al (voir l'annexe B).

La figure V.2 représente les transitions β^+ de ^{22}Al vers les niveaux de ^{22}Mg avec les rapports d'embranchement associés à chaque niveau en considérant un spin 3^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al . Les niveaux calculés par l'interaction USD ont été représentés à gauche et ceux calculés avec l'interaction d'Ormand-Brown ont été représentés à droite. Seuls les niveaux avec un embranchement supérieur à 1% à partir de ^{22}Al ont été représentés. De la même manière les calculs relatifs à un spin 4^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al sont représentés sur la figure V.3 pour l'interaction USD et pour l'interaction d'Ormand-Brown. On remarque d'abord que les résultats calculés pour 3^+ sont très différents de ceux calculés pour 4^+ .

On remarque également que les énergies calculées avec l'interaction d'Ormand-Brown sont légèrement inférieures aux énergies calculées avec l'interaction USD. Cependant les rapports d'embranchement calculés sont très proches entre USD et Ormand-Brown.

Pour les calculs avec l'interaction d'Ormand-Brown, seuls les niveaux dont l'énergie est inférieure ou égale à l'énergie de l'état IAS sont pris en compte. L'état IAS est l'état analogue isobarique du fondamental de ^{22}Al dans ^{22}Mg ($T = 2$).

On constate que cela n'influence pas les résultats car pour l'interaction USD tous les niveaux ont été considérés y compris les niveaux au-dessus de l'IAS et dans ce cas ces niveaux ne représentent que 0.1% de toutes les décroissances.

L'interaction d'Ormand-Brown présente l'avantage de pouvoir calculer les transitions à partir de l'état IAS contrairement à l'interaction USD qui ne le permet pas (violation de l'isospin). Nous utiliserons seulement les résultats des calculs avec l'interaction d'Ormand-Brown dans la suite de cet exposé pour comparer aux résultats expérimentaux.

Si on compare les calculs, on constate que ceux-ci prévoient plus de 49% de transitions β^+ vers les niveaux en dessous du seuil d'émission d'un proton dans ^{22}Mg pour un spin 3^+ de l'état fondamental de ^{22}Al contre plus de 28% pour un spin 4^+ .

Pour les niveaux au-dessus du seuil d'émission de particules il ne suffit pas de calculer l'embranchement β^+ à partir de ^{22}Al pour pouvoir comparer avec l'expérience. En effet il faut aussi calculer la probabilité de décroissance par émission de particules qui dépend de la pénétrabilité et du facteur spectroscopique comme le montre la formule I.7 du chapitre I. Pour chaque niveau au-dessus du seuil on calcule la pénétrabilité par le programme de [FOS] avec un potentiel de Woods-Saxon et en tenant compte du nombre de noeuds de la fonction d'onde. Le facteur spectroscopique entre le niveau initial dans ^{22}Mg et le niveau final est calculé avec le modèle en couches toujours avec le programme OXBASH [OXBA]. Les tableaux V.2 et V.3 représentent les résultats obtenus pour les transitions β -proton

E_p (keV)	J_i^π	$E_{i_{22}\text{Mg}}$ (keV)	J_f^π	$E_{f_{21}\text{Na}}$ (keV)	Embranchement %
655	3_2^+	6394	$5/2_1^+$	239	2.55
815	4_3^+	6315	$3/2_1^+$	0	5.45
1105	4_4^+	6844	$5/2_1^+$	239	5.94
1344	4_4^+	6844	$3/2_1^+$	0	2.30
1531	5_1^+	7270	$5/2_1^+$	239	13.2
1966	4_7^+	9239		1773	1.21
2800	5_2^+	8539	$5/2_1^+$	239	4.60
6637	4^+	13910 (IAS)		1773	1.49

TAB. V.2 – Les transitions des niveaux de ^{22}Mg vers ^{21}Na prédites par le calcul en modèle en couches avec l'interaction d'Ormand-Brown en considérant un spin 4^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al . Seules les transitions avec un rapport d'embranchement au-dessus de 1% ont été tabulées.

E_p (keV)	J_i^π	$E_{i_{22}\text{Mg}}$ (keV)	J_f^π	$E_{f_{21}\text{Na}}$ (keV)	Embranchement %
512	2_4^+	6012	$3/2_1^+$	0	1.12
655	3_2^+	6394	$5/2_1^+$	239	9.99
815	4_3^+	6315	$3/2_1^+$	0	7.74
1843	3_3^+	7582	$5/2_1^+$	239	2.20
2724	2_7^+	8224	$3/2_1^+$	0	1.12
3334	3_6^+	9073	$5/2_1^+$	239	1.40
3938	3_7^+	9677	$5/2_1^+$	239	1.11
4177	3_7^+	9677	$3/2_1^+$	0	1.20
4592	2_1^+2	10092	$3/2_1^+$	0	1.23
8362	3^+	14101 (IAS)	$5/2_1^+$	239	1.50

TAB. V.3 – Les transitions des niveaux de ^{22}Mg vers ^{21}Na prédites par le calcul en modèle en couches avec l'interaction d'Ormand-Brown en considérant un spin 3^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al . Seules les transitions avec un rapport d'embranchement au-dessus de 1% ont été tabulées.

avec un spin 4^+ puis avec un spin 3^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al . Les rapports d'embranchement tabulés sont des rapports d'embranchement absolus c'est-à-dire par rapport à ^{22}Al .

B Comparaison des résultats expérimentaux avec le calcul en modèle en couches

B.1 Le spin de l'état fondamental de ^{22}Al

Dans ce paragraphe nous allons voir que la comparaison entre les transitions $\beta - \gamma$ à partir de ^{22}Al vers ^{22}Mg déduites de l'expérience, les transitions $\beta - \gamma$ prédites par le calcul et les transitions $\beta - \gamma$ du noyau miroir ^{22}F vers ^{22}Ne , peut permettre l'assignation du spin de l'état fondamental de ^{22}Al .

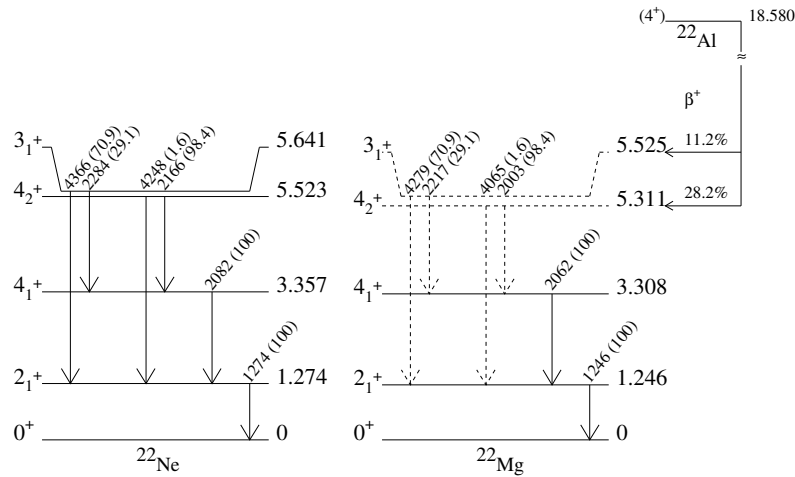


FIG. V.4 – Prédiction pour le schéma partiel de décroissance $\beta - \gamma$ de ^{22}Al dans l'hypothèse d'un spin 4^+ pour l'état fondamental. Ce schéma a été construit à partir du calcul de modèle en couches et de la comparaison avec le noyau miroir ^{22}Ne . Les raies γ connues dans ^{22}Mg sont représentées en traits pleins. Celles prédites à partir du noyau miroir ^{22}Ne sont représentées en traits discontinus.

Considérons le cas où le spin de l'état fondamental de ^{22}Al est un spin 4^+ . Les états de ^{22}Mg essentiellement atteints par une transition β^+ ont des spins 3^+ , 4^+ ou 5^+ . Le calcul du modèle en couches prévoit des transitions β vers le deuxième état 4^+ noté 4_2^+ de ^{22}Mg à 28% et vers l'état 3_1^+ de ^{22}Mg à 11% (figure V.3). Cependant ces deux niveaux 4_2^+ et 3_1^+ de ^{22}Mg ne sont pas connus expérimentalement. En comparant le schéma de niveaux de ^{22}Mg avec celui de son noyau miroir ^{22}Ne on constate que ^{22}F , le noyau miroir de ^{22}Al , décroît par $\beta^- - \gamma$ à 59.3% vers un état 4_2^+ situé à 5523 keV dans ^{22}Ne et à 18.0% vers

un état 3_1^+ situé à 5641 keV (voir la figure V.4). On considère que ces deux niveaux sont les miroirs des niveaux calculés 4_2^+ et 3_1^+ dans ^{22}Mg .

Dans ce cas les mêmes raies γ devraient être observables dans chacun des miroirs. On considère que les intensités des raies γ relatives à chaque niveau sont identiques. Ces raies sont schématisées sur la figure V.4. Les raies γ à 1246 et 2062 keV sont bien connues dans ^{22}Mg [NNDC1]. Néanmoins, l'efficacité de notre dispositif expérimental n'est pas de 100%, les raies γ au-dessus de 4 MeV ne sont pas observées, seules quatre raies γ devraient être visibles:

- $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ à $\approx 2003 \text{ keV}$: 28%
- $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ à 2062 keV : 31%
- $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ à 1246 keV : 39%
- $3_1^+ \rightarrow 4_1^+$ à $\approx 2217 \text{ keV}$: 3%

Les pourcentages énumérés ci-dessus représentent les intensités relatives pour chaque raie γ par rapport à la décroissance de ^{22}Al . Celles-ci ont été déterminées en considérant l'embranchement β calculé par le modèle en couches pour les états 4_2^+ (28%) et 3_1^+ (11%) de ^{22}Mg multiplié par les intensités relatives γ à partir de chaque niveau. Si les intensités relatives ne sont pas connues dans ^{22}Mg on utilise celles du noyau miroir ^{22}Ne (voir la figure V.4).

On remarque que le niveau 3_1^+ situé à $\approx 5525 \text{ keV}$ calculé dans ^{22}Mg est au-dessus du seuil d'émission d'un proton qui est de 5501 keV . La différence n'est que de 24 keV . Cependant la pénétrabilité de la barrière coulombienne et centrifuge nécessite une différence d'énergie assez grande de l'ordre de 200 keV ou plus [MUT91]. Par conséquent, la probabilité de décroître par émission proton est très faible donc ce niveau va décroître par émission γ .

Maintenant considérons le cas où l'état fondamental de ^{22}Al a un spin 3^+ . Les états de ^{22}Mg atteints par transition β^+ ont des spin 2^+ , 3^+ ou 4^+ .

Dans ce cas, le calcul du modèle en couches prévoit 20% de transition β vers l'état 4_2^+ et 29% vers l'état 2_2^+ dans ^{22}Mg (figure V.2). Un niveau situé à 4400.9 keV dans ^{22}Mg est assigné comme ayant un spin 2^+ ou un spin 1^+ qui décroît par l'émission de deux raies γ à 3154 keV (91.7%) et 4400 keV (8.3%). Dans le noyau miroir ^{22}Ne le niveau 2_2^+ situé à 4456.7 keV décroît par l'émission de deux raies γ à 3182 keV (98.4%) et 4456 keV (1.6%). On considère que le niveau à 4400.9 keV dans ^{22}Mg est le niveau 2_2^+ recherché (voir la figure V.5).

Comme précédemment on assigne le niveau calculé 4_2^+ situé à 5311 keV dans ^{22}Mg à son miroir 4_2^+ dans ^{22}Ne à 5523 keV . Ce dernier décroît en émettant deux raies γ à 2166 keV (98.4%) et à 4248 keV (1.6%). Donc le niveau 4_2^+ dans ^{22}Mg devrait aussi décroître en émettant deux raies γ à $\approx 2003 \text{ keV}$ et $\approx 4065 \text{ keV}$.

La figure V.5 représente toutes les transitions γ possibles dans ce cas. Les γ qui seront visibles par notre dispositif expérimental sont soit à basse énergie soit ont un grand embranchement. Seules trois raies γ répondent à ces conditions:

- $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ à $\approx 2003 \text{ keV}$: 20%
- $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ à 2062 keV : 20%
- $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ à 1246 keV : 49%

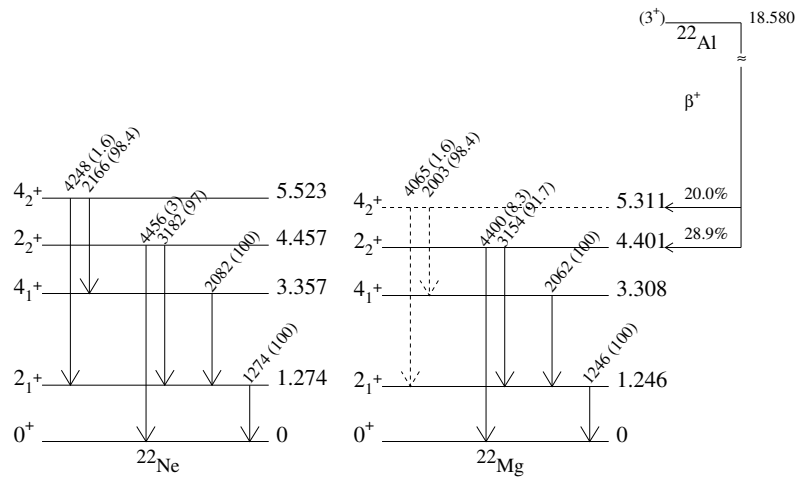


FIG. V.5 – Prédiction pour le schéma partiel de décroissance β – γ de ^{22}Al dans l'hypothèse d'un spin 3^+ de l'état fondamental. Ce schéma a été construit à partir du calcul de modèle en couches et de la comparaison avec le noyau miroir ^{22}Ne . Les raies γ connues dans ^{22}Mg sont représentées en traits pleins. Celles prédites à partir du noyau miroir ^{22}Ne sont représentées en traits discontinus.

Ces embranchements sont les intensités relatives à chaque énergie γ par rapport à la décroissance de ^{22}Al car on considère les embranchements β calculés avec le modèle en couches multiplié par les intensités relatives à chaque niveau.

On rappelle qu'expérimentalement on a observé quatre raies γ qui proviennent de ^{22}Mg avec les intensités suivantes par rapport à ^{22}Al :

- 1985 keV: $(31.1 \pm 5.4)\%$
- 2062 keV: $(34.1 \pm 5.8)\%$
- 1246 keV: $(38.2 \pm 6.9)\%$
- 2153 keV: $(1.7 \pm 0.7)\%$

Sur la figure V.6 on compare les intensités attendues des raies γ pour un spin 3^+ ou 4^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al avec les intensités des raies γ observées expérimentalement. On constate que le nombre de raies observé est en accord avec un spin 4^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al . De plus les intensités sont clairement en accord avec un spin 4^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al . En effet on prévoit que les intensités des trois raies γ les plus visibles soient du même ordre de grandeur pour un spin 4^+ , par contre pour un spin 3^+ il

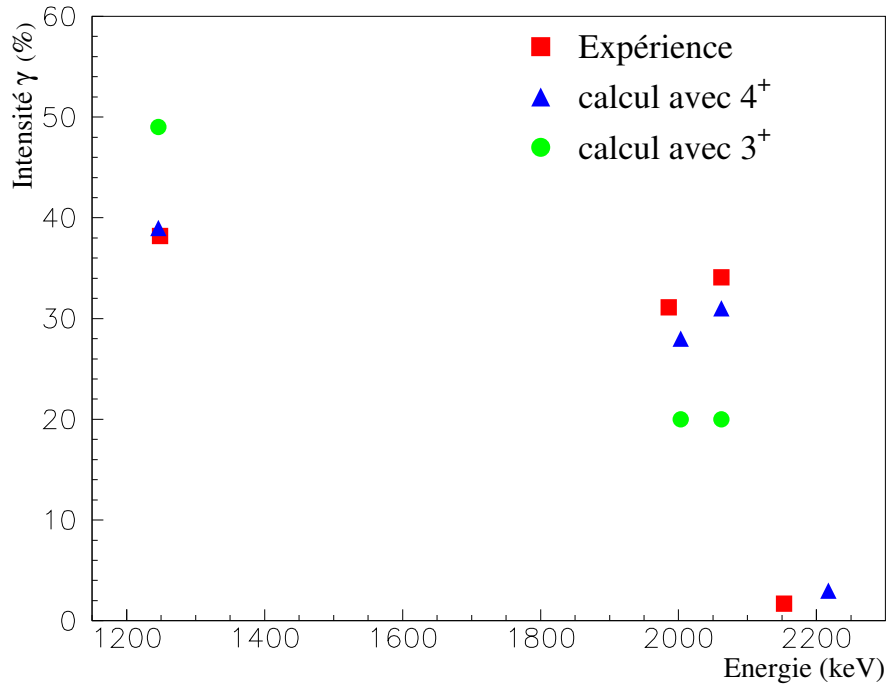


FIG. V.6 – Chaque point représente l'intensité d'une raie γ en fonction de son énergie. Les points carrés représentent les raies observées expérimentalement. Les points ronds (triangulaires) représentent les raies γ observables avec notre dispositif expérimental dans le cas d'un spin 3^+ (4^+) pour l'état fondamental de ^{22}Al .

y a un facteur 2 entre l'intensité de l'une des raies par rapport aux deux autres.

En conclusion, la comparaison entre les résultats expérimentaux et le calcul du modèle en couches associé aux données du noyau miroir montre que le spin de l'état fondamental de ^{22}Al est un 4^+ .

Les énergies γ non connues à 1985 keV et 2153 keV correspondent à de nouvelles transitions $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ et $3_1^+ \rightarrow 4_1^+$ dans ^{22}Mg respectivement. Dans ce cas, la configuration de transitions $\beta - \gamma$ adoptée est celle de la figure V.4.

En conclusion, deux nouveaux niveaux dans ^{22}Mg assignés comme 4_2^+ et 3_1^+ sont situés aux énergies d'excitation de 5293 keV et 5461 keV respectivement.

On constate que l'intensité de la raie γ à 1246 keV constitue l'embranchement total des transitions $\beta - \gamma$. Donc $Br_{\beta-\gamma} = (38.2 \pm 6.9)\%$.

Soit $Br_{\beta-\gamma} = Br_{\beta_1} + Br_{\beta_2}$ avec Br_{β_1} et Br_{β_2} les rapports d'embranchement β de ^{22}Al vers les états 3_1^+ ou 4_2^+ de ^{22}Mg respectivement. Si on considère que ces niveaux ont les

mêmes intensités γ relatives que le noyau miroir, on peut écrire:

$$\begin{aligned} I_1 &= 0.291 \times Br_{\beta_1} \\ I_2 &= 0.984 \times Br_{\beta_2} \end{aligned}$$

avec: I_1 et I_2 les intensités par rapport à ^{22}Al des raies γ à 2153 keV et 1985 keV respectivement.

On détermine que: $Br_{\beta_1} = (17.1 \pm 2.4)\%$ et $Br_{\beta_2} = (31.6 \pm 5.5)\%$. Ces valeurs sont proches de celles calculées, 11.2% et 28.2% respectivement. La somme $Br_{\beta_1} + Br_{\beta_2} = (48.7 \pm 6.0)\%$ est compatible dans les barres d'erreurs avec l'intensité de la raie γ à 1246 keV.

B.2 Le temps de vie de ^{22}Al

Le calcul des rapports d'embranchement des transitions β nécessite la connaissance du temps de vie de ^{22}Al . Pour effectuer le calcul avec un spin 3^+ ou 4^+ de l'état fondamental de ^{22}Al , on utilise une valeur initiale arbitraire. Finalement, comme la somme des rapports d'embranchement doit être égal à 100% on renormalise ces rapports. Ce facteur de renormalisation est aussi le même pour le temps de vie. On calcule ainsi avec le modèle en couches que si le spin de l'état fondamental de ^{22}Al est un 3^+ , le temps de vie renormalisé est de 79.6 ms et si le spin est un 4^+ , on trouve une valeur de 84.6 ms.

Ces valeurs sont proches des valeurs calculées par A. Brown dans [BLA97] 78 ms pour un 3^+ et 85 ms pour un 4^+ dans le cas d'une interaction USD. Expérimentalement nous avons mesuré un temps de vie de (91.1 ± 0.5) ms. Cette mesure est compatible avec la mesure de Cable et al. [CAB82] $T_{1/2} = 70^{+50}_{-35}$ ms vu les barres d'erreurs assez importantes. Par contre elle diffère de la mesure de Blank et al. qui n'est que de (59 ± 3) ms.

On constate que le calcul de $T_{1/2}$ pour un spin 4^+ de l'état fondamental de ^{22}Al est plus proche des mesures expérimentales. C'est un argument de plus en faveur de l'assignation d'un spin 4^+ à l'état fondamental de ^{22}Al .

B.3 Les rapports d'embranchement

Si on somme les rapports d'embranchement des transitions β -particules chargées identifiées expérimentalement (voir tableau IV.4), on obtient $(56.1 \pm 2.4)\%$ des décroissances de ^{22}Al . Cependant, on a déterminé le rapport d'embranchement total des transitions β -particules chargées qui est de $Br_{\beta-p} = (65.9 \pm 0.1)\%$ (voir le paragraphe G.2). En effet, il ne faut pas oublier les petites contributions avec un rapport d'embranchement $Br < 0.2\%$ dont on estime le rapport d'embranchement à $(9.8 \pm 2.5)\%$.

Si on représente la somme croissante des rapports d'embranchement en fonction de l'énergie de transition, on obtient les points noirs de la figure V.7. Ces points sont comparés avec les calculs du modèle en couches en utilisant l'interaction d'Ormand-Brown, d'une part pour un spin 3^+ de l'état fondamental de ^{22}Al en discontinu, d'autre part pour un spin

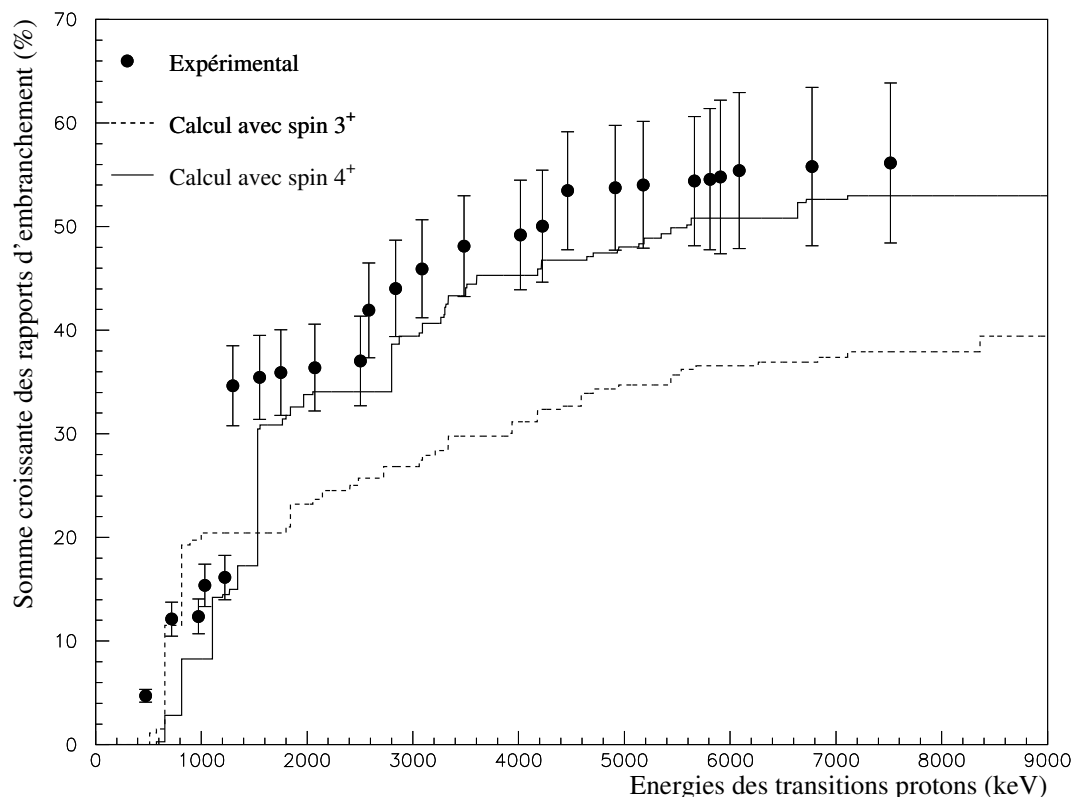


FIG. V.7 – La somme croissante des rapports d'embranchement est représentée en fonction de l'énergie des particules émises. On prend en compte tous les types de transitions: $1p$, $2p$ et α . Les points noirs représentent les points expérimentaux. La ligne continue représente le résultat d'un calcul du modèle en couche avec l'interaction d'Ormand-Brown pour un spin 4^+ de l'état fondamental de ^{22}Al . Le même calcul pour un spin 3^+ est représenté en ligne discontinue. Dans le cas du calcul, seules les transitions avec un rapport d'embranchement au-dessus de 0.25% sont prises en compte.

4^+ en continu. Expérimentalement, nous n'avons pu distinguer que des transitions avec un rapport d'embranchement supérieur ou égal à 0.25% (voir tableau IV.4).

Donc dans le cas du calcul sur la figure V.7, seuls les rapports d'embranchement au-dessus de 0.25% ont été pris en compte. Les transitions calculées tiennent compte de tous les types de transition: β -proton- γ vers ^{21}Na et β - $2p$ vers ^{20}Ne

On constate que le calcul pour un spin 4^+ reproduit bien la somme totale des embranchements $Br_{\beta-p}$. La somme totale théorique pour un spin 4^+ est de 53% par contre pour un spin 3^+ elle n'est que de 39.5%.

L'allure générale des points expérimentaux épouse mieux celle du calcul pour un spin 4^+ . En effet, les sauts en embranchement se situent approximativement à la même énergie. Contrairement au calcul pour un spin 3^+ qui ne reproduit ni la somme totale ni l'allure générale expérimentale. Cette figure est un argument de plus en faveur du spin 4^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al .

On a montré précédemment que seuls les niveaux 4_2^+ et 3_1^+ sont alimentés par la décroissance β simple (sans émission de particule chargée) de ^{22}Al . Dans ce cas l'intensité de la raie γ à 1246 keV est égale à l'embranchement total des transitions $\beta - \gamma$ noté $Br_{\beta-\gamma}$ à partir de ^{22}Al (voir la figure V.4).

$Br_{\beta-\gamma}$ est égal à $(38.2 \pm 6.9)\%$. Il est compatible avec l'intensité de $(47.4 \pm 9.3)\%$ de la raie détectée à 583 keV . En effet, cette raie correspond à la transition γ du premier état excité vers l'état fondamental de ^{22}Na (voir la figure IV.27). Comme le ^{22}Mg décroît à 100% par $\beta - \gamma$ sur le ^{22}Na et n'alimente pas l'état fondamental, l'intensité de la raie à 583 keV relativement à ^{22}Mg est de 100%. Donc l'intensité de cette raie par rapport à ^{22}Al est aussi une mesure de l'embranchement total des transitions $\beta - \gamma$ à partir de ^{22}Al . Cependant nous choisissons la valeur dont l'erreur est la plus petite.

Pour vérifier que nous avons mesuré l'ensemble des décroissances de ^{22}Al il suffit de sommer $Br_{\beta-p}$ et $Br_{\beta-\gamma}$. La somme totale des décroissances mesurées est égale à $(104.1 \pm 7.3)\%$. Les barres d'erreurs ont été calculées par une somme quadratique de tous les embranchements individuels. Dans les limites des barres d'erreur cette valeur est compatible avec la valeur 100%. En fait nous n'avons pu identifier qu'une partie de l'ensemble des décroissances de ^{22}Al qui totalise un embranchement de 94.3%.

B.4 La force de Fermi et de Gamow-Teller

Après avoir proposé un schéma expérimental de décroissance β^+ de ^{22}Al nous pouvons calculer la force de Fermi et de Gamow-Teller pour chaque niveau excité dans ^{22}Mg alimenté par cette décroissance. A partir de l'équation I.5 la combinaison de la force de Fermi et de Gamow-Teller s'écrit comme suit:

$$B(F) + \frac{1}{\left(\frac{g_A}{g_V}\right)^2} B(GT) = \frac{k}{ft_{1/2}} \quad (\text{V.1})$$

Pour chaque niveau dans ^{22}Mg dont on connaît l'énergie d'excitation et le rapport d'embranchement à partir de ^{22}Al , on calcule la quantité $ft_{1/2}$ en utilisant le programme [NNDC2].

On considère que toutes les transitions β vers les niveaux en dessous de l'état IAS sont des transitions de type Gamow-Teller. Dans ce cas $B(F)$ est nul. Pour la transition β vers l'état IAS, c'est $B(GT)$ qui est négligeable.

Les figures V.8 et V.9 représentent l'intégration de la force de Gamow-Teller sur tout un domaine en énergie d'excitation de ^{22}Mg allant de 0 à 14 MeV car on ne trouve pas

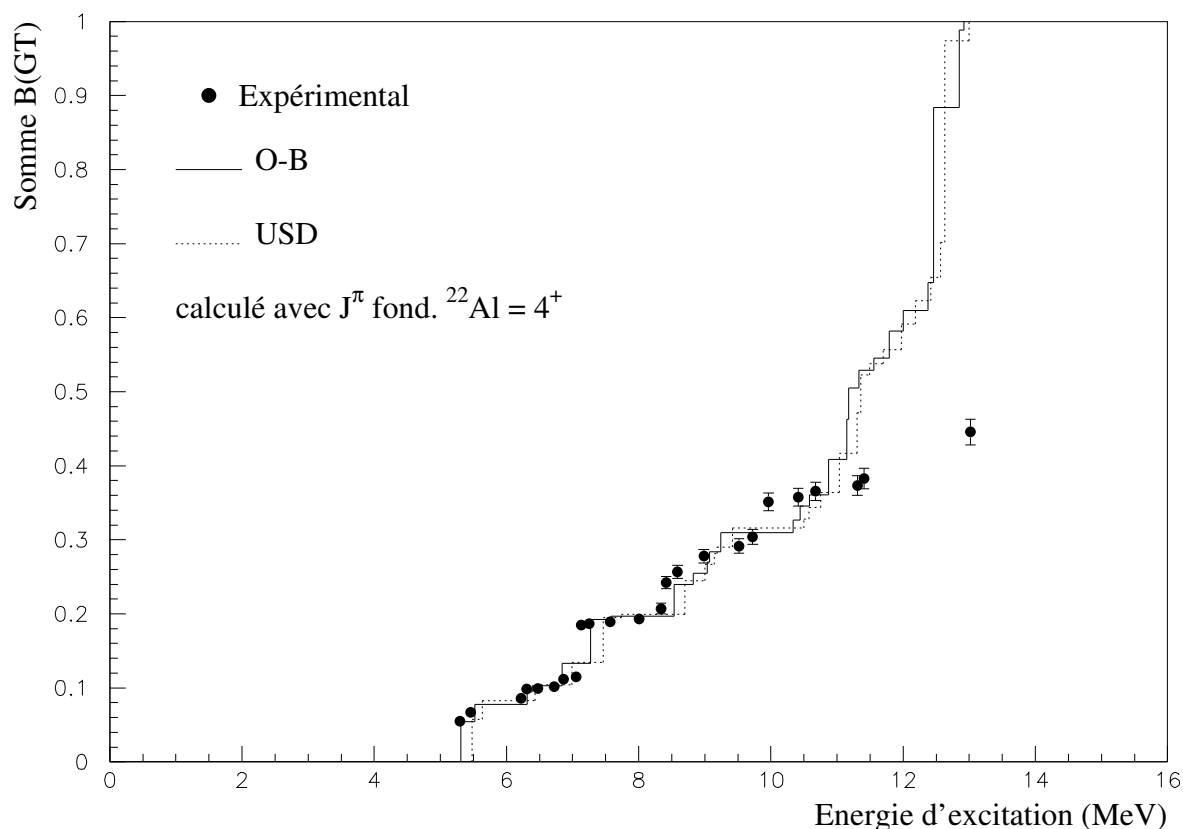


FIG. V.8 – La force de Gamow-Teller intégrée en fonction de l'énergie d'excitation de ^{22}Mg . Les ronds noirs correspondent aux résultats expérimentaux pour tous les niveaux de ^{22}Mg en dessous de l'état IAS. Les lignes correspondent au calcul par le modèle en couches avec l'interaction USD ou d'Ormand-Brown comme l'indique la figure. Ces calculs de modèle en couche ont été effectués en considérant un spin 4^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al et un opérateur Gamow-Teller effectif contenant le facteur de réduction. Dans le cas du calcul, seules les transitions avec un rapport d'embranchement au-dessus de 0.25% ont été considérées.

expérimentalement de transition β vers des niveaux au-dessus de l'état IAS. Sur cette figure seuls les niveaux en dessous de l'IAS ont été considérés. Les résultats expérimentaux sont représentés par les ronds noirs. La ligne discontinue représente le calcul de modèle en couches avec l'interaction d'Ormand-Brown et la ligne en pointillés avec l'interaction USD. Comme précédemment, on ne considère que les transitions avec un rapport d'embranchement supérieur à 0.25%. La figure V.8 pour un spin 4^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al et la figure V.9 pour un spin 3^+ .

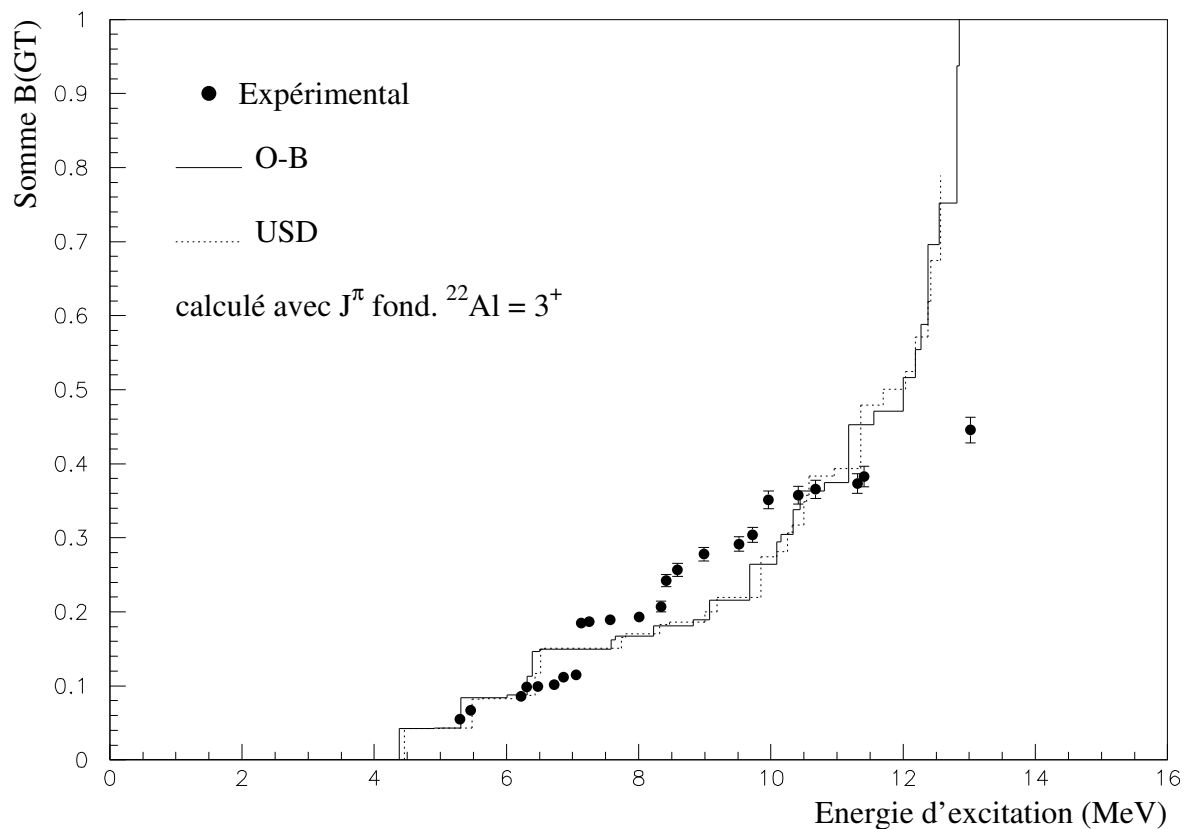


FIG. V.9 – La force de Gamow-Teller intégrée en fonction de l'énergie d'excitation de ^{22}Mg . Les ronds noirs correspondent aux résultats expérimentaux pour tous les niveaux de ^{22}Mg en dessous de l'état IAS. Les lignes correspondent au calcul par le modèle en couches avec l'interaction USD ou d'Ormand-Brown comme l'indique la figure. Ces calculs de modèle en couche ont été effectués en considérant un spin 3^+ pour l'état fondamental de ^{22}Al et un opérateur Gamow-Teller effectif contenant le facteur de réduction. Dans le cas du calcul, seules les transitions avec un rapport d'embranchement au-dessus de 0.25% ont été considérées.

Globalement, on constate que les résultats expérimentaux sont bien reproduits par le calcul pour un spin 4^+ ce qui n'est pas le cas du spin 3^+ .

Pour les basses énergies d'excitation l'accord est parfait entre les résultats expérimentaux et le calcul avec un spin 4^+ . A plus haute énergie, les points expérimentaux sont en dessous des valeurs calculées. Ceci peut-être expliqué par le fait qu'on ne mesure pas la totalité des décroissances β . Cet effet est plus visible à haute énergie car les embranchements sont plus petits et la densité des niveaux qui augmente ne permet pas de distinguer toutes les

décroissances.

Finalement comme l'accord avec les calculs théoriques est quasi parfait on peut valider le schéma de décroissance proposé.

On rappelle que les calculs théoriques ont été effectués avec un opérateur de Gamow-Teller effectif. L'accord entre les résultats du calcul et l'expérience montre que cet opérateur développé par Brown et Wildenthal dans [BRO85] reproduit bien la force de Gamow-Teller pour cette région de masse (17 à 39) sur le domaine en Q_β allant de 4 à 13 MeV .

Pour la décroissance β vers l'état IAS $T = 2$ dans ^{22}Mg , on peut estimer la force de Fermi mesurée. En effet, si on considère que cette transition est une transition β Fermi pure. Dans ce cas $B(GT)$ est nul et on calcule $B(F)$ à partir de la relation précédente après avoir déterminé $Logft$ puisqu'on connaît l'embranchement β vers l'IAS. On trouve une valeur $B(F) > 2.13 \pm 0.48$. Quant à la valeur théorique elle est donnée par $B(F) = |Z - N| = 4$. On constate que $B(F)$ expérimental est bien en dessous de la valeur théorique. Cependant on ne peut rien conclure car on sait que des transitions β -particules provenant de l'IAS n'ont pas été observées dans cette expérience. En effet, l'énergie maximum observable de $Ep = 8.2 MeV$ pour les particules, n'a pas permis de mesurer les décroissances proton de l'état IAS vers le premier état excité et le fondamental de ^{21}Na déjà observées par Cable et al. dans [CAB82]. Ces derniers n'ont pas estimé les rapports d'embranchement.

B.5 Les niveaux excités de ^{22}Mg

Maintenant que l'on a assigné le spin de l'état fondamental de ^{22}Al comme un spin 4^+ , nous pouvons tenter d'assigner le spin-parité des niveaux excités de ^{22}Mg en comparant nos résultats expérimentaux (voir la figure V.1 et le tableau V.1) avec le calcul théorique et la décroissance du noyau miroir ^{22}F vers ^{22}Ne étudiée par Davids et al. [DAV74] dont les résultats sont tabulés dans le tableau V.4.

Energie d'excitation dans $^{22}Ne(MeV)$	J	Br (%)	Log ft
1.27458 ± 0.00003	2_1	0.7	> 7.5
3.3572 ± 0.0005	4_1	3.4	6.73 ± 0.30
4.4542 ± 0.0009	2_2	< 0.13	> 7.8
5.360 ± 0.008	2_3	< 0.12	> 7.5
5.5234 ± 0.0007	4_2	59.3	4.80 ± 0.02
5.6411 ± 0.0008	3_1	18.0	5.27 ± 0.02
6.3450 ± 0.001	4_3	7.7	5.35 ± 0.02
7.3411 ± 0.0011	$3_2(4_4)$	1.3	5.63 ± 0.07
7.4236 ± 0.0009	5_1	9.6	4.72 ± 0.02

TAB. V.4 – Niveaux de ^{22}Ne atteints par décroissance β^- de ^{22}F . Ce sont les résultats de Davids et al. dans [DAV74]

Ci-dessous, les niveaux pour lesquels une tentative d'assignation de spin a été entreprise sont énumérés:

1. Précédemment nous avons déjà assigné les états à 5.294 MeV et à 5.461 MeV dans ^{22}Mg aux niveaux 4_2^+ et 3_1^+ respectivement.
2. D'après les calculs tabulés dans le tableau V.2 la transition proton à partir du niveau 4_3^+ à 6315 keV dans ^{22}Mg décroît vers le fondamental de ^{21}Na . L'embranchement de ce niveau est de 5.74% (voir la figure V.3).
Expérimentalement, le niveau à 6221 keV décroît aussi vers le fondamental de ^{21}Na mais son embranchement est de 7.4% . Dans le noyau miroir le niveau 4_3^+ à 6345 keV dans ^{22}Ne possède un embranchement de 7.7% comparable.
Etant donné que les énergies des niveaux et les rapports d'embranchement sont très proches, on en déduit que le niveau à 6221 keV dans ^{22}Mg est un état 4_3^+ .
3. On remarque une transition proton calculée à partir du niveau 5_1^+ à 7270 keV dans ^{22}Mg vers le premier état excité dans ^{21}Na comparable au niveau expérimental à 7132 keV qui décroît aussi vers le premier état excité dans ^{21}Na .
En effet, en plus d'une différence en énergie qui n'est que de 138 keV , l'embranchement de ce niveau est le plus grand parmi toutes les transitions β -protons.
Cependant, ce niveau existe aussi dans le noyau miroir à 7424 keV . La différence en énergie par rapport à l'expérience est de 292 keV . C'est une grande différence mais elle n'est pas improbable. Par contre, le rapport d'embranchement β est réduit de moitié.
On peut donc considérer que le niveau à 7132 keV est un état 5_1^+ mais un doute subsiste quant à la comparaison avec le noyau miroir.

Pour le reste des transitions cela devient de plus en plus difficile étant donné l'importante densité de niveaux à plus haute énergie.

C La masse de ^{22}Al

^{22}Al fait partie de ce qu'on appelle un multiplet isobarique c'est-à-dire d'une chaîne de noyaux qui possèdent le même nombre de nucléons. En principe, si l'interaction nucléon-nucléon était indépendante de la charge, ces noyaux devraient avoir le même schéma de niveaux. La masse serait identique et les niveaux posséderaient les mêmes valeurs d'énergie, de spin et de parité. Cependant, comme les noyaux sont composés de protons et de neutrons, il faut tenir compte de la différence de masse proton - neutron mais aussi de l'interaction coulombienne entre les protons.

En fait, les propriétés des niveaux dépendent de la charge donc de T_Z . Les énergies des états sont décalées.

En particulier la masse des noyaux de même T dépend de T_Z suivant l'équation du multiplet de masse isobarique $IMME$ donnée par:

$$M(A, T, T_Z) = a(A, T) + b(A, T)T_Z + c(A, T)T_Z^2$$

La mesure de l'état IAS dans ^{22}Mg permet de le comparer aux niveaux IAS des autres membres de la chaîne isobarique $T = 2$. En fait, pour les niveaux $T = 2$ les plus bas en énergie, on identifie quatre niveaux:

1. l'état fondamental de ^{22}Al avec $T_Z = -2$
2. l'état excité dans ^{22}Mg que nous mesurons à $E_{IAS} = (14011.7 \pm 3.5) \text{ keV}$ avec $T_Z = -1$
3. l'état excité dans ^{22}Ne à $E_{IAS} = (14070. \pm 40.) \text{ keV}$ avec $T_Z = +1$
4. l'état fondamental de ^{22}F avec $T_Z = +2$

Trois de ces niveaux ont été mesurés expérimentalement. Ceci permet de déterminer les trois paramètres de l'IMME.

- Pour ^{22}Mg
 $M_{22\text{Mg}} = a - b + c$ avec la masse de $M_{22\text{Mg}} = E_{IAS} + \Delta_{22\text{Mg}}$ où $\Delta_{22\text{Mg}} = (-396.8 \pm 1.4) \text{ keV}$ est l'excès de masse.
- Pour ^{22}Ne
 $M_{22\text{Ne}} = a + b + c$ avec la masse de $M_{22\text{Ne}} = E_{IAS} + \Delta_{22\text{Ne}}$ où $\Delta_{22\text{Ne}} = (-8024.34 \pm 0.22) \text{ keV}$ est l'excès de masse.
- Pour ^{22}F
 $M_{22\text{F}} = a + 2b + 4c$ avec la masse de $M_{22\text{F}} = \Delta_{22\text{Mg}}$ où $\Delta_{22\text{F}} = (2794 \pm 12) \text{ keV}$ est l'excès de masse.

On trouve: $a = 9652.7 \pm 40.2$, $b = -3784.6 \pm 20.1$, $c = 177.6 \pm 20.4$. A l'aide de ces paramètres on calcule la masse de ^{22}Al avec $T_Z = -2$. On obtient:

$$M_{22\text{Al}} = (17932 \pm 99) \text{ keV}$$

La calcul d'erreur $\Delta M_{22\text{Al}}$ est effectué en différentiant l'équation de l'IMME par rapport à a , b et c . On trouve la formule suivante:

$$\Delta M_{22\text{Al}} = \sqrt{\Delta a^2 + (\Delta b \times T_z)^2 + (\Delta c \times T_z^2)^2}$$

En fait, l'énergie IAS de ^{22}Mg que nous avons utilisé précédemment est la moyenne des valeurs obtenue pour chaque transition de particule. Cependant, seule la transition $2p$ vers le premier état excité de ^{20}Ne a été clairement identifiée par les coïncidences avec les rayonnements γ . La transition α aussi mais celle-ci présente une trop faible statistique. Donc pour la transition $2p$ on trouve une valeur de $E_{IAS} = (13629.0 \pm 8.5) \text{ keV}$. La masse de ^{22}Al qui en résulte est de $M_{22\text{Al}} = 17961 \pm 100) \text{ keV}$. Les deux valeurs sont compatibles mais l'erreur est légèrement plus grande dans le deuxième cas à cause de la statistique qui est moins importante pour une transition $2p$. Finalement, on conserve la première valeur.

Audi et al. [AUD97] prédisent une masse de $M_{22\text{Al}} = (18180 \pm 90) \text{ keV}$. En considérant les barres d'erreurs la valeur que nous avons mesurée à $M_{22\text{Al}} = (17932 \pm 99) \text{ keV}$ s'en approche à 60 keV près.

D L'asymétrie miroir

D'après l'hypothèse de la non dépendance de la force nucléaire vis-à-vis de la charge, la décroissance β^- de ^{22}F doit être symétrique par rapport à son noyau miroir ^{22}Al . Ils devraient décroître vers les niveaux analogues dans les noyaux fils avec les mêmes valeurs de ft . Cependant, comme nous l'avons signalé précédemment il y a une différence due aux protons et aux neutrons. L'asymétrie est généralement due à l'interaction coulombienne qui introduit une différence dans les fonctions d'onde radiale des états miroirs [TOW73]. Le facteur d'asymétrie donné par l'équation I.6 permet de quantifier cette différence entre les décroissances β des noyaux miroirs ^{22}Al et ^{22}F .

On utilise les résultats de la comparaison entre l'expérience, les calculs de modèle en couches et le noyau miroir indiqués dans le paragraphe B.5.

Pour notre mesure le premier niveau dans ^{22}Mg sur lequel ^{22}Al décroît est le niveau à 5.294 MeV à 31.6%. Ce niveau a déjà été assigné au niveau 4_2^+ dans ^{22}Ne . Ils sont très proches en énergie et possèdent le plus grand rapport d'embranchement β . On trouve un facteur d'asymétrie de $\delta = 4.1 \pm 0.1$.

L'état à 5.461 MeV dans ^{22}Mg a aussi été assigné au niveau 3_1^+ dans ^{22}Ne . On trouve un facteur d'asymétrie de -0.6 ± 0.1 .

Pour le niveau à 6.221 MeV dans ^{22}Mg comparé à l'état 4_3^+ dans ^{22}Ne le facteur d'asymétrie est égal à $\delta = -0.07 \pm 0.06$.

Si on considère que le niveau à 7132 keV est bien le niveau 5_1^+ miroir du niveau à 7424 keV dans ^{22}Ne , on trouve un facteur d'asymétrie de $\delta = 0.07 \pm 0.05$.

Dans l'ensemble les facteurs d'asymétrie sont petits sauf pour le niveau à 5.294 MeV où l'asymétrie est très importante. On remarque aussi que certains des facteurs d'asymétrie sont négatifs, cependant pour le niveau à 6.221 MeV il est pratiquement nul si on prend en compte la barre d'erreur.

E Récapitulatif des résultats

Ce travail a été consacré à l'étude expérimentale de la décroissance β -particules retardées de ^{22}Al . A travers cette thèse, la combinaison des résultats expérimentaux et des calculs théoriques de modèle en couches ont permis d'atteindre les principaux objectifs que nous nous sommes fixés au départ, à savoir:

- une meilleure précision de mesure des rapports d'embranchement essentiellement due à la pureté du faisceau de ^{22}Al produit avec une grande intensité (voir le paragraphe G.2).
- la première mesure des coïncidences β -particules retardées avec les rayonnements γ qui a permis de positionner les transitions β -particules sur le schéma de décroissance de ^{22}Al (voir le paragraphe H.3).

- la détermination du spin de l'état fondamental de ^{22}Al qui est un 4^+ (voir le paragraphe B.1).

De plus, plusieurs résultats complémentaires ont été déduits à travers l'analyse des données expérimentales telles que:

- la mesure du temps de vie de ^{22}Al de $(91.1 \pm 0.5)\text{ms}$ (voir le paragraphe F).
- la masse de ^{22}Al estimée à $(17932 \pm 99)\text{keV}$ (voir le paragraphe C).
- l'assignation de certains niveaux dans le ^{22}Mg (voir le paragraphe B.5)
- la comparaison avec les calculs théoriques qui montre un très bon accord à basse énergie d'excitation quant au calcul de la force de Gamow-Teller (voir le paragraphe B.4).

Deuxième partie

Spectroscopie par diffusion élastique résonante

Chapitre I

Introduction

A Pourquoi faire la spectroscopie des noyaux ?

Les premiers modèles théoriques de structure nucléaire ont été développés pour reproduire les propriétés des noyaux stables. Parmi les informations fondamentales qu'on détermine pour un noyau, on a sa masse, les durées de vie de ses états, ses modes de désexcitation et le schéma de niveaux qui constituent un ensemble essentiel permettant de juger la capacité d'un modèle à reproduire ces propriétés.

Un accord permet de valider le modèle théorique. Par conséquent faire la spectroscopie d'un noyau c'est se donner les moyens de comprendre sa structure.

La même démarche a été appliquée aux noyaux radioactifs dont les propriétés ont commencé à être étudiées dès la découverte de la radioactivité. Dans le cas des noyaux riches en protons, les noyaux non-liés font partie des cas les plus extrêmes. Certains se trouvent même au-delà de la drip-line proton. La spectroscopie de ces noyaux permettra de vérifier si les modèles actuels peuvent s'appliquer à leur cas. Dans le cas contraire cela rajoutera des contraintes supplémentaires aux modèles.

B Principe de la mesure par diffusion élastique résonante en cinématique inverse

Lors d'une réaction entre deux noyaux A et B à basse ou moyenne énergie (≤ 10 MeV d'énergie d'excitation dans le centre de masse) la voie la plus probable est la diffusion élastique. Dans ce cas, la section efficace d'interaction est essentiellement la section efficace de Rutherford. Cependant, expérimentalement, des variations brutales de la section efficace peuvent apparaître à des énergies précises et se superposent sur la section efficace de Rutherford. Ces variations brutales - généralement en forme de pics - représentent en fait des processus résonants correspondants aux états excités du noyau composé.

En effet, les deux noyaux A et B forment le noyau C dans un de ses états propres pour un laps de temps très court. Typiquement ce temps varie de 10^{-21} s à 10^{-18} s équivalent

à des largeurs de résonance de l'ordre de 1 MeV à 1 keV respectivement.

La figure I.1 schématise la formation du noyau composé si l'énergie du système est au-dessus du seuil de la réaction $A + B$. En réalité, en plus de la section efficace de Rutherford et les structures résonantes, il faudrait rajouter la diffusion potentielle due à l'interaction nucléaire et les interférences entre les trois contributions.

Lors d'une diffusion élastique le noyau composé C se désexcite en réémettant les noyaux A et B . La position en énergie des pics observés correspond à l'énergie des niveaux du noyau composé C .

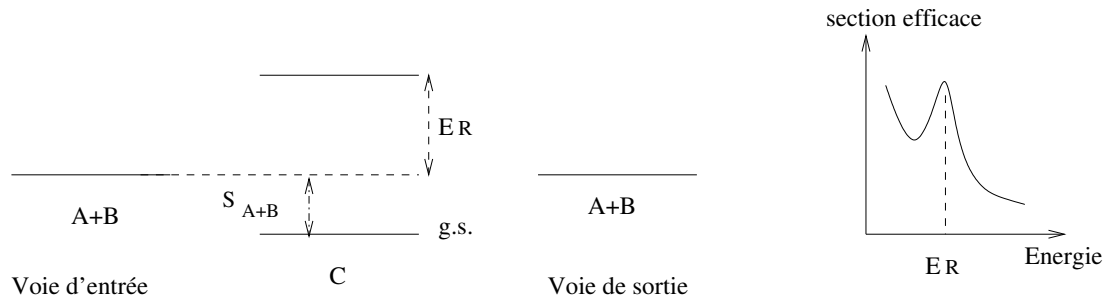


FIG. I.1 – Schéma représentant le principe de la diffusion élastique résonante. Les noyaux A et B forment le noyau composé C dans un état excité au-dessus du seuil ($A + B$) à l'énergie E_R . La section efficace est schématisée comme étant la superposition entre la section efficace de Rutherford et le pic de résonance à l'énergie E_R . En fait, il faudrait rajouter la diffusion potentielle due à l'interaction nucléaire et les interférences entre les trois contributions.

On constate tout de suite que cette méthode peut servir à la spectroscopie du noyau composé. D'ailleurs, les réactions de diffusion élastique en cinématique directe ont été souvent utilisées en physique nucléaire pour la spectroscopie du noyau composé.

Dans notre cas, les noyaux que l'on veut étudier sont très exotiques. Pour pouvoir réaliser la spectroscopie de ces noyaux on doit utiliser des réactions avec des noyaux radioactifs. En l'occurrence avec des faisceaux radioactifs incidents sur une cible stable car les cibles radioactives sont rarement disponibles. La cinématique qui s'impose est donc la cinématique inverse.

De façon générale, la méthode consiste à envoyer un faisceau de noyaux A sur une cible de noyaux B plus légers. Après la réaction, les noyaux de recul B sont détectés et leur énergie mesurée par un détecteur placé à 0° dans le référentiel du laboratoire comme le schématise la figure I.2.

Dans ce cas, si on considère que le détecteur est ponctuel, l'angle des particules B détectées est de $\theta_B = 0^\circ$ dans le laboratoire ce qui correspond à un angle du noyau incident A égal à $\theta_A^* = 180^\circ$ dans le centre de masse.

En effet, la figure I.3 représente les vitesses des particules A et B dans le référentiel du

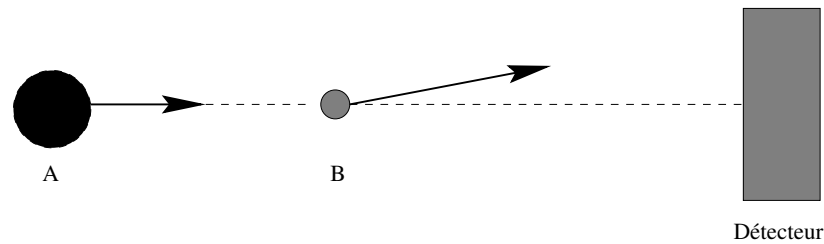


FIG. I.2 – Schéma représentant le noyau incident A sur le noyau le plus léger B (cinématique inverse). Le détecteur détecte les particules B à 0° dans le référentiel du laboratoire.

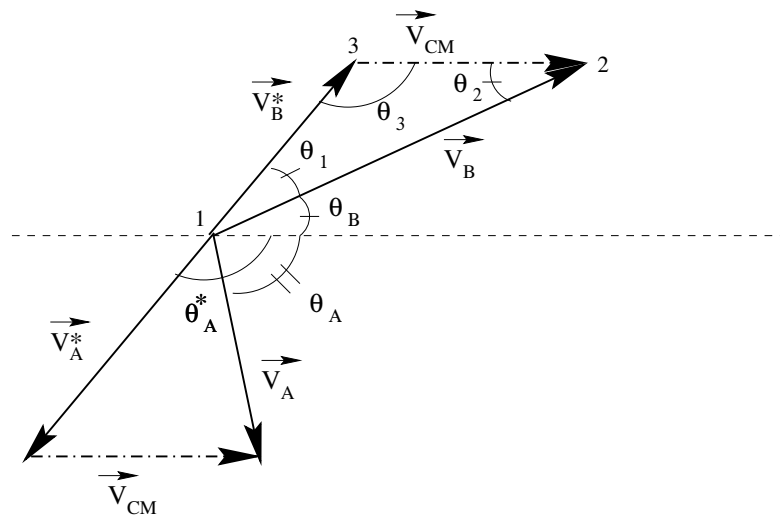


FIG. I.3 – Schéma représentant la relation entre les vitesses et les angles d'émission des particules A et B dans le référentiel du laboratoire par rapport à ceux du référentiel du centre de masse noté par une étoile.

laboratoire par V_A et V_B et dans le centre de masse par V_A^* et V_B^* . Celles-ci répondent aux conditions suivantes:

$$\begin{aligned}\vec{V}_A &= \vec{V}_{CM} + \vec{V}_A^* \\ \vec{V}_B &= \vec{V}_{CM} + \vec{V}_B^*\end{aligned}$$

avec V_{CM} la vitesse du centre de masse.

Sachant que le module des vitesses ne change pas dans le centre de masse et que la particule B est au repos avant la réaction ($\vec{V}_B = \vec{0}$) on obtient: $|V_B^*| = |V_{CM}|$.

Dans ces conditions, les angles θ_1 et θ_2 sur la figure I.3 sont égaux. Et comme l'angle θ_2 est égal à θ_B , l'angle θ_3 est égal à θ_A^* et la somme des angles dans un triangle est égal à π on obtient:

$$\theta_A^* = \pi - 2 \times \theta_B$$

Cette relation permet de conclure que les mesures effectuées en plaçant le détecteur à 0°

sont des mesures à 180° dans le centre de masse.

Une fois les noyaux B détectés, la mesure de leur énergie permet de remonter à l'énergie dans le centre de masse, autrement dit, à l'énergie d'excitation du noyau composé au-dessus du seuil $A + B$.

Effectivement, à 0° l'énergie E_B des noyaux B - après la réaction - est reliée à l'énergie dans le centre de masse E_{CM} par ce qui suit:

$$E_B = \frac{4M_A}{M_A + M_B} \times E_{CM} \quad (\text{I.1})$$

Dans le cas d'un noyau lié par rapport à $A + B$ comme le montre la figure I.1 (l'état fondamental est en dessous du seuil $A + B$), l'énergie d'excitation dans le noyau composé est donnée par:

$$E_{ex} = E_{CM} + S_{A+B}$$

Par contre pour un noyau non lié c'est-à-dire que son niveau fondamental se trouve au-dessus du seuil $A + B$, l'énergie d'excitation dans le noyau composé est donnée par:

$$E_{ex} = E_{CM} - S_{A+B}$$

Ainsi, juste en mesurant l'énergie des noyaux B détectés, on construit la fonction d'excitation du noyau composé (section efficace en fonction de l'énergie d'excitation). La forme de la fonction d'excitation est schématisée sur la figure I.1 pour un seul niveau dans le noyau composé. On remarque que la section efficace de formation du noyau composé augmente considérablement lorsque l'énergie atteint un état résonant. Si on observe plusieurs structures de résonance on peut en déduire le schéma de niveaux du noyau composé.

Cependant, dans ce type de mesure, on se limite aux basses énergies d'excitation ($\leq 10 \text{ MeV}$). D'une part parce que la densité de niveaux augmente généralement au-dessus de 10 MeV et les résonances deviennent difficiles à distinguer. D'autre part parce que d'autres voies de réaction peuvent être ouvertes telles que la réaction de diffusion inélastique ou le noyau incident est diffusé non pas sur son état fondamental, mais sur un de ses états excités. D'autres réactions sont possibles telles que les réactions de cassure du noyau incident.

Dans ce type de mesure, on utilise une cible épaisse. En se ralentissant le faisceau incident peut subir une diffusion tout le long de son parcours à partir de son énergie initiale jusqu'à l'énergie nulle. Ainsi on peut obtenir la fonction d'excitation sur une large gamme en énergie avec seulement une seule énergie du faisceau incident.

L'une des premières utilisations de la diffusion élastique avec une cible épaisse en cinématique inverse a été réalisée à l'institut "Kurchatov" pour la détermination des états en cluster α des noyaux stables par Artemov et al. dans [ART90] et par Gol'dberg et al. dans [GOL97]. Il s'agissait de bombarder des cibles gazeuses de ^4He par un faisceau de ^{12}C et de déterminer les états en cluster α de ^{16}O .

La possibilité d'utiliser cette méthode avec des faisceaux radioactifs a été discutée par Gol'dberg et Pakhomov dans [GOL93] pour l'étude des états en cluster α dans les noyaux miroirs ou bien pour l'étude des niveaux des noyaux proches et au-delà de la "drip-line" proton.

Axelsson, Markenroth et al. ont justement utilisé la diffusion élastique en cinématique inverse avec un faisceau radioactif de ^{10}C incident sur une cible gazeuse de CH_4 pour l'étude du noyau non lié ^{11}N (voir les références [AXE96] et [MAR00]).

Deux mesures ont été effectuées, l'une auprès du spectromètre LISE3 du GANIL et l'autre auprès du spectromètre A1200 à MSU. Dans ce cas, les protons de recul ont été détectés par un télescope de détecteurs silicium placé à 0° dans le laboratoire. La fonction d'excitation a été déterminée jusqu'à 5 MeV et trois niveaux ont été observés: le niveau fondamental et les deux premiers états excités de ^{11}N .

Une autre expérience du même type utilisant un faisceau radioactif a été réalisée à ORNL (Oak Ridge) par Bardayan et al. (voir [BAR99]). Cette fois-ci il s'agit d'un faisceau de ^{17}F incident sur une cible solide de polypropylène $(\text{CH}_2)_n$ pour l'étude du noyau riche en proton ^{18}Ne . Dans ce cas, les protons de recul ont été détectés par un détecteur silicium multi-strip segmenté de forme annulaire (SIDAR). Les ions de ^{17}F sont aussi détectés en coïncidence dans une chambre à ionisation placée après le détecteur SIDAR.

Cette expérience a permis de mesurer le niveau 3^+ du noyau composé ^{18}Ne qui est important en astrophysique pour le calcul du taux de la réaction $^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}$.

C Propriétés de la diffusion élastique en cinématique inverse

La diffusion élastique résonante présente les caractéristiques suivantes:

- une importante section efficace en général (plusieurs centaines de mbarn). Dans certains cas, cela peut compenser la faible intensité d'un faisceau radioactif. La figure I.4 représente la fonction d'excitation obtenue pour ^{13}N par diffusion de ^{12}C sur une cible gazeuse de méthane. La section efficace différentielle au pic de la résonance est de l'ordre de 1 barn/sr (voir [AXE96]).
- une résolution en énergie de l'ordre de 50 keV à 1.6 MeV dans le centre de masse. Cette valeur de la résolution a été mesurée dans une expérience précédente utilisant un faisceau de ^{12}C sur une cible gazeuse de méthane (voir [AXE96]).

En plus de la résolution intrinsèque des détecteurs, plusieurs paramètres conditionnent la résolution en énergie tels que la largeur de la distribution en énergie du noyau incident, le straggling dû à la fenêtre d'entrée, la perte d'énergie et le straggling dans le gaz. Nous discuterons ces points ultérieurement dans le chapitre consacré à la simulation.

Il faut noter qu'il existe un facteur proche de 4 entre la résolution dans le laboratoire et celle dans le centre de masse. En fait, c'est le même facteur que dans la formule I.1 entre E_B et E_{CM} . Comme M_B est généralement bien plus petit que M_A alors ce facteur approche 4.

- une mesure directe des largeurs de résonance qui permet de déduire les facteurs spectroscopiques.

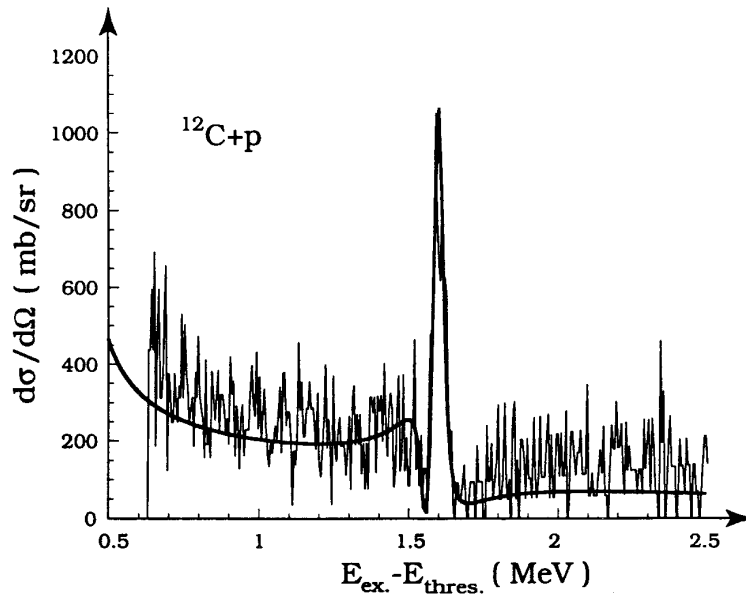


FIG. I.4 – La fonction d’excitation obtenue pour un faisceau de ^{12}C sur une cible gazeuse de CH_4 . Cette figure est tirée de la référence [AXE96].

- une mesure de la distribution angulaire de diffusion permet de déduire le spin et la parité de l’état excité du noyau composé. Nous verrons à la fin de ce chapitre que la mesure à plusieurs angles de diffusion n’est pas toujours nécessaire pour aboutir à une assignation.

Comme nous l’avons introduit précédemment la cinématique inverse apporte de multiples avantages à cette méthode. En effet, elle permet :

- l’exploration des noyaux les plus exotiques à partir de faisceaux radioactifs notamment l’étude de noyaux non-liés.
- de récupérer les particules de recul à l’avant avec une plus grande efficacité. Pour une surface de détection donnée, on récupère plus de particules en cinématique inverse qu’en cinématique directe. L’angle solide de détection est donc augmenté.
- l’utilisation d’une cible épaisse permet de ralentir le faisceau et de parcourir tout un domaine en énergie incidente. Ce domaine en énergie s’étend de zéro -si le faisceau s’arrête dans la cible- à l’énergie initiale du faisceau. Donc il n’y a pas besoin de changer l’énergie incidente du faisceau comme en cinématique directe. La fonction d’excitation (section efficace en fonction de l’énergie) est obtenue avec une seule énergie de faisceau ce qui est particulièrement appréciable avec les faisceaux radioactifs.

En contre partie cette méthode présente quelques inconvénients :

- l’impossibilité d’étudier les niveaux liés qui se trouvent en dessous du seuil $A + B$ sauf si ces niveaux interfèrent avec des niveaux de même J^π au dessus du seuil. Dans

ce cas, il est possible de déterminer des informations sur ces niveaux sous le seuil $A + B$ à travers les interférences observées au dessus du seuil.

- l’analyse des données n’est pas triviale. En effet la théorie décrivant la diffusion élastique résonante est assez complexe (théorie de la matrice R).

D Diffusion inélastique et réaction de cassure

Dans la méthode de diffusion élastique $A + B$ que nous avons décrite précédemment, seules les particules légères B sont détectées. Pour remonter à l’énergie dans le centre de masse on utilise la formule I.1. Cette formule n’est valable que pour une réaction élastique. Cependant, comme on ne mesure que les particules B (et non A) sur une large plage en énergie incidente on ne peut pas distinguer entre les différents processus qui peuvent se produire.

L’un des processus les plus probables après la diffusion élastique est la diffusion inélastique. Dans ce cas, A est diffusé sur un de ses états excités et la réaction s’écrit:



Pour que cette réaction soit possible il faudrait que l’énergie disponible dans le centre de masse soit au moins supérieure à l’énergie d’excitation du noyau A .

Bien sûr cela dépend du système étudié. Pour avoir un ordre de grandeur, prenons un exemple concret. Soit la réaction $^{12}C + p$.

Le premier état excité du ^{12}C se trouve à 4.439 MeV ce qui correspond à 57.7 MeV en énergie incidente pour ^{12}C car:

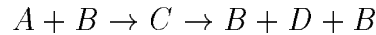
$$E_{inc} = \frac{(12+1)}{1} \times E_{CM}.$$

Pour être sûr qu’aucune réaction de diffusion inélastique ne se produise il faudrait un faisceau incident de ^{12}C avec une énergie inférieure à 57.7 MeV .

Néanmoins si ce n’est pas le cas, on peut noter des propriétés importantes pour notre étude dont la combinaison fait que ce processus peut être négligé:

1. la section efficace de diffusion inélastique est très souvent moins grande que celle de la diffusion élastique (\approx facteur 10).
2. quand il y a compétition entre ces deux modes de décroissance, l’embranchement pour la décroissance inélastique est souvent plus faible.
3. l’angle solide de détection des protons est diminué dans le cas de la diffusion inélastique. En effet, comme il faut plus d’énergie disponible pour cette réaction, la diffusion inélastique se produit plus loin ce qui diminue l’angle solide de détection des protons. De plus la diffusion inélastique ne bénéficie pas de l’effet cinématique qui amène les protons de recul vers l’avant, ce qui réduit davantage l’angle solide effectif de détection.

Un autre processus moins probable peut être confondu avec les événements de diffusion élastique qui est la cassure du noyau A en $B + D$. Dans ce cas la réaction s'écrit:



Pour que cette réaction soit énergétiquement possible il faudrait que l'énergie disponible dans le centre de masse soit supérieure à $S_B = M_B + M_D - M_A$ qui est le seuil de cassure de A en $B + D$.

Prenons toujours l'exemple de $^{12}\text{C} + p$. Le seuil d'émission d'un proton pour le ^{12}C est de 15.96 MeV ce qui correspond à 207.5 MeV en énergie incidente.

Donc pour s'affranchir de ce processus il faudrait un faisceau incident de ^{12}C avec une énergie inférieure à 207.5 MeV .

Pour cet exemple, le faisceau incident est stable mais dans le cas d'un faisceau radioactif riche en proton, le seuil d'émission d'un proton est généralement plus bas donc le processus de cassure du noyau incident peut devenir important et croître avec l'énergie.

Durant nos expériences nous avons veillé à ce que les énergies des faisceaux incidents soient toujours inférieures à 10 MeV/nucleon . Parfois cela est au-dessus du seuil de l'un des deux processus précédents mais comme leur section efficace est nettement inférieure à celle de la diffusion élastique résonante, on peut penser que leur contribution est négligeable.

E Modèles théoriques décrivant la diffusion élastique résonante

Pour reproduire la forme de la section efficace totale de la réaction de diffusion élastique résonante, il faut prendre en compte la contribution coulombienne, toutes les résonances mais aussi la diffusion potentielle due à l'interaction nucléaire en plus des interférences entre ses trois contributions.

Etant donné la complexité de ce problème, nous nous proposons de décrire cette section efficace par une approche simplifiée dans un premier temps. On néglige la diffusion potentielle et toutes les interférences et on utilise les formules de Rutherford pour décrire la contribution coulombienne et les formules de Breit-Wigner pour décrire les résonances. Cela va nous aider à faire des simulations de l'expérience pour avoir une idée du comportement global de différents paramètres. Une approche plus réaliste sera faite avec la théorie complexe de la matrice R .

E.1 Formules de Breit-Wigner et de Rutherford

La diffusion élastique a été modélisée par Rutherford et elle est bien décrite par la formule suivante, donnant la section efficace différentielle de la diffusion élastique due à la force coulombienne:

$$\left(\frac{d\sigma_{Rutherford}}{d\Omega}\right)_{CM} = \frac{1}{E_{CM}^2} \left(\frac{e^2 z_1 z_2}{4}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right)} \quad (\text{I.2})$$

où: z_1 et z_2 sont les numéros atomiques du noyau incident et de la particule de recul.
 E_{CM} : est l'énergie du projectile dans le centre de masse.
 θ_{CM} : est l'angle de diffusion dans le centre de masse.

Mais comme on l'a dit, la formule de Rutherford n'explique pas les résonances que l'on observe expérimentalement. En première approche, on peut décrire les pics de résonance par la formule suivante de Breit-Wigner pour une résonance étroite et isolée:

$$\sigma_{Breit-Wigner} = \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_{AB}^2}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}} \quad (I.3)$$

où: $\omega = \frac{2J_R+1}{(2J_B+1)(2J_A+1)}$
 J_R, J_B et J_A : sont les spins respectifs de la résonance, du noyau cible et du noyau incident
 E_R : l'énergie de la résonance dans le centre de masse (CM)
 Γ_{AB} : la largeur partielle correspondant à la voie $A + B \rightarrow C^*$
 Γ_{tot} : la largeur totale du niveau considéré
 λ : la longueur d'onde de De Broglie

Finalement, la section efficace de la diffusion élastique résonante s'exprime par l'addition de la formule de Rutherford et celle de Breit-Wigner.

Cette approche simplifiée présente des défauts car les résonances ne sont pas toutes étroites et isolées. Il faut aussi tenir compte des interférences entre ces résonances mais aussi les interférences avec la contribution coulombienne et rajouter la diffusion due au potentiel nucléaire (voir E.2).

E.2 Formalisme de la matrice R

Pour calculer les sections efficaces de diffusion élastique résonante, nous avons utilisé le code de calcul *AnaR χ* développé par Berthoumieux et al. (voir [BER97] et [BER98]). Ce code basé sur la théorie de la matrice R -dont nous donnerons un aperçu ci-dessous sans entrer dans les détails- permet de calculer les sections efficaces de diffusion élastique sur cible épaisse par formation du noyau composé quelle que soit l'énergie ou l'angle de diffusion.

La théorie de la matrice R proposée par Wigner et Eisenbud [WIG47] et développée par Lane et Thomas [LAN58] permet de décrire pratiquement tous les types de réactions nucléaires qui se produisent à basse et moyenne énergie (diffusion élastique, inélastique, réaction de transfert...) en passant par la formation d'un noyau composé. L'une des hypothèses de ce modèle est de considérer qu'après formation du noyau composé, les voies de sortie possibles sont indépendantes l'une de l'autre. En principe, ce formalisme ne traite que les processus binaires. Cependant on peut souvent rapporter des processus à plusieurs

corps à un processus à deux corps.

Dans le cadre de ce formalisme, l'espace de configuration est divisé en deux régions:

1. une région externe où les protagonistes sont assez éloignés pour ne pas subir d'interaction nucléaire à courte portée. Seule l'interaction coulombienne à longue portée peut agir. On définit le rayon R_c au-delà duquel la portée de l'interaction nucléaire est négligeable. La région externe répond à la condition $R > R_c$.

Dans cette région, l'équation de Schrödinger radiale a deux solutions linéairement indépendantes: I l'onde entrante et O l'onde sortante. La fonction d'onde qui décrit la réaction s'écrit: $I - UO$ avec U la matrice de collision qui dépend du potentiel coulombien.

2. une région interne où les protagonistes interagissent fortement formant ainsi le noyau composé. Dans cette région la fonction d'onde satisfait à: $H\Psi = E\Psi$. Comme on ne connaît pas la forme du potentiel nucléaire, on écrit $\Psi = \sum E_\lambda \chi_\lambda$ comme une superposition linéaire des états propres de H qu'on suppose connus. Les valeurs propres E_λ sont les énergies caractéristiques du système et sont reliées aux énergies de résonance dans le noyau composé.

La théorie de la matrice R fait le lien entre les états propres du noyau composé et la fonction d'onde externe à la surface S où $R = R_c$. Cette condition est exprimée par la continuité de la dérivée logarithmique de la fonction d'onde. Ainsi on peut exprimer les éléments de la matrice de collision U en fonction des éléments de la matrice R .

Finalement, la section efficace de la réaction est exprimée en fonction des énergies des états propres du noyau composé.

Ce formalisme permet de prendre en compte toutes les contributions dans une réaction de diffusion élastique, à savoir la contribution coulombienne, la diffusion potentielle, la formation du noyau composé mais aussi les interférences entre ces trois termes et même entre les états résonants.

Basé sur ce formalisme, le code *AnaR χ* (Analyse en matrice R par minimisation de χ^2) requiert certains paramètres d'entrée:

- pour les voies de sortie il faut indiquer le nombre de masse, le numéro atomique, l'énergie de liaison, le spin et la parité du noyau incident et du noyau cible.
- pour le noyau composé il faut aussi indiquer son nombre de masse, son numéro atomique, son énergie de liaison ainsi que la description de ses niveaux d'énergie en précisant leur énergie d'excitation, leur spin, leur parité et leur largeur.

Simplement avec ces paramètres on peut calculer des sections efficaces pour n'importe quel système à n'importe quelles énergies et angles.

En guise d'exemple, on se propose d'illustrer l'influence du spin et de la parité sur la forme de la résonance et cela pour plusieurs angles de diffusion.

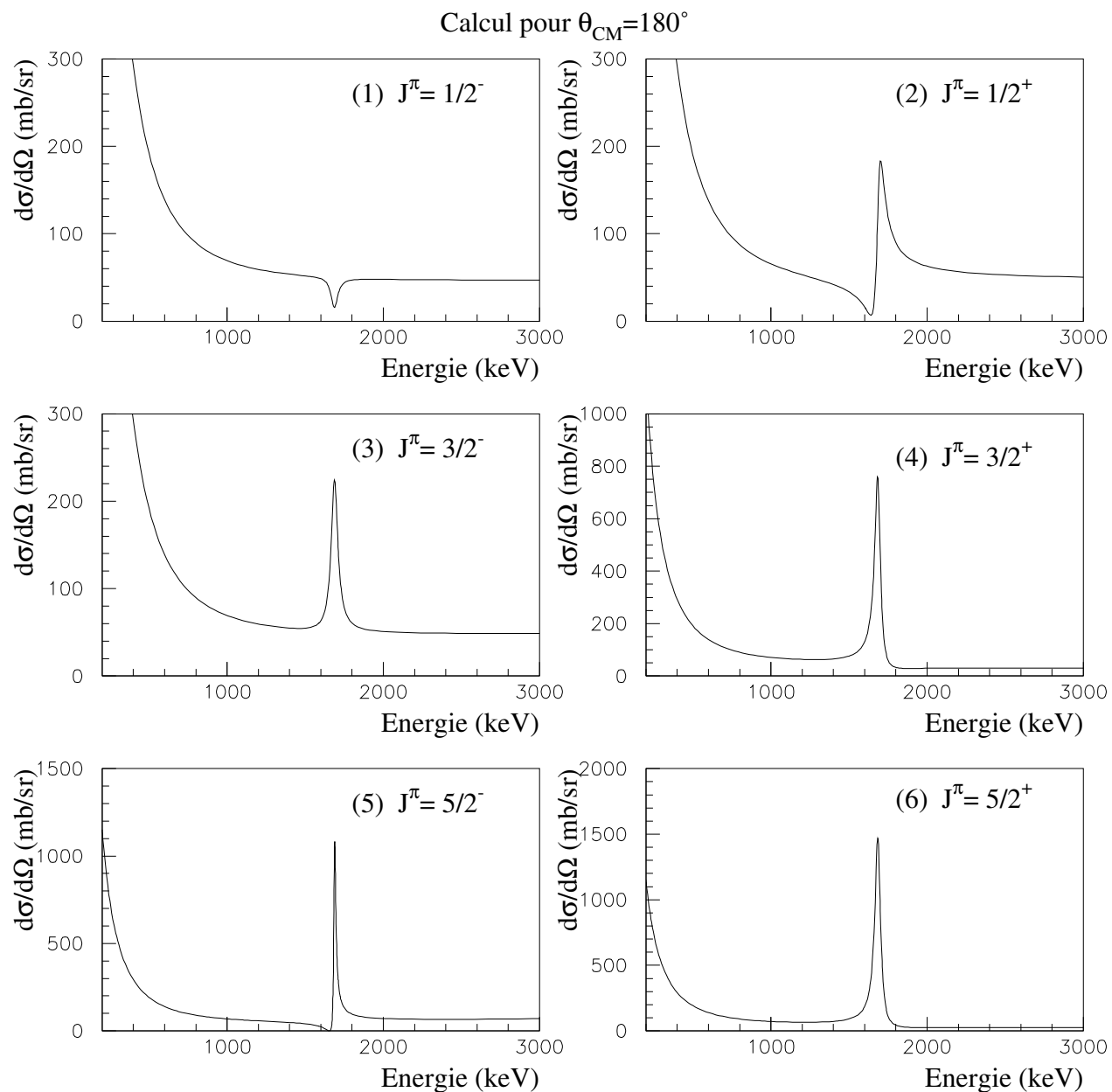


FIG. I.5 – Résultat du calcul par le code *AnaR χ* basé sur le formalisme de la matrice R pour la réaction $^{12}\text{C} + p$ avec une seule résonance fictive à $E_R = 1.56$ MeV d'une largeur de $\Gamma = 50$ keV et pour différents spin et parités. Ces calculs sont effectués pour un angle de diffusion à 180° dans le centre de masse.

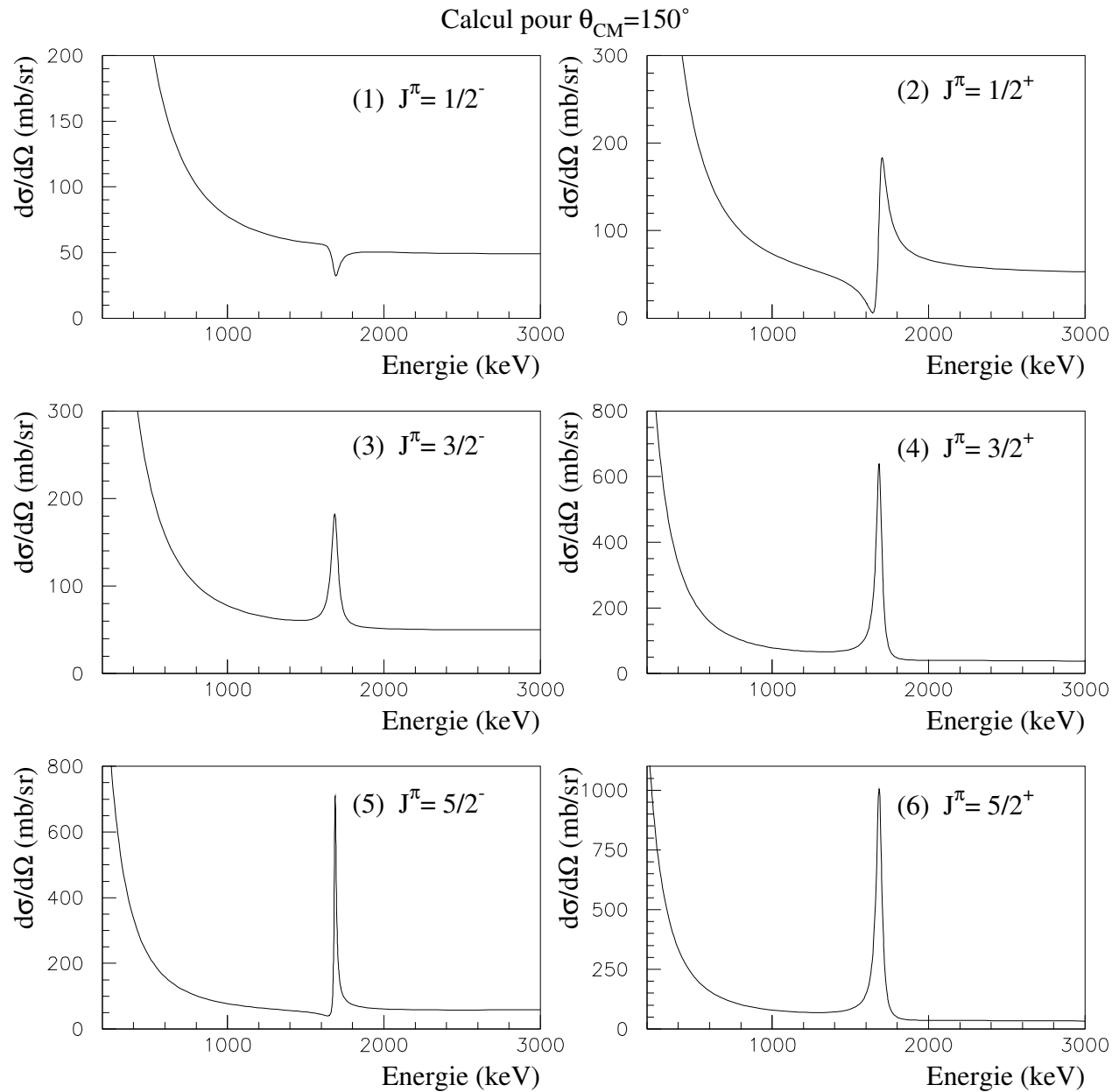


FIG. I.6 – Résultat du calcul par le code *AnaR χ* basé sur le formalisme de la matrice R pour la réaction $^{12}\text{C} + p$ avec une seule résonance fictive à $E_R = 1.56$ MeV d'une largeur de $\Gamma = 50$ keV et pour différents spins et parités. Ces calculs sont effectués pour un angle de diffusion à 150° dans le centre de masse.

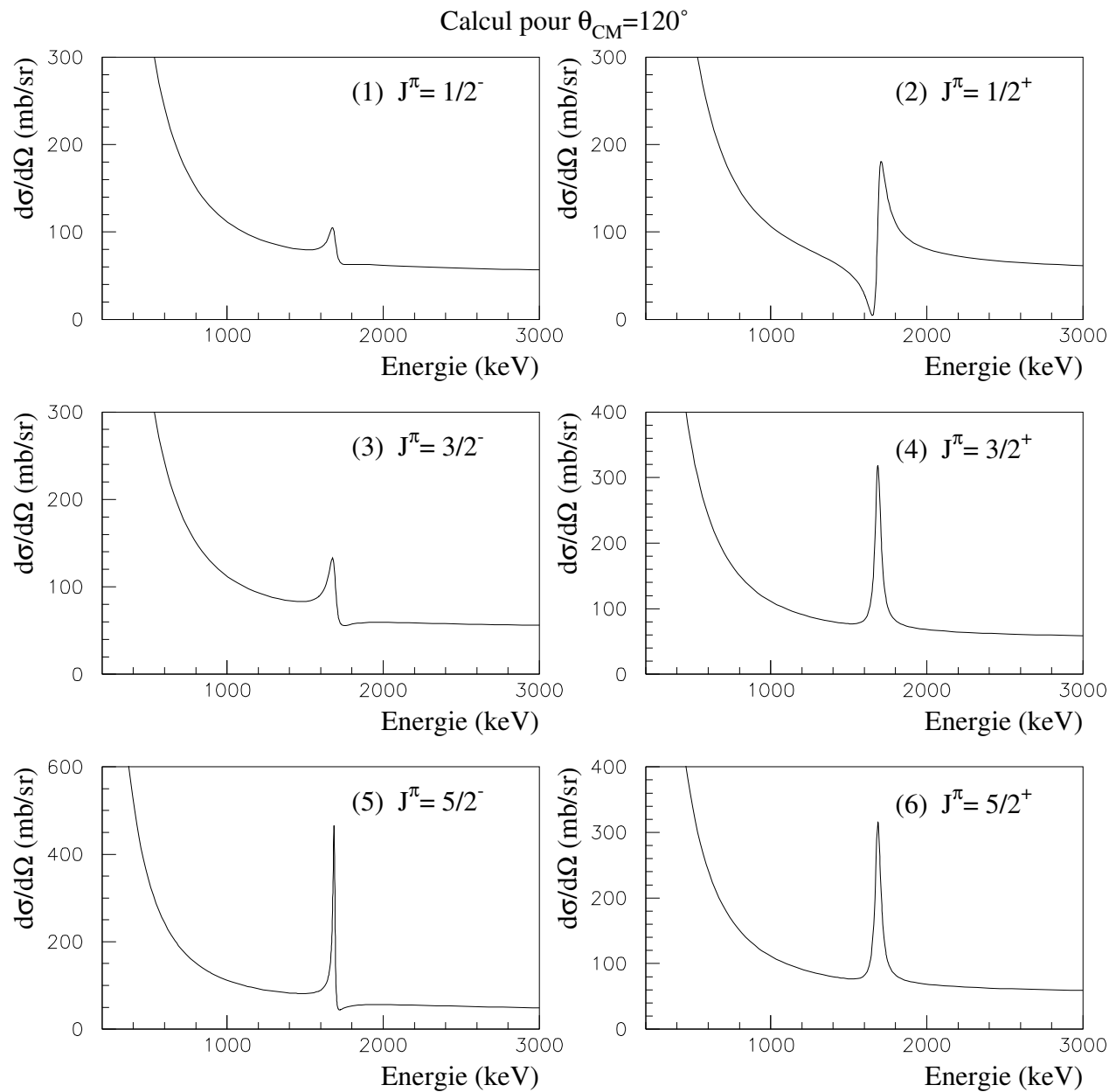


FIG. I.7 – Résultat du calcul par le code *AnaR χ* basé sur le formalisme de la matrice R pour la réaction $^{12}\text{C} + p$ avec une seule résonance fictive à $E_R = 1.56 \text{ MeV}$ d'une largeur de $\Gamma = 50 \text{ keV}$ et pour différents spins et parités. Ces calculs sont effectués pour un angle de diffusion à 120° dans le centre de masse.

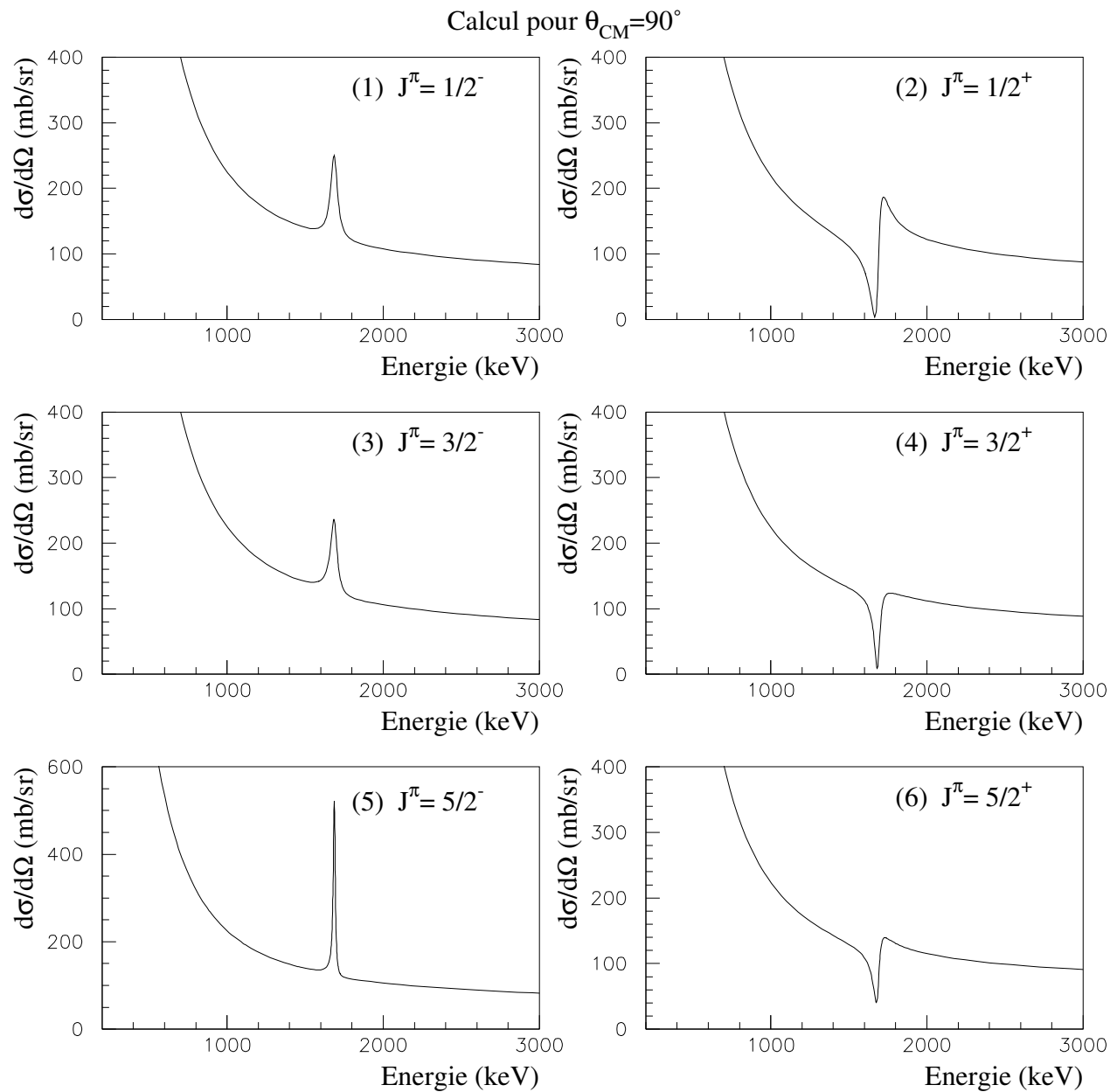


FIG. I.8 – Résultat du calcul par le code *AnaR χ* basé sur le formalisme de la matrice R pour la réaction $^{12}\text{C} + p$ avec une seule résonance fictive à $E_R = 1.56 \text{ MeV}$ d'une largeur de $\Gamma = 50 \text{ keV}$ et pour différents spins et parités. Ces calculs sont effectués pour un angle de diffusion à 90° dans le centre de masse.

On choisit la réaction $^{12}\text{C} + p$ avec une résonance fictive à l'énergie $E_R = 1.56 \text{ MeV}$. Les figures I.5, I.6, I.7 et I.8 représentent la section efficace différentielle dans le centre de masse pour les angles de diffusion de 180° , 150° , 120° et 90° . Pour chaque angle, on calcule la section efficace pour les spins de: $1/2$, $3/2$ et $5/2$ et pour les deux parités positive et négative.

En fait, le calcul avec *AnaR χ* s'effectue en cinématique directe. L'énergie sur ces figures est donc l'énergie du proton en cinématique directe. Cependant le passage du centre de masse au laboratoire est donné par la relation suivante:

$$E_p = \frac{m_{12\text{C}} + m_p}{m_{12\text{C}}} E_{CM}$$

Par conséquent pour $E_R = E_{CM} = 1.56 \text{ MeV}$, $E_p = 1.69 \text{ MeV}$.

En comparant les figures, on remarque qu'en général, pour un angle donné de diffusion, la forme de la section efficace varie fortement avec le spin et la parité de la résonance. Par exemple sur la figure I.5 où l'angle de diffusion est de 180° dans le CM, si la parité du niveau change la forme du pic est très différente.

Si on compare les figures (1), (3) et (5) ou bien les figures (2), (4) et (6) c'est la valeur du spin qui change. Dans ce cas, la forme du pic varie aussi d'un spin à l'autre sauf peut-être entre le spin $3/2^+$ et $5/2^+$ où la variation n'est pas franche. Néanmoins, le rapport de l'intensité du pic sur le fond est différent entre un spin $3/2^+$ et un spin $5/2^+$ et permet donc de discriminer entre ces deux valeurs de spin.

Ces constatations sont valables pour tous les autres angles de diffusion.

Maintenant si on compare la forme de la résonance avec le même spin et la même parité pour les différents angles de diffusion, on remarque que la forme ne varie pas brusquement mais plutôt lentement en fonction de l'angle. En effet, entre les angles à 180° et à 150° la forme des pics est quasiment la même. Cependant entre les angles à 180° et à 90° la forme des pics est très différente.

Ceci n'est pas valable dans tous les cas. En fait, la distribution angulaire dépend du moment transféré l . Plus celui-ci est grand plus la distribution angulaire varie avec l'angle (par exemple proportionnellement aux polynômes de Legendre de degré l). Ceci entraîne une variation plus brutale de la forme de la résonance en fonction de l'angle.

En fait, le but serait de pouvoir assigner un spin et une parité aux résonances observées expérimentalement. Le calcul avec le code *AnaR χ* montre que la mesure de la section efficace de la diffusion élastique résonante à un seul angle de diffusion dans le centre de masse permet le plus souvent de différencier les différents spins et parités d'une résonance. Dans ce cas, pour une réaction donnée, il suffit de comparer les données expérimentales à un seul angle de diffusion avec les calculs pour différents spins et parités pour avoir une indication sur le spin et la parité.

Néanmoins, pour s'assurer de la bonne assignation il est nécessaire de mesurer la distribution angulaire de la section efficace de préférence pour des angles de diffusion assez différents

pour observer une différence de forme notable entre les résonances si le moment angulaire transféré est faible.

F Objectifs de cette étude

Dans ce travail nous nous proposons de développer la méthode expérimentale de la diffusion élastique résonante en cinématique inverse sur cible épaisse pour la spectroscopie de noyaux exotiques riches en protons. Notre but étant d'utiliser cette méthode avec des faisceaux radioactifs pour étudier la structure des noyaux proches de la drip line proton. On choisit d'étudier les réactions sur cible d'hydrogène. Dans ce cas, les particules de recul détectées seront les protons. Pour cela on choisit un dispositif expérimental simple composé d'une chambre à réaction contenant une cible gazeuse de méthane et d'un télescope de détecteurs silicium placé à 0° .

La première étape a consisté à simuler l'expérience grâce à des programmes de calculs de type Monte-Carlo afin d'étudier la faisabilité de l'expérience et d'étudier l'influence des constituants du dispositif expérimental choisi sur le résultat final et en particulier sur la résolution en énergie.

La seconde étape a consisté à réaliser des tests expérimentaux avec des faisceaux stables. Ces tests ont permis de valider notre dispositif expérimental et de comparer les résultats expérimentaux avec les calculs théoriques pour des réactions bien connues.

Enfin, on a effectué une expérience avec un faisceau radioactif produit par fragmentation sur la ligne LISE3 pour étudier la structure d'un noyau non-lié dont les premiers niveaux ne sont pas bien connus.

Chapitre II

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre nous allons décrire le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour expérimenter la méthode de la diffusion élastique résonante en cinématique inverse. A travers plusieurs tests et simulations ce dispositif a évolué mais il garde dans l'ensemble la structure décrite dans ce chapitre.

Toutes les expériences effectuées pour cette thèse ont été réalisées au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), plus particulièrement sur la ligne LISE3. Des tests pré-alables ont été effectués en SME (Sortie Moyenne Energie).

A Dispositif expérimental de détection

La figure II.1 représente le schéma du dispositif expérimental de détection utilisé. Il se compose de trois parties:

1. des détecteurs de faisceaulogie de type PPAC.
2. la chambre à réaction associée à une usine à gaz et un système de capteurs de pression.
3. un système de détection de particules composé d'un télescope de jonctions silicium.

B Les détecteurs PPAC

Les détecteurs PPAC (chambre à avalanche à plaques parallèles) sont des détecteurs à gaz constitués de deux plaques parallèles contenant un gaz à faible pression entre lesquelles on applique une haute tension.

Lors du passage d'une particule, elle ionise le gaz et crée une cascade d'électrons. La faible pression du gaz et la haute tension appliquée aux plaques fait que les électrons créent à leurs tours d'autres cascades. Dans ce cas, l'amplitude du signal électronique récupéré n'est plus proportionnelle à la perte d'énergie de la particule dans le gaz. C'est le régime d'avalanche.

Deux détecteurs PPAC ont été placés en amont de la chambre à réaction pour:

- identifier les ions contenus dans le faisceau secondaire.

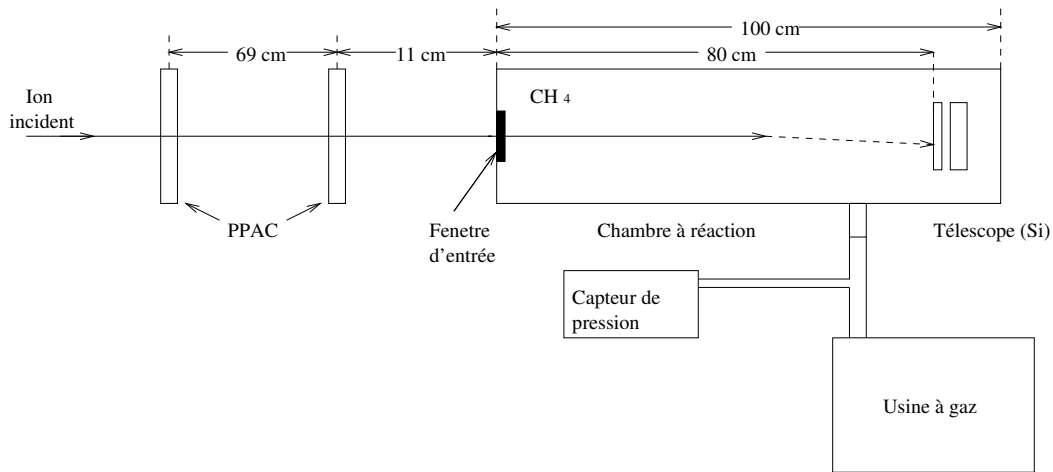


FIG. II.1 – *Dispositif expérimental utilisé pour la diffusion élastique résonante.*

- reconstruire la trajectoire de l'ion incident. En effet, ces détecteurs possèdent une localisation avec lignes à retard en X et Y.

B.1 L'électronique associée aux PPAC

Le détecteur PPAC fournit cinq signaux. Un signal rapide qu'on nommera T_0PPAC qui représente le signal associé à la charge totale déposée dans le détecteur PPAC. La figure II.2 représente l'électronique associée au signal T_0PPAC et que l'on utilise pour faire une mesure de temps.

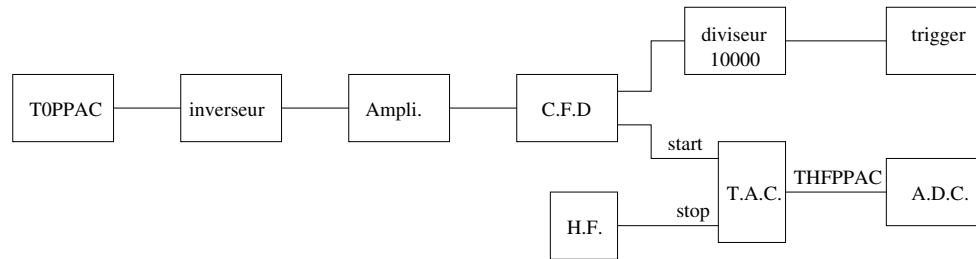


FIG. II.2 – *L'électronique associée aux détecteurs PPAC*

C L'ensemble de la chambre à réaction

La chambre à réaction est un tube cylindrique en aluminium d'une longueur d'un mètre et d'un diamètre de 160 mm. Une fenêtre d'entrée pour le faisceau est placée sur une ouverture circulaire de 2 cm de diamètre.

L'entrée de gaz est effectuée par un tube relié à une usine à gaz. Cette usine à gaz maintient une pression constante et régule la circulation du gaz à l'intérieur de la chambre. Un système de capteurs de pression est relié au même tube. Il y a deux genres de capteurs, un capteur différentiel limité à 700 *mbar* et un capteur absolu qui va jusqu'à 5 *bar*. Une lecture numérique déportée de la pression indiquée par ces capteurs est réalisée.

C.1 Le matériau de la fenêtre d'entrée

Les matériaux couramment utilisés en tant que fenêtre de grande résistance mécanique sont :

- Le mylar $C_{10} H_8 O_4$ de densité $\rho = 1.39 \text{ g/cm}^3$.
- Le kapton $C_{22} H_{10} N_2 O_5$ de densité $\rho = 1.42 \text{ g/cm}^3$.
- L'inox dont la composition typique est $Cr_8 Fe_{74} Ni_{18}$ de densité 8 g/cm^3 .

Dans notre cas nous avons besoin d'une fenêtre qui peut résister à des pressions allant jusqu'à 2 *bars* dont la résistance et la forme ne s'altèrent pas après plusieurs détentes et sans diffusivité pour ne pas casser le vide du côté de la ligne du faisceau.

Pour nos premiers tests expérimentaux sous faisceau, nous avons choisi la fenêtre en inox qui présentait la meilleure résistance mécanique. L'épaisseur de la fenêtre était de 20 μm . Nous avons préalablement testé la résistance et la déformation de la fenêtre par un dispositif composé d'un microscope électronique, d'un vernier et d'une plate forme. Après avoir bien vissé la fenêtre sur notre plate forme par un cadre métallique, on règle notre microscope afin qu'il nous donne une image nette de la fenêtre. On introduit de l'air comprimé à une pression donnée entre la plate-forme et le cadre métallique. Si la fenêtre se déforme l'image donnée par le microscope se brouille. Dans ce cas on règle le microscope pour redonner une image nette de la fenêtre. La différence entre le premier et le deuxième réglage nous donne la mesure en *mm* de la "flèche" c'est-à-dire la déformation maximale de la fenêtre.

Cependant nos autres expériences sous faisceau ont été réalisées avec une fenêtre en kapton d'une épaisseur de 13 μm .

C.2 Choix du gaz utilisé

L'étude des noyaux non-liés en proton par diffusion élastique résonante en cinématique inverse est réalisée en envoyant un faisceau de noyaux radioactifs sur une cible contenant des protons. Pour des problèmes d'homogénéité de la cible, notre choix s'est porté sur une cible gazeuse. L'autre avantage d'une cible gazeuse est de pouvoir changer facilement l'épaisseur de la cible en changeant la pression du gaz.

En principe le gaz idéal est l'hydrogène car ce serait une cible pure de proton. Mais, comme le montre le tableau II.1, le gaz d'hydrogène a un faible pouvoir d'arrêt à pression atmosphérique. Il faudrait soit une chambre à réaction d'une longueur démesurée, soit augmenter la pression du gaz au risque de provoquer une explosion soit utiliser une cible cryogénique.

Nous avons choisi d'utiliser un autre gaz riche en hydrogène: le méthane. Ce dernier possède

un plus grand pouvoir d'arrêt que l'hydrogène à pression atmosphérique ce qui réduit la dimension de la chambre à réaction à une longueur raisonnable de 1 *m*.

Noyau	Energie (MeV/A)	Parcours dans H_2 (m)	Parcours dans CH_4 (m)
^{12}C	10	2.89	0.54
^{12}C	20	10.13	1.81
^{24}Mg	10	1.68	0.32
^{24}Mg	18.75	4.86	0.87

TAB. II.1 – *Parcours calculés par le programme LISE [LISE] à partir des tables de perte d'énergie de J.F. Ziegler, dans le gaz d'hydrogène puis dans le gaz de méthane à pression atmosphérique.*

Cependant le méthane n'est pas une cible pure de protons. Les atomes de carbone peuvent contribuer à la réaction. Pour soustraire cette contribution des atomes de carbone, nous avons également utilisé un gaz de CO_2 avec une pression équivalente à la pression de CH_4 .

D Le système de détection

Le système de détection est formé d'un télescope de jonctions silicium placé au bout de la chambre à réaction. La distance entre la fenêtre d'entrée et le premier détecteur du télescope est de l'ordre de 80 *cm* (voir la figure II.1).

Trois types de jonctions ont été utilisés:

- des jonctions silicium minces d'une épaisseur de 300 μm dans certains cas et de 30 μm dans d'autres.
- une jonction sensible en position à quatre coins de 300 μm d'épaisseur.
- une jonction épaisse de silicium dopé au lithium d'une épaisseur de 3.5 *mm*. Pour un fonctionnement optimal de cette jonction, il a été nécessaire de la refroidir pour améliorer la résolution en énergie. Un système de tuyauterie enroulée autour du cadre de la jonction dans lequel passe un liquide de refroidissement (le même liquide utilisé pour le refroidissement des moteurs de voitures) a permis de descendre à une température de $-6^\circ C$.

Plusieurs configurations de télescopes ont été utilisées. L'ordre des jonctions dans le télescope a évolué au cours des tests.

D.1 L'électronique associée aux jonctions silicium

Le schéma de l'électronique associée aux détecteurs silicium est représenté sur la figure II.3. Conformément aux autres éléments du dispositif expérimental, l'électronique a évolué tout le long des tests effectués. Mais la structure reste la même. A la sortie de chaque jonction le signal est mis en forme et amplifié par un pré-amplificateur de charge puis par un amplificateur. On remarque plusieurs gammes de gain. Celles-ci n'ont pas été utilisées dans tous les tests. Le signal mis en forme est codé par un ADC.

Une autre sortie du signal en énergie de la jonction, après amplification, passe par un SCA. Si l'amplitude du signal dépasse le seuil imposé, un signal en norme TTL est généré. Une fois transformé en norme NIM il sert de déclenchement pour l'acquisition.

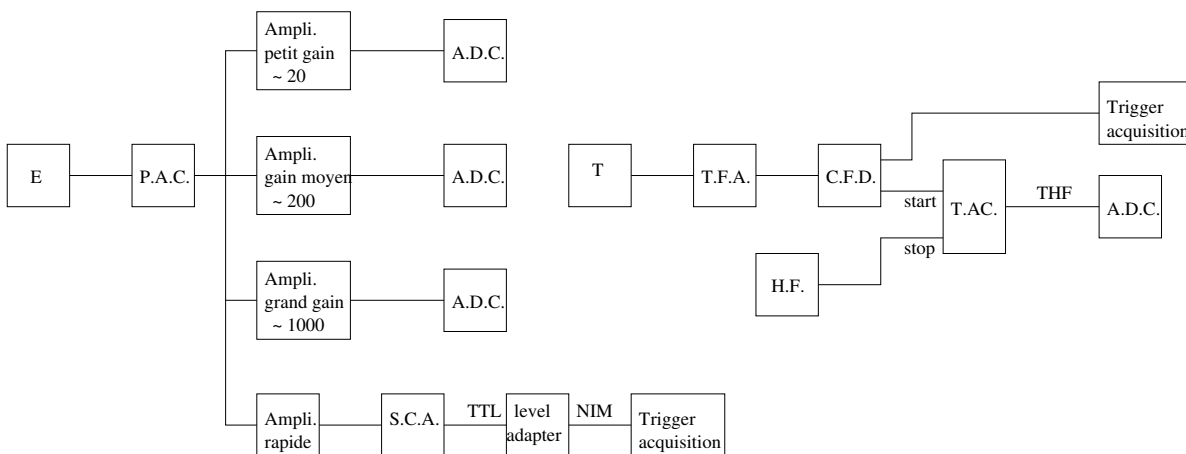


FIG. II.3 – L'électronique typique associée aux jonctions silicium

E L'acquisition de données

Le déclenchement de l'acquisition est effectué par:

- le signal rapide de chaque jonction.
- le signal en énergie de chaque jonction après avoir franchi le seuil imposé par le SCA.
- le trigger T_0PPAC divisé par un facteur 10000.

Chapitre III

Simulation de l'expérience

La simulation d'une expérience permet:

- d'étudier la faisabilité de l'expérience.
- d'isoler différents paramètres expérimentaux et d'étudier leur influence sur le résultat obtenu, par exemple en terme de résolution.
- d'avoir accès à d'autres paramètres inaccessibles par une mesure directe (par exemple la normalisation absolue).

A Simulation Monte-Carlo de l'expérience

Une simulation Monte-Carlo événement par événement est effectuée dans des conditions aussi proches que possibles des conditions expérimentales.

Cette simulation nous a permis de connaître l'influence des paramètres suivants sur le résultat final notamment la résolution en énergie des pics de résonance:

1. la largeur en énergie du faisceau incident.
2. le ralentissement et le straggling dû à la fenêtre d'entrée.
3. le ralentissement et le straggling dû au gaz.
4. la taille et la résolution intrinsèque des détecteurs.

A.1 Description du dispositif expérimental simulé

Le dispositif expérimental simulé est représenté sur la figure II.1. Dans la simulation chaque élément du dispositif est représenté par une épaisseur de matière. La nature des matériaux et leur épaisseur peuvent être changées pour pouvoir tester plusieurs configurations possibles.

Le dispositif est composé d'une chambre à réaction d'un mètre de longueur contenant du

gaz. Cette chambre est ouverte du côté du faisceau par une fenêtre d'entrée circulaire de 2 cm de diamètre. Deux PPAC sont placées en avant de la chambre pour l'identification des ions du faisceau incident. Un télescope de détecteurs Si est placé en bout de la chambre à réaction pour la détection des particules de recul, en particulier les protons.

A.2 Calcul des pertes d'énergie

Les pertes d'énergie sont calculées à partir du programme SRIM [SRIM]. Avec SRIM on obtient un tableau contenant l'énergie de la particule incidente ainsi que le parcours qui lui correspond. On peut déterminer la fonction $\text{Parcours}=\text{f}(\text{E})$ en l'ajustant avec un polynôme de degré 2.

Considérons une particule incidente d'énergie E_1 (voir le schéma III.1) traversant un milieu d'épaisseur ep . On calcule son parcours R_1 dans ce milieu directement grâce au polynôme $\text{Parcours}=\text{f}(\text{E})$. Si l'épaisseur ep est inférieure à R_1 la particule ne s'arrête pas dans ep . On voudrait déterminer l'énergie E_2 après la traversée de ep . Si on définit $R_2 = R_1 - ep$, R_2 correspond au parcours de la particule d'énergie E_2 après la traversée de ep . Dans ce cas on connaît le parcours et on cherche l'énergie. Il suffit d'inverser le polynôme $\text{Parcours}=\text{f}(\text{E})$. On utilise une méthode numérique itérative qui converge rapidement vers la solution E_2 .

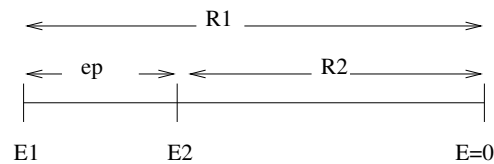


FIG. III.1 – Procédure de calcul pour les parcours et les énergies après la traversée d'une épaisseur ep (voir texte)

A.3 Faisceau incident

Les paramètres utilisés pour simuler le faisceau incident sont:

- la nature de la particule qui est caractérisée par sa masse m_i et sa charge z_i .
- l'énergie incidente. Celle-ci est tirée aléatoirement selon une distribution plate autour d'une valeur moyenne E_0 . La largeur totale varie typiquement de 5% à 10% par rapport à l'énergie moyenne E_0 . Le choix d'une distribution plate est l'approximation qui se rapproche le plus de l'expérience comme le montre la figure III.2.

En effet, sur la figure (a) on compare le calcul du programme LISE [LISE] avec la distribution expérimentale en énergie du noyau incident ^{14}N produit par fragmentation d'un faisceau de ^{17}O . En (b) on compare la même distribution expérimentale avec l'énergie simulée par une distribution plate avec une largeur totale de 7%. L'accord est meilleur pour la distribution plate.

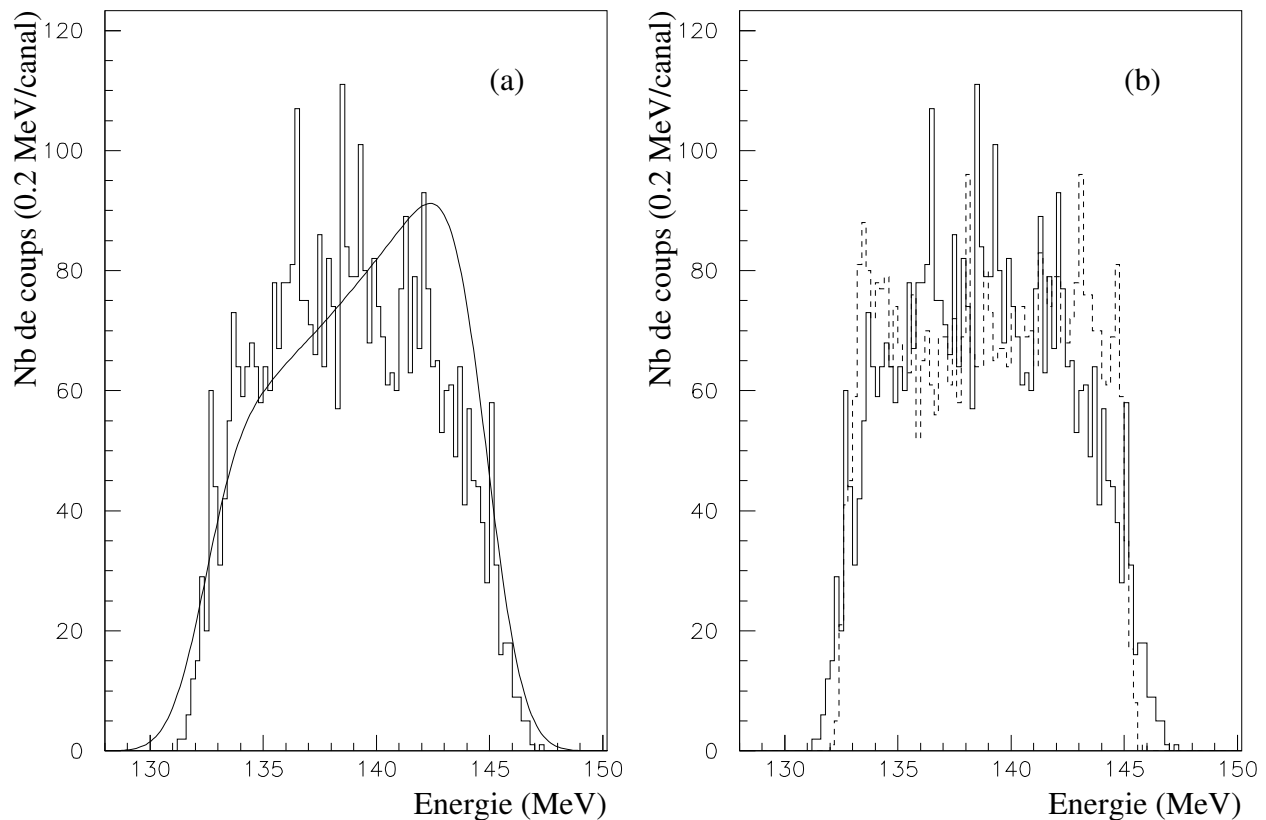


FIG. III.2 – La distribution expérimentale en énergie du noyau incident ^{14}N produit par fragmentation d'un faisceau de ^{17}O est représentée en histogramme continu sur les deux figures. Sur la figure (a), la courbe représente le calcul du programme LISE [LISE]. Sur la figure (b), l'histogramme discontinu représente l'énergie du noyau incident simulée par une distribution plate avec une largeur totale de 7%.

- les coordonnées cartésiennes x , y et z . L'origine des coordonnées cartésiennes est située au centre de la fenêtre d'entrée. L'axe des z correspond à la direction du faisceau. Dans le cas d'un faisceau secondaire de distribution spatiale large, les coordonnées x et y sont tirées aléatoirement sur une distribution gaussienne de $\sigma = \pm 3 \text{ mm}$ sur la fenêtre d'entrée.
- l'angle θ et l'angle ϕ . L'angle θ est tiré selon une distribution gaussienne de $\sigma = \pm 1^\circ$ pour reproduire une distribution angulaire d'un faisceau secondaire. Par contre l'angle ϕ est tiré aléatoirement sur une distribution plate allant de 0 à 2π .

Toutes ces valeurs de coordonnées sont prises au point de focalisation situé à $z =$

500 mm à l'intérieur de la chambre.

Une fois les paramètres du faisceau incident fixés dans la simulation, la particule incidente traverse les milieux constituant le dispositif expérimental. On calcule après chaque élément traversé, l'énergie de la particule et ses coordonnées.

Connaissant l'épaisseur de la fenêtre d'entrée, l'énergie du noyau incident E_{i0} après la fenêtre d'entrée est calculée comme décrit précédemment (paragraphe A.2).

On introduit le straggling en énergie dû à la fenêtre en tirant aléatoirement sur une distribution gaussienne centrée en E_{i0} dont la largeur correspond à la valeur moyenne de straggling obtenue par le programme SRIM. Après la fenêtre d'entrée, le noyau incident traverse le gaz. La réaction peut alors se produire le long de son parcours dans le gaz.

A.4 Section efficace

Nous avons fait l'approximation que la section efficace de diffusion élastique résonante est la somme de la section efficace totale de Breit-Wigner et la section efficace Coulombienne.

Il faut noter que la formule de Rutherford est une section efficace différentielle qui s'exprime selon l'angle de diffusion du noyau incident dans le centre de masse.

Comme nous l'avons précisé dans le paragraphe B du chapitre I, le détecteur est placé à 0° dans le référentiel du laboratoire ce qui correspond en cinématique inverse à un angle de diffusion pour le noyau incident de 180° dans le centre de masse.

Dans ce qui suit, les angles discutés sont les angles de diffusion du noyau incident dans le centre de masse et les particules détectées sont les particules de recul.

Si on intègre la formule I.2 (chapitre I) à partir d'un angle de diffusion θ_0 jusqu'à 180° on obtient la formule suivante:

$$\sigma_{Rutherford} = \frac{4\pi}{E_{CM}^2} \left(\frac{e^2 z_1 z_2}{4} \right)^2 \left(\frac{1}{\sin^2(\frac{\theta_0}{2})} - 1 \right) \quad (\text{III.1})$$

z_1 et z_2 sont les numéros atomiques du noyau incident et de la particule cible respectivement.

Pour couvrir tout l'angle solide, θ_0 doit être égal à 0° . Cependant, aux petits angles le nombre de noyaux de recul détectés est très petit par rapport à celui détectés aux grands angles comme le montre la figure III.3. Ceci est essentiellement dû à la taille finie du détecteur. On peut donc se limiter à un angle différent de 0° .

Pour simuler plus rapidement, θ_0 sera égal à l'angle de diffusion dans le centre de masse en dessous duquel le nombre de particules détectées est négligeable. On choisit $\theta_0 = 90^\circ$.

A.5 Distribution angulaire

Les noyaux diffusés ont une distribution angulaire qui dépend du processus de réaction (coulombien ou résonance).

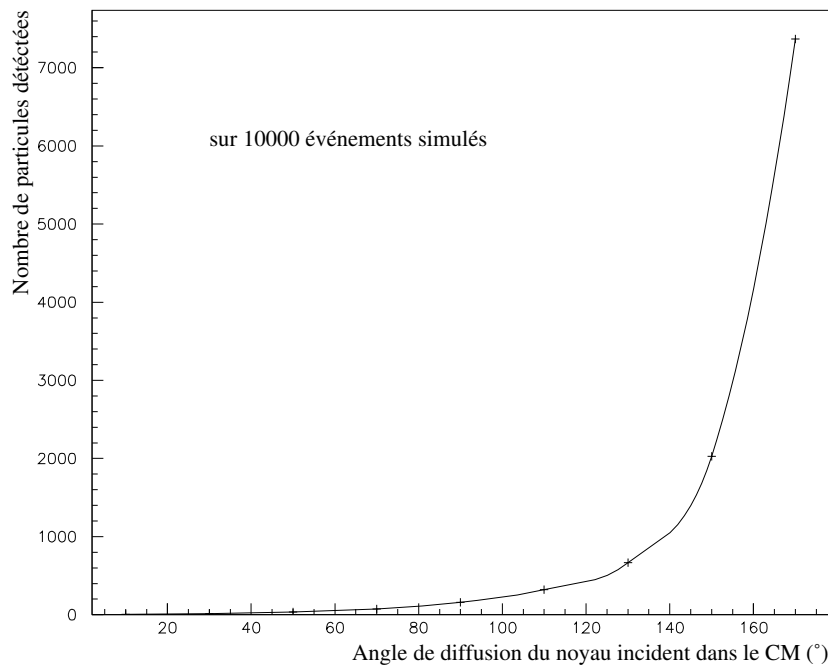


FIG. III.3 – Nombre de particules de recul détectées en fonction de l'angle de diffusion du noyau incident dans le CM θ_0 de la formule III.1. Seul l'effet coulombien est simulé.

Pour la résonance nous avons fait l'approximation que la distribution angulaire est égale au polynôme de Legendre de degré l au carré, l étant le moment angulaire transféré ($|J_A - J_b| < l < |J_A + J_b|$).

La section efficace de Rutherford suit la loi en: $\frac{\sin(\theta)}{\sin^4(\frac{\theta}{2})}$

Par contre, l'angle ϕ est choisi selon une distribution plate de 0 à 2π .

A.6 Cinématique de la réaction

Une fois que l'énergie du noyau incident après la fenêtre est connue, l'énergie maximum disponible dans le centre de masse E_{CMmax} est calculée par:

$$E_{CMmax} = \frac{m_r E_{i0}}{(m_r + m_i)}$$

avec: m_i la masse du noyau diffusé (incident).
et m_r la masse du noyau de recul (cible).

On choisit aléatoirement E_{CM} l'énergie dans le centre de masse à laquelle se produit la réaction de diffusion. Le tirage s'effectue selon une distribution qui suit la section efficace décrite précédemment (voir la chapitre I section E.1).

En raison de la conservation de l'énergie, on a: $E_{CM} \leq E_{CMmax}$.

Ainsi on peut déterminer l'énergie des particules de recul dans le centre de masse E_{CMr} .

$$E_{CMr} = \frac{m_i E_{CM}}{(m_r + m_i)}$$

L'angle de diffusion des noyaux diffusés dans le centre de masse θ_{CM_i} est déterminé par un tirage aléatoire sur la distribution correspondante au processus choisi soit coulombien, soit la résonance de l donné. On obtient l'angle de diffusion des particules de recul dans le CM:

$$\theta_{CMr} = \pi - \theta_i$$

Pour déterminer l'énergie et l'angle de diffusion des particules de recul dans le système du laboratoire on utilise la transformation par addition des vitesses.

En effet :

$$\vec{V}_{lab_r} = \vec{V}_{CMr} + \vec{V}_{CM}$$

avec: \vec{V}_{lab_r} la vitesse des particules de recul dans le référentiel du laboratoire.

\vec{V}_{CMr} la vitesse des particules de recul dans le CM.

\vec{V}_{CM} la vitesse du CM dans le référentiel du laboratoire.

En fait, on calcule le module de \vec{V}_{CMr} à partir de l'énergie E_{CMr} . Connaissant les angles de diffusion θ_{CMr} et ϕ_{CMr} , on calcule les composantes de la vitesse \vec{V}_{CMr} sur chaque direction (x,y,z). Celles-ci sont additionnées aux composantes correspondantes à la vitesse \vec{V}_{CM} du CM dans le référentiel du laboratoire. En additionnant ces composantes de vitesse sur chacune des directions, on obtient la vitesse des particules de recul dans le laboratoire donc leur énergie dans le système du laboratoire.

A.7 Le point d'interaction dans le gaz

A ce stade de la simulation, on connaît l'énergie des particules de recul en voie de sortie mais cela ne suffit pas pour savoir quelle est l'énergie déposée dans les détecteurs. Les particules de recul traversent une certaine épaisseur de gaz avant d'atteindre les détecteurs. Pour la déterminer il est important de connaître le point d'interaction du noyau incident dans la cible. Ce dernier est déterminé en calculant le parcours de la particule incidente à partir de la fenêtre d'entrée jusqu'à l'endroit de l'interaction dans le gaz.

En effet, comme on connaît l'énergie de la particule incidente après la fenêtre d'entrée E_{i0} et puisqu'on calcule son énergie E_i au lieu de l'interaction à partir de E_{CM} (équation (3)), on détermine ainsi pour chaque énergie le parcours correspondant dans le gaz (paragraphe A.2). La différence des parcours représente la distance parcourue dans le gaz avant l'interaction. Ainsi est déterminé le point d'interaction.

A.8 La détection des particules de recul

La détection des particules de recul est effectuée par un télescope composé d'au moins deux détecteurs (ΔE , E). Ces détecteurs sont simulés par une épaisseur de silicium soit de forme circulaire soit de forme carrée.

Puisqu'on connaît l'angle de diffusion des particules de recul, le point d'interaction et la position Z_{si} du premier détecteur, il suffit de calculer le parcours des noyaux de recul $Drea$ du point d'interaction jusqu'aux détecteurs pour en déduire leur énergie juste avant les compteurs en silicium.

En effet, avec la distance $Drea$ et l'angle de diffusion on calcule les coordonnées xd , yd des particules de recul sur le plan du premier détecteur silicium. Si ces coordonnées sont dans les limites du détecteur, le noyau de recul est considéré comme détecté.

Puisqu'on connaît le parcours dans le gaz $Drea$ des particules de recul, leur énergie E_r juste avant les détecteurs est calculée comme décrit au paragraphe A.2. Puisque le parcours des particules dans les détecteurs est connu par l'épaisseur de la jonction et l'angle de diffusion, l'énergie déposée dans le détecteur est également calculée par la même procédure.

En prenant en compte la perte d'énergie des noyaux dans le gaz situé entre les détecteurs, on obtient de la même façon l'énergie déposée dans les détecteurs suivants.

En sommant la perte d'énergie dans tous les détecteurs le spectre d'énergie déposée par les particules de recul est représentée sur la figure III.4 pour la simulation de $^{12}C + p$ pour une seule résonance. C'est ce genre de spectre qui est comparé au spectre expérimental.

A.9 Comparaison avec l'expérience

Expérimentalement on mesure le nombre de protons détectés en fonction de la somme des énergies déposées dans chaque détecteur.

Théoriquement on utilise une section efficace pour générer des événements protons grâce au programme de simulation Monte-Carlo en y introduisant les mêmes paramètres expérimentaux. Dans notre cas la section efficace est calculée par le programme de matrice R ou bien en faisant la somme de la section efficace de Breit-Wigner (si on connaît la position et la largeur des résonances) et la section efficace de Rutherford.

Ainsi on peut directement comparer entre le spectre expérimental et le spectre obtenu avec la simulation Monte-Carlo.

B Angle solide

Pour avoir une idée de l'angle solide de détection en fonction de l'énergie des particules de recul, nous nous proposons de simuler une réaction fictive avec une section efficace constante c'est-à-dire que l'énergie est tirée aléatoirement sur un domaine d'énergie donné. De plus on simule des diffusions isotropes dans le centre de masse.

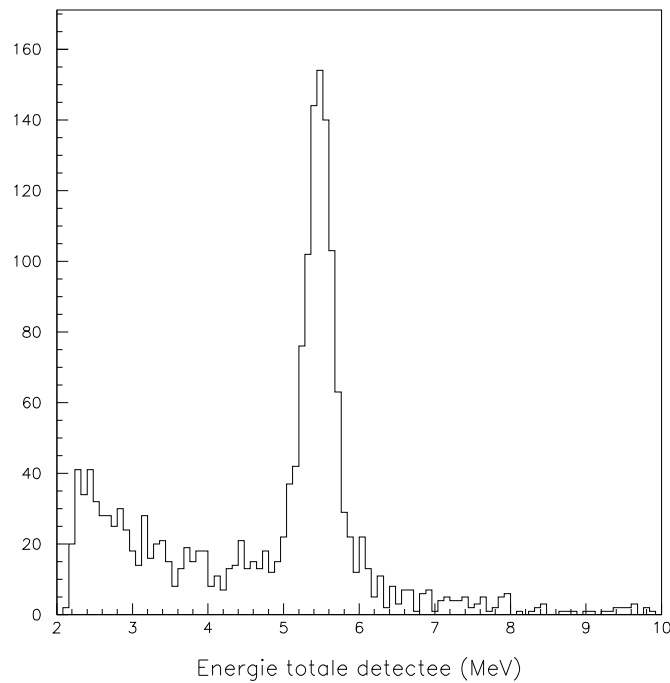


FIG. III.4 – L'énergie totale déposée par les protons dans les détecteurs calculée par la simulation d'un noyau de ^{12}C incident sur une cible de CH_4 à 1 atm. Une seule résonance a été simulée à 1.6 MeV dans le CM avec la contribution coulombienne.

Dans notre cas, on choisit la réaction $^{12}\text{C} + p$ en envoyant le noyau incident avec une énergie de 12.5 AMeV sur une cible de CH_4 à 1 atm.

On obtient la figure III.5 qui représente le nombre de coups détectés en fonction de l'énergie des protons détectés dans les siliciums.

On constate que plus l'énergie augmente plus le nombre de coups s'amointrit. Entre 2500 keV à 10000 keV d'énergie le nombre de coups diminue pratiquement d'un facteur 7. Cet effet est expliqué par le fait que les réactions à basse énergie se produisent près des détecteurs donc l'ouverture angulaire est plus importante qu'à haute énergie où les réactions se produisent plus loin du détecteur.

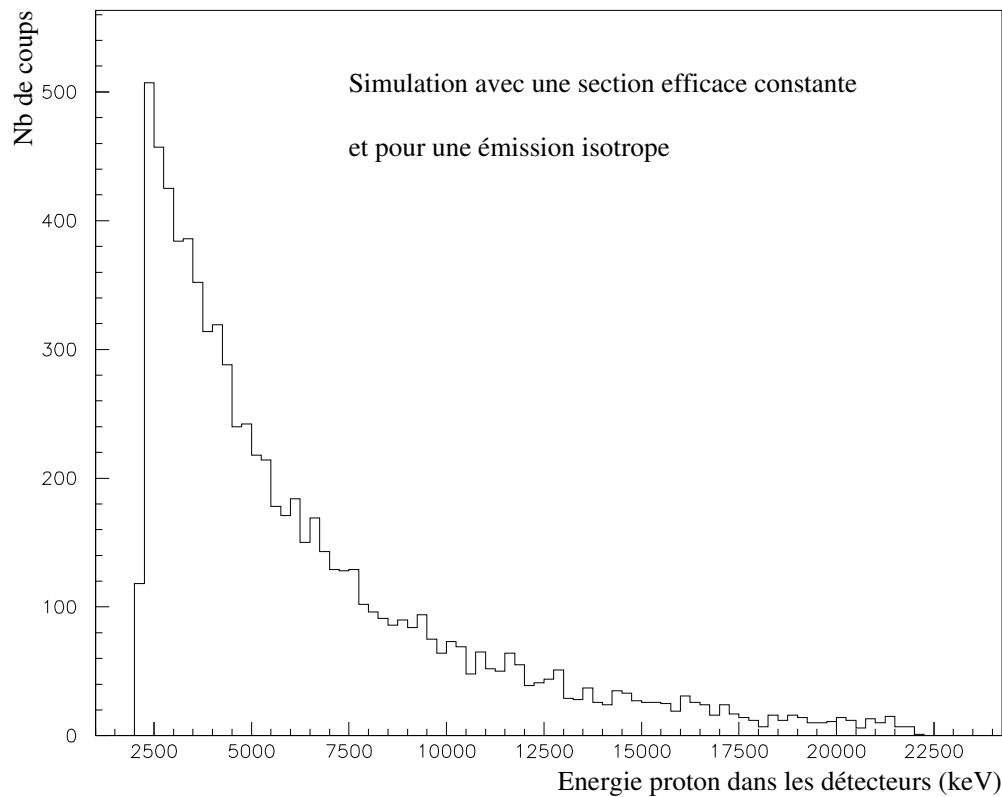


FIG. III.5 – Le nombre de coups en fonction de l'énergie détectée des particules de recul, obtenu par la simulation d'une réaction ($^{12}\text{C} + p$) avec une section efficace constante et une distribution angulaire isotrope.

C Influence des paramètres expérimentaux sur la résolution en énergie

Dans ce paragraphe nous allons tester l'influence de plusieurs paramètres expérimentaux sur la résolution en énergie mesurée dans le spectre final. Pour cela, on choisit de simuler la réaction qui produit le noyau composé de ^{13}N qui possède un pic de résonance à $E_{CM} = 1.6 \text{ MeV}$ avec une largeur de 50 keV dans le référentiel du CM. Le noyau incident est le ^{12}C avec une énergie $E_{inc} = 12.5 \text{ MeV}/A = 150 \text{ MeV}$ dans le référentiel du laboratoire. Le gaz utilisé est le méthane à une pression de 1 atmosphère.

Si l'on considère des conditions idéales telles qu'un faisceau mono-énergétique, sans aucun straggling, une parfaite résolution des détecteurs en énergie et une diffusion seulement à 180° dans le CM pour s'affranchir des effets cinématiques, on obtient une largeur du pic

de résonance dans le spectre de protons détectés de $(174 \pm 2) \text{ keV}$ dans le référentiel du laboratoire. Cette valeur correspond à une largeur de $(47.1 \pm 0.5) \text{ keV}$ dans le centre de masse ce qui est compatible avec la largeur de la résonance initialement introduite.

Dans ce cas idéal, pour former le noyau composé à l'énergie de résonance de $E_{CM} = 1.6 \text{ MeV}$ le noyau incident ^{12}C doit ralentir jusqu'à une énergie de 20.7 MeV juste avant la réaction. Pour la pression de 1 atm il doit traverser 72 cm de gaz. Le proton de recul a une énergie de 5.9 MeV juste après la réaction et traverse 13 cm de gaz avant d'arriver aux détecteurs. La perte d'énergie du proton dans le gaz est de 0.4 MeV donc il dépose une énergie totale de 5.5 MeV dans les jonctions.

1. Influence de la largeur du faisceau incident

La figure III.6 (A) montre l'énergie somme déposée dans les détecteurs en considérant un faisceau mono-énergétique.

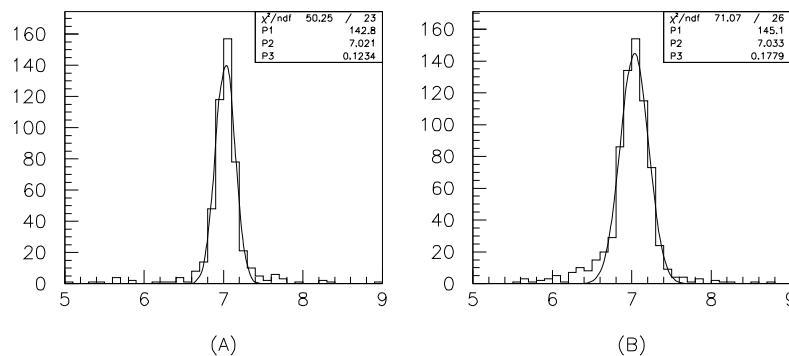


FIG. III.6 – L'énergie totale déposée par les protons dans les détecteurs calculée par la simulation. (A) pour une énergie incidente monocinétique. (B) pour une énergie incidente suivant une distribution plate.

Par contre, sur la figure III.6 (B), on montre la forme de l'énergie déposée dans les détecteurs pour une distribution énergétique de largeur $\Delta E = 10\%$ de l'énergie moyenne E_0 . On constate que la largeur augmente de $(120 \pm 3) \text{ keV}$ dans le référentiel du laboratoire ce qui correspond à 69% par rapport à la largeur initiale.

La figure III.7 représente la largeur du pic de résonance dans le référentiel du laboratoire en fonction de la largeur de la distribution en énergie du noyau incident. Comme attendu plus la largeur de la distribution est importante plus le pic de résonance

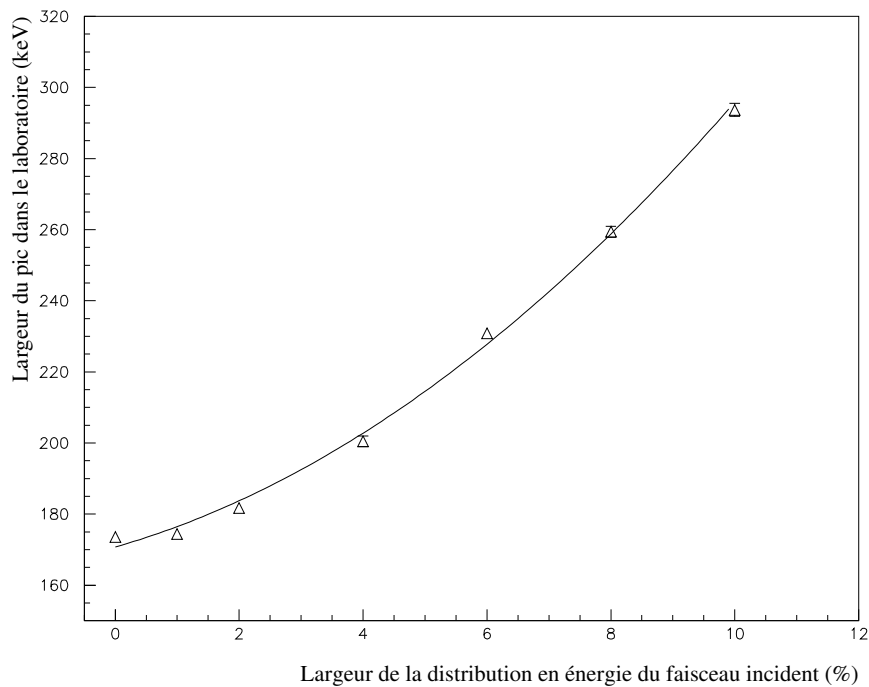


FIG. III.7 – La largeur du pic de résonance dans le référentiel du laboratoire en fonction de la largeur relative de la distribution en énergie du faisceau incident. Les points sont le résultat de la simulation d’une résonance à 1.6 MeV d’une largeur de 50 keV dans le centre de masse pour le système $^{12}\text{C} + p$. La courbe en continu représente l’ajustement des résultats de simulation par un polynôme de degré 2.

s’élargit. La variation de l’élargissement du pic sur ce domaine de largeur en distribution peut être ajustée par un polynôme du deuxième degré.

Par contre si on simule un pic de petite largeur le comportement est très différent. Par exemple, la figure III.8 montre l’évolution d’un pic de résonance de largeur égale à 5 keV en fonction de la largeur de la distribution en énergie du faisceau incident ΔE_{inc} .

On constate que plus ΔE_{inc} augmente plus le pic de résonance se déforme.

Cet effet est explicable par le fait que la perte d’énergie des protons est sensible à l’énergie initiale du noyau incident. Dans notre exemple, une largeur de distribution en énergie incidente de 10% donne des extrêmes à $E_{incmin} = 142.5 \text{ MeV}$ et $E_{incmax} = 157.5 \text{ MeV}$. Une telle différence en énergie engendre une différence de parcours et donc une différence de perte d’énergie des protons dans le méthane de l’ordre de 400 keV.

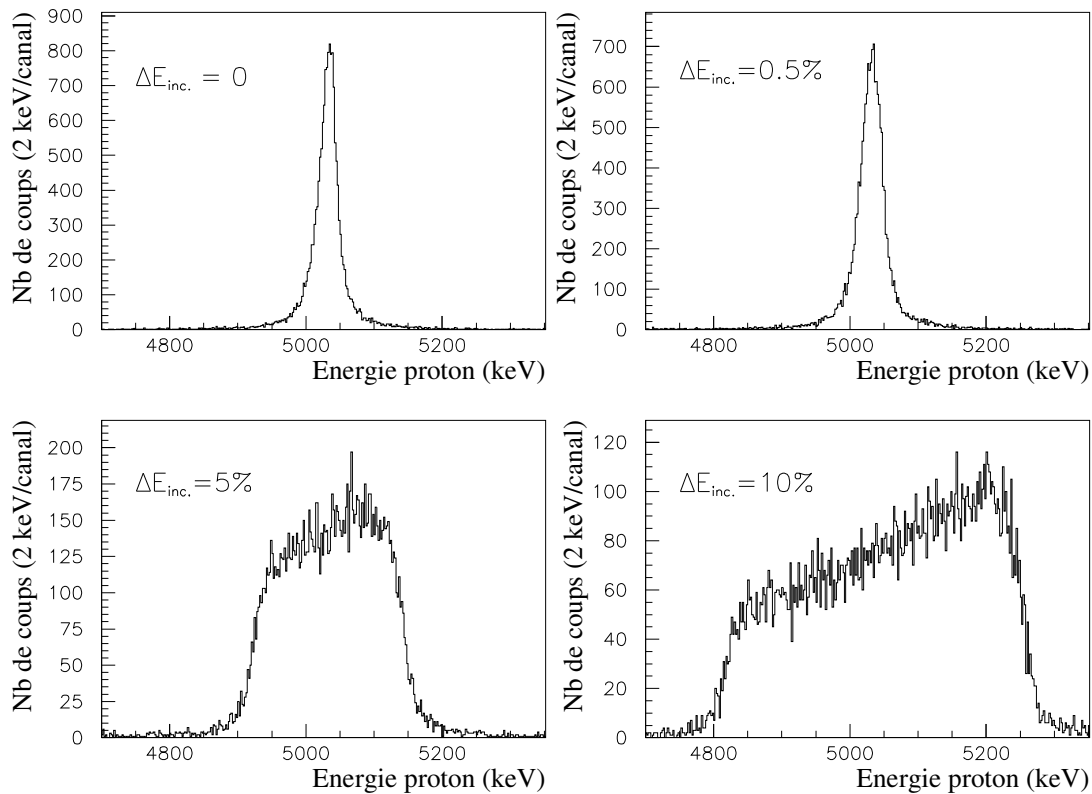


FIG. III.8 – Cette simulation montre l'évolution de la forme d'un pic de résonance fin d'une largeur de 5 keV en fonction de ΔE_{inc} la largeur de la distribution en énergie du faisceau incident.

Sachant que la largeur du pic de résonance dans le laboratoire devrait être de l'ordre de 20 keV, la différence en perte d'énergie du proton est 20 fois plus importante. Cet effet dégrade totalement la résolution du pic de résonance.

Maintenant si on étudie cet effet en fonction de l'énergie de la résonance on obtient la figure III.9 pour la largeur de distribution en énergie maximale de 10%. On revient à une largeur de résonance de 50 keV dans le CM.

On remarque que plus l'énergie de la résonance augmente plus la largeur du pic diminue. Si l'énergie de la résonance augmente, l'énergie des protons augmente aussi donc la différence de perte d'énergie entre deux protons à haute énergie se réduit d'où une réduction de la largeur de la résonance.

Cependant, on sait que plus l'énergie de la résonance augmente plus la réaction se

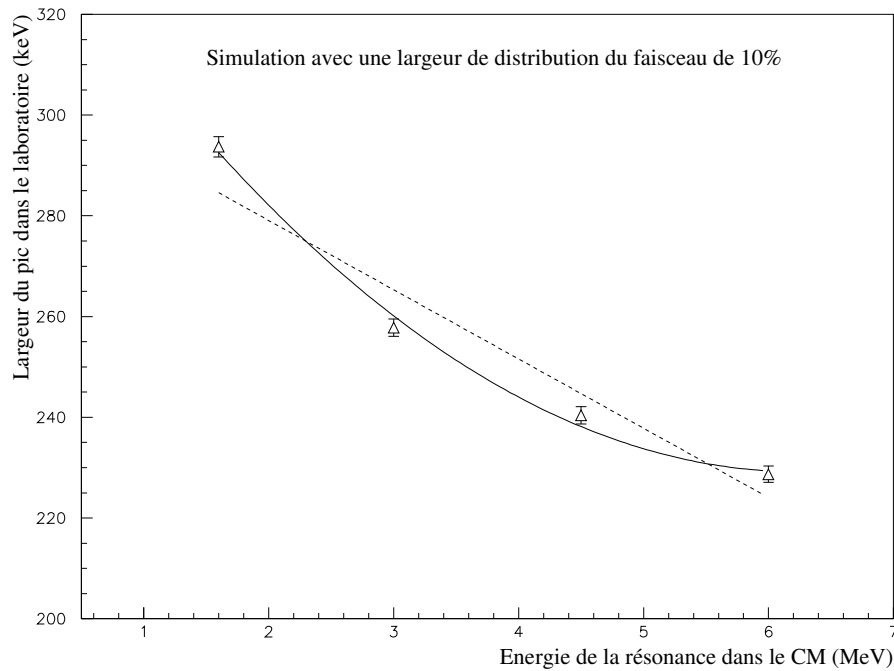


FIG. III.9 – Simulation de l'influence d'une largeur de distribution du faisceau incident de 10% en fonction de l'énergie de la résonance. Cette simulation est effectuée pour le système $^{12}\text{C} + p$ avec un angle de diffusion de 180° dans le CM. On représente la largeur du pic dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie de la résonance dans le CM. Deux ajustements ont été effectués. En continu par une fonction polynomiale du deuxième degré et en discontinu par une droite.

produit plus loin donc les protons doivent traverser une plus grande distance et dans ce cas, la différence en perte d'énergie devrait augmenter.

Sur le domaine en énergie que l'on a simulé, cet effet commence à apparaître vers 5–6 MeV où la diminution de la largeur n'est pas aussi raide qu'à plus basse énergie.

2. Influence de la fenêtre d'entrée

Dans ce cas test on utilise une fenêtre en kapton (densité = 1.43 g/cm^3) d'une épaisseur de $13 \mu\text{m}$. En comparant la largeur obtenue en introduisant le straggling en énergie et en angle dû à la fenêtre d'entrée par rapport à celle sans aucun straggling on obtient un élargissement de l'ordre de 1 keV dans le référentiel du laboratoire (0.3 keV dans le CM). Cette valeur est négligeable par rapport aux barres d'erreurs.

3. Influence du straggling dans le gaz

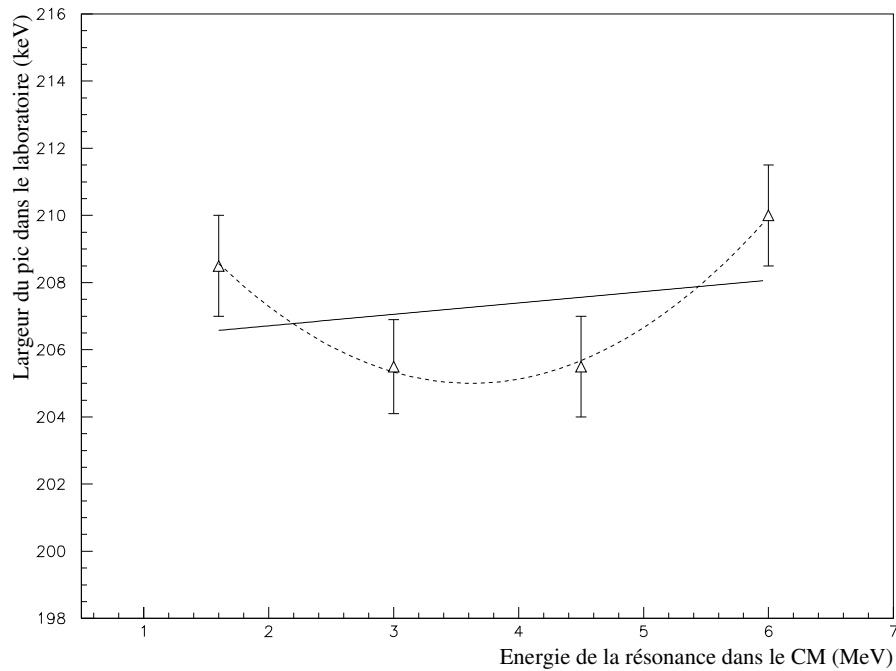


FIG. III.10 – Simulation de l'influence du straggling en énergie et en angle dû au gaz de CH_4 avec une pression égale à 1 atm en fonction de l'énergie de la résonance. Cette simulation est effectuée pour le système $^{12}C + p$ avec un angle de diffusion de 180° dans le CM. On représente la largeur du pic dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie de la résonance dans le CM. Deux ajustements ont été effectués. En continu par une droite et en discontinu par une fonction polynomiale du deuxième degré.

On introduit le straggling en énergie et en angle dû au gaz pour le noyau incident ^{12}C mais aussi pour les protons de recul. La largeur du pic de résonance n'augmente que de 2 keV si on introduit le straggling dû au gaz sur le ^{12}C . Par contre, le straggling dû au gaz sur les protons augmente de 35 keV dans le référentiel du laboratoire ce qui correspond à 20% de plus par rapport à la valeur initiale.

Pour étudier cet effet en fonction de l'énergie des protons donc de l'énergie de la résonance, on réalise plusieurs simulations à différentes énergies dans le CM. La figure III.10 représente l'élargissement du pic de résonance dû au straggling introduit par le gaz sur les protons dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie de la résonance dans le référentiel du CM.

En fait, on peut penser que quand l'énergie de la résonance est grande, le noyau

incident ^{12}C interagit avec les protons au début de son parcours dans la cible gazeuse. Par conséquent les protons de recul traversent une plus grande distance dans le gaz avant d'arriver aux détecteurs. Ceci introduit un straggling plus important. Néanmoins, si on considère les barres d'erreurs, on remarque que la largeur est quasiment constante. Ceci peut être expliqué par le fait que le straggling introduit dans la simulation est constant quelle que soit l'énergie.

4. Influence de la résolution des détecteurs

Lors de l'étalonnage des détecteurs par une source 3α la résolution en énergie a été mesurée. Elle est égale à $\frac{\Delta E}{E} = 2\%$.

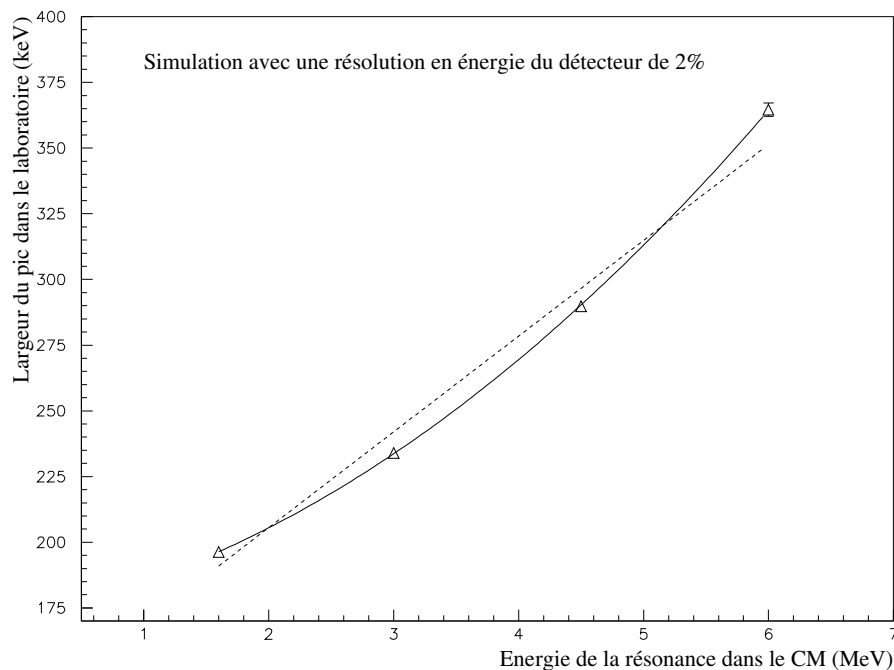


FIG. III.11 – Simulation de l'influence d'une résolution en énergie du détecteur de 2% en fonction de l'énergie de la résonance. Cette simulation est effectuée pour le système $^{12}\text{C} + p$ avec un angle de diffusion de 180° dans le CM. On représente la largeur du pic dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie de la résonance dans le CM. Deux ajustements ont été effectués. En continu par une fonction polynomiale du deuxième degré et en discontinu par une droite.

En introduisant cet effet dans la simulation pour la résonance à 1.6 MeV , la largeur du pic dans le référentiel du laboratoire augmente de 22 keV (5.9 keV dans le CM)

ce qui correspond à 12% de plus par rapport à la valeur initiale.

Si on étudie la variation de cet effet en fonction de l'énergie de la résonance on obtient la figure III.11. Celle-ci montre une nette augmentation de la largeur en fonction de l'énergie de la résonance. En fait, comme l'incertitude sur l'énergie détectée dépend de la valeur de l'énergie de façon linéaire, il est normal d'observer ce comportement. Par contre, l'allure des points de la figure III.11 n'est pas une simple droite ascendante mais présente plutôt une forme polynomiale ascendante du second degré.

5. Influence d'une distribution angulaire isotrope

Toutes les simulations précédentes ont été réalisées avec un angle de diffusion de 180° dans le CM. Maintenant on introduit une distribution angulaire pour l'angle de diffusion dans le CM la plus large c'est-à-dire une distribution isotrope. On note que cet effet est équivalent à l'augmentation de l'angle solide de détection.

Pour la résonance à 1.6 MeV la largeur de la résonance augmente de 18 keV (4.9 keV dans le CM) ce qui correspond à 10% de plus par rapport à la largeur initiale.

Cet effet est essentiellement cinématique. En effet, d'après les calculs de cinématique pour la diffusion élastique qu'on peut trouver dans [MIC64] on a:

$$E_r = \frac{4 m_i m_r}{(m_i + m_r)^2} E_i \cos^2 \theta_r = E_{r0^\circ} \cos^2 \theta_r \quad (\text{III.2})$$

avec E_{r0° l'énergie du noyau de recul à 0° et θ_r son angle de diffusion dans le référentiel du laboratoire. Dans ce cas, on peut exprimer la différence d'énergie par:

$$\Delta E = E_{r0^\circ} - E_r = E_{r0^\circ} (1 - \cos^2 \theta_r)$$

On constate que ΔE croît avec l'angle θ_r . Or si la distribution angulaire est isotrope, l'angle θ_r dans le laboratoire est plus grand ce qui explique l'augmentation de la largeur de résonance par rapport à sa largeur initiale.

Si on simule cet effet à différentes énergies de résonance on obtient la figure III.12. Celle-ci montre que la largeur de la résonance diminue quand l'énergie de la résonance augmente. En effet, si l'énergie de la résonance est petite cela veut dire que la réaction se produit près du détecteur. Le fait de mettre une distribution angulaire plus large fait augmenter l'angle solide de détection donc θ_r de la formule III.2 est plus grand. Les protons détectés auront une distribution angulaire plus large donc une distribution en parcours plus large d'où l'élargissement du pic de résonance.

Par contre si l'énergie de la résonance est plus grande la réaction se produit plus loin du détecteur. Dans ce cas, la distribution en angle est moins large. Idem pour la distribution en parcours des protons de recul. Donc l'élargissement du pic est moins

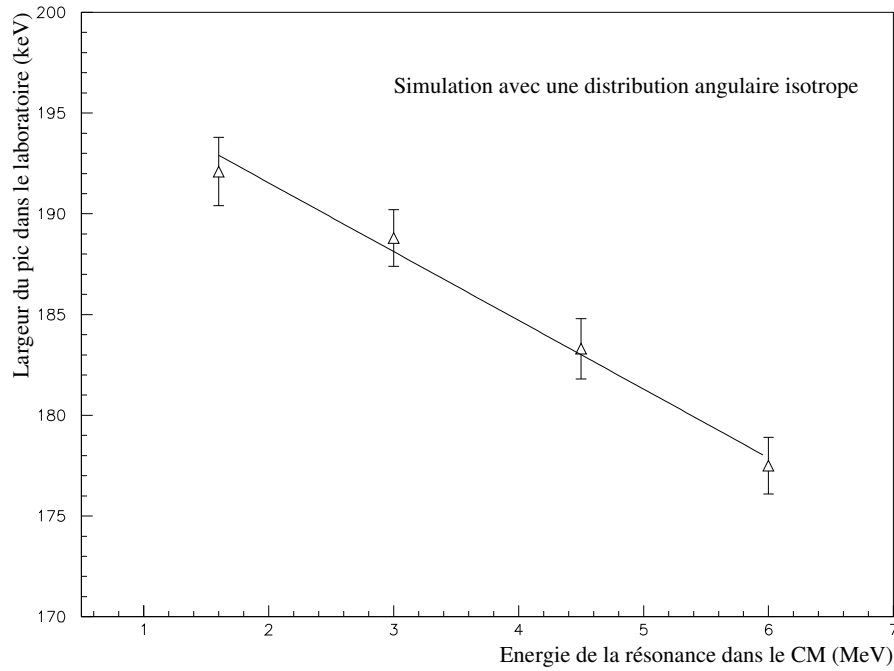


FIG. III.12 – Simulation de l'influence d'une distribution isotrope de l'angle de diffusion dans le CM en fonction de l'énergie de la résonance. Cette simulation est effectuée pour le système $^{12}\text{C} + p$ avec un angle de diffusion de 180° dans le CM. On représente la largeur du pic dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie de la résonance dans le CM. On ajuste les points obtenus par une droite.

important.

6. Conclusion

La largeur finale du pic de résonance à 1.6 MeV dans le CM obtenue avec une simulation prenant en compte tous les paramètres expérimentaux cités précédemment avec un angle de diffusion à 180° dans le CM, est de $(314 \pm 2) \text{ keV}$.

Cette valeur est compatible avec la largeur obtenue en sommant quadratiquement tous les effets les plus significatifs pris individuellement qui est $\sqrt{120^2 + 35^2 + 22^2} = 301 \text{ keV}$.

On remarque que les effets les plus importants à cette énergie de résonance $E_{CM} = 1.6 \text{ MeV}$ sont dans l'ordre: la largeur du faisceau incident, le straggling en énergie des protons dû au gaz, la résolution du détecteur et sans oublier l'augmentation de l'angle solide de détection.

Le tableau III.1 regroupe la variation de la largeur de la résonance en fonction de ces

effets et de l'énergie de la résonance.

Largeur du pic de résonance en keV dans le laboratoire				
E_R (MeV)	$\frac{\Delta E}{E_0} = 10\%$	Strag. gaz sur Ep	$(\frac{\Delta E}{E})_{det.} = 2\%$	Tous les effets
1.6	294	208	196	314
3	258	205	234	302
4.5	240	205	290	342
6	229	210	365	395

TAB. III.1 – Largeur du pic de résonance en keV dans le laboratoire pour chaque effet en fonction de l'énergie de la résonance E_R . Ces valeurs ont été obtenues par la simulation de la réaction $^{12}C + p$ avec une cible de gaz de CH_4 à 1 atm et pour une diffusion à 180° dans le CM.

La figure III.13 représente la largeur du pic de résonance dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie de la résonance dans le CM (valeurs du tableau III.1). Pour cette simulation à 180° dans le CM, tous les effets ont été pris en compte: une largeur de 10% pour la distribution en énergie du noyau incident, le straggling de la fenêtre de kapton d'une épaisseur de $13\mu m$, le straggling du gaz de CH_4 à une pression de 1 atm, la résolution en énergie du détecteur égale à 2%.

On remarque qu'en sommant tous les effets le minimum d'élargissement se retrouve autour de 3 MeV. En dessous de cette valeur la largeur diminue ce qui laisse penser que c'est l'effet de la largeur de la distribution du faisceau incident qui prend le dessus. Par contre au-dessus, c'est plutôt la résolution en énergie du détecteur qui est l'effet le plus dominant.

D Correction de l'effet de la largeur de la distribution en énergie incidente

Pour corriger l'effet de la largeur de la distribution en énergie du noyau incident, il faudrait pouvoir calculer pour chaque proton la perte d'énergie dans le gaz et la rajouter à l'énergie détectée dans les détecteurs Si.

On choisit de simuler la réaction $^{12}C + p$ avec une cible gazeuse de CH_4 à une pression de 1 bar. Six pics de résonance d'énergie égale à 1, 2, 3, 4, 5, 6 MeV dans le CM avec une largeur de 5 keV ont été simulés. Les résultats de cette simulation sont présentés sur les figures III.14, III.15 et III.16.

La figure III.14 (A) représente la perte d'énergie des protons dans le gaz en fonction de l'énergie détectée dans les détecteurs Si pour toutes les résonances et sur la figure (C) pour une seule résonance correspondant à 3 MeV dans le CM.

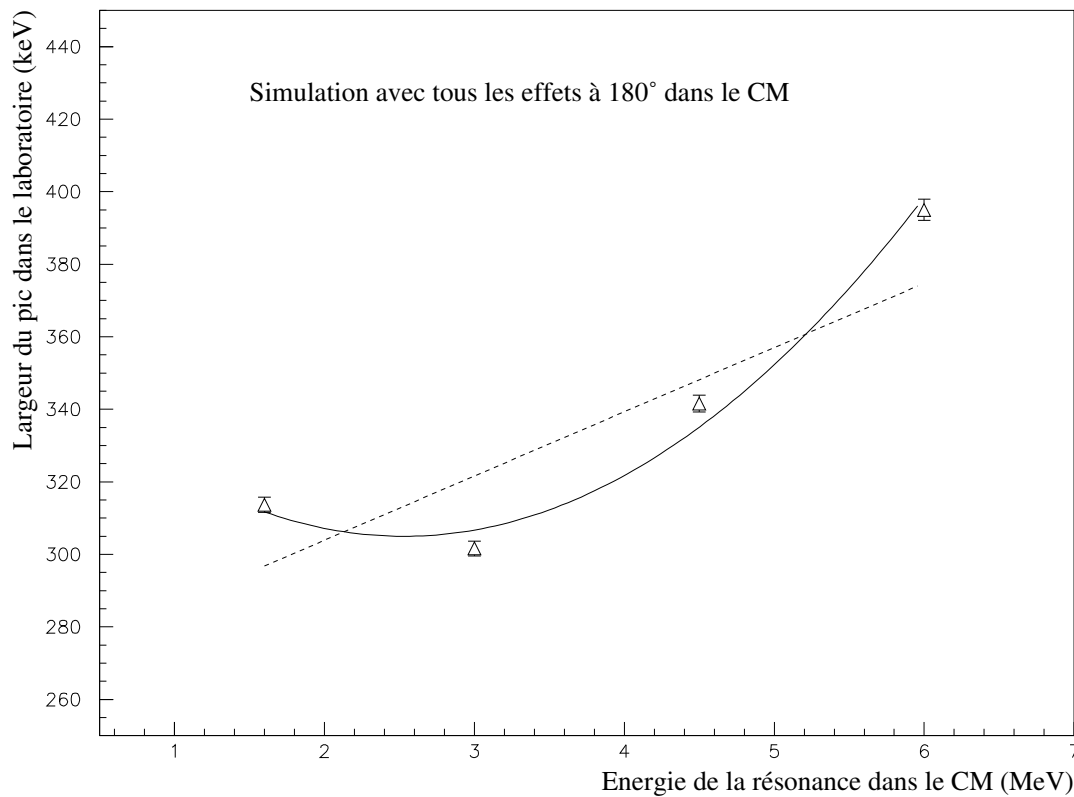


FIG. III.13 – La largeur du pic de résonance dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie de la résonance dans le CM. Dans cette simulation à 180° dans le CM tous les effets tels que la largeur de distribution de l'énergie du faisceau incident, du straggling dû à la fenêtre d'entrée, du straggling dû au gaz et de la résolution en énergie du détecteur sont pris en compte.

On remarque les corrélations linéaires entre ces deux énergies. Chacune d'elles correspond à une seule énergie de résonance. On constate aussi que la distribution en perte d'énergie des protons dans le gaz est large et différente d'une résonance à l'autre. Donc il ne suffit pas de connaître l'énergie perdue dans les détecteurs pour remonter à l'énergie perdue dans le gaz car on ne connaît pas la distance parcourue par le proton.

Par contre si on détermine aussi l'énergie du noyau incident, le parcours du proton est implicitement connu et la perte d'énergie des protons dans le gaz est déterminée.

En effet, la figure III.14 (B) représente la perte d'énergie des protons dans le gaz en fonction de l'énergie du noyau incident pour toutes les résonances et en (D) pour une seule résonance à 3 MeV dans le CM.

On remarque sur la figure (B) qu'on ne peut pas déterminer la perte d'énergie des protons

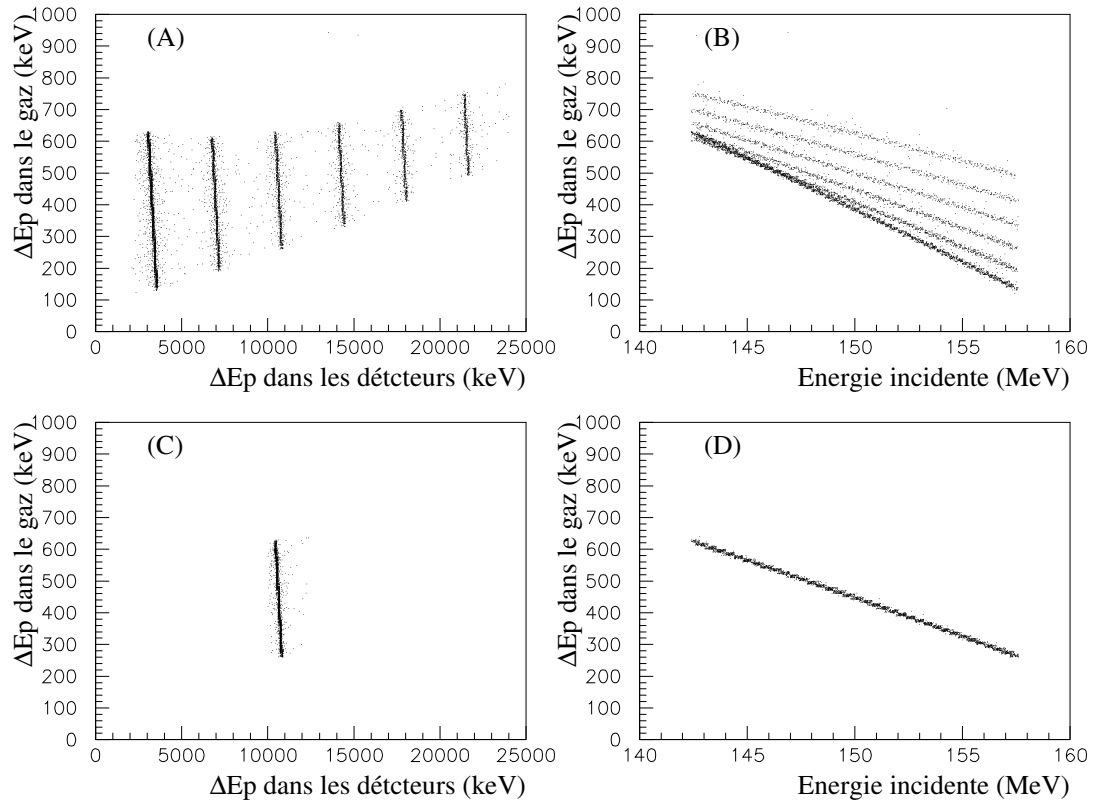


FIG. III.14 – Ces figures ont été obtenues en simulant six pics de résonance d'énergie 1, 2, 3, 4, 5, 6 MeV dans le CM avec une largeur de 5 keV. La réaction choisie est $^{12}\text{C} + p$ avec une pression de 1 bar pour la cible de CH_4 . Sur les figures (A) et (C) la perte d'énergie dans le gaz est représentée en fonction de l'énergie détectée dans les détecteurs. Sur les figures (B) et (D) la perte d'énergie dans le gaz est représentée en fonction de l'énergie du noyau incident. Sur les figures (C) et (D) on sélectionne les événements relatifs à l'énergie de résonance de 3 MeV dans le CM.

dans le gaz seulement en connaissant l'énergie du noyau incident. Par contre si on sélectionne une seule résonance (autrement dit une énergie détectée dans le détecteur Si), la correspondance entre l'énergie du noyau incident et la perte d'énergie du proton dans le gaz est directe.

La perte d'énergie des protons dans le gaz s'exprime en fonction de l'énergie du noyau incident par:

$$\Delta E_{pgaz} = P1 + P2 \times E_{inc}$$

On effectue un ajustement pour déterminer les paramètres P1 et P2 pour chaque énergie détectée. Les résultats sont reportés sur la figure III.15. On constate que la variation des

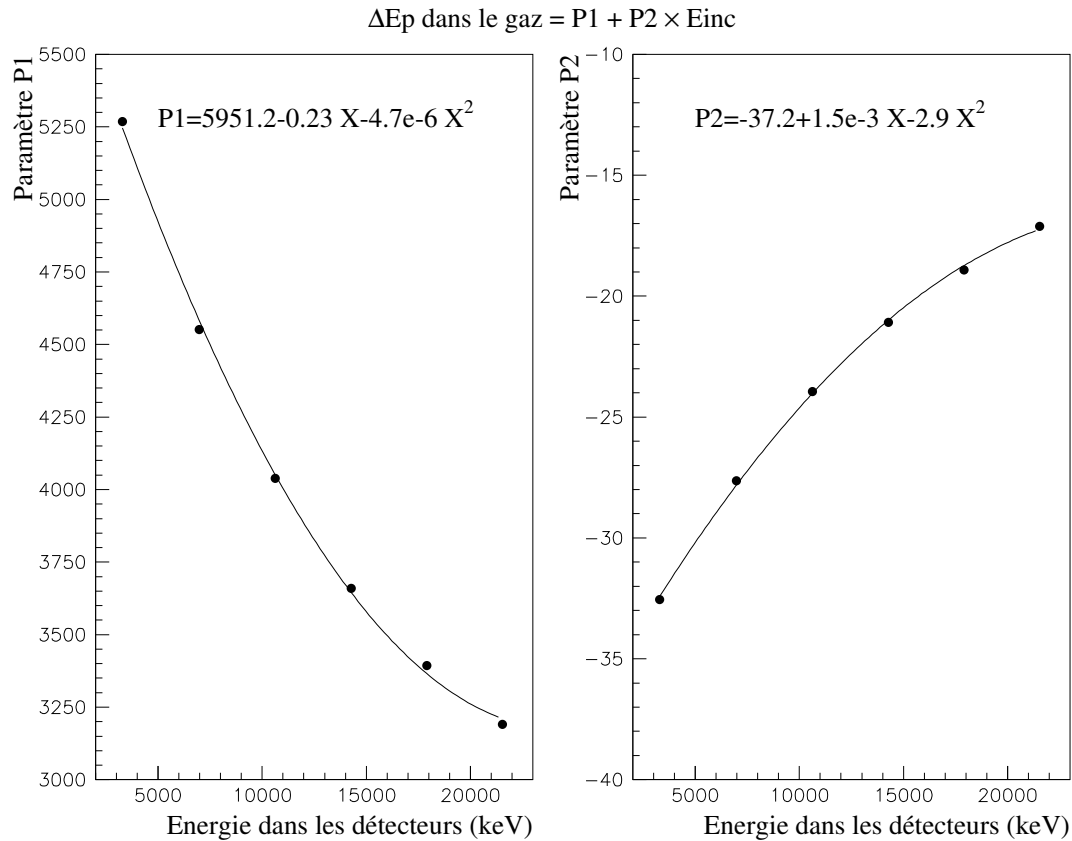


FIG. III.15 – La simulation de six pics de résonance d'énergie 1, 2, 3, 4, 5, 6 MeV dans le CM avec une largeur de 5 keV pour la réaction $^{12}C + p$ avec une pression de 1 bar pour la cible de CH_4 , montre que la perte d'énergie des protons dans le gaz varie linéairement en fonction de l'énergie du noyau incident avec $\Delta E_{pgaz} = P1 + P2 \times E_{inc}$ (voir la figure III.14). Les paramètres $P1$ et $P2$ dépendent de l'énergie détectée dans les détecteurs S_i . L'ajustement des points de la simulation est effectué par une fonction polynomiale de degré deux pour chacun des paramètres.

paramètres $P1$ et $P2$ peut être ajustée par une fonction polynomiale de degré 2. En conclusion, la perte d'énergie des protons dans le gaz s'exprime par:

$$\Delta E_{pgaz} = P1(\Delta E_p S_i) + P2(\Delta E_p S_i) \times E_{inc}$$

avec $\Delta E_p S_i$ l'énergie détectée dans les détecteurs S_i et E_{inc} l'énergie du noyau incident. Les paramètres dépendent du noyau étudié ainsi que de la nature et de la pression du gaz choisi.

Pour vérifier que cette correction fonctionne bien, on calcule l'énergie perdue dans le gaz par la formule précédente à partir de E_{inc} et de ΔE_{pgaz} avec les paramètres déterminés

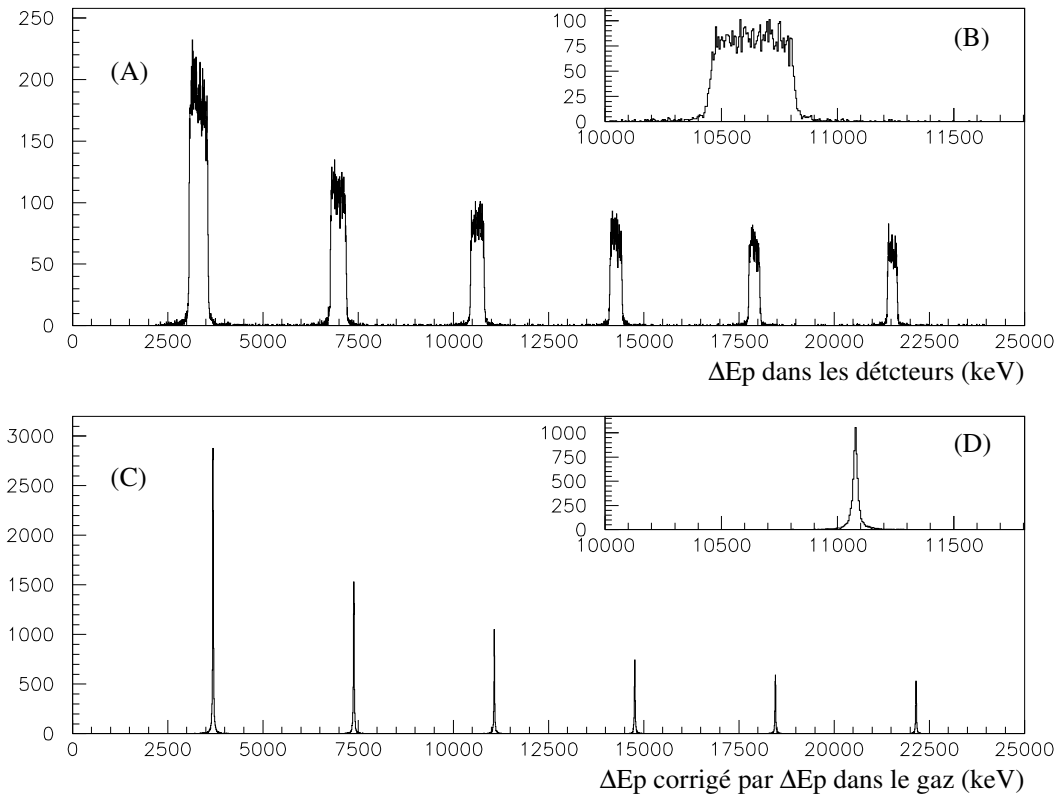


FIG. III.16 – La figure (A) représente l'énergie détectée dans les détecteurs Si pour six pics de résonance d'énergie 1, 2, 3, 4, 5, 6 MeV dans le CM avec une largeur de 5 keV pour la réaction $^{12}\text{C} + p$ avec une pression de 1 bar pour la cible de CH_4 . La largeur de la distribution en énergie du noyau incident est maximale ($\frac{\Delta E}{E} = 10\%$). La figure (C) représente l'énergie de la figure (A) à laquelle on rajoute la perte d'énergie calculée par les paramètres de la figure III.15. Les figures (B) et (D) représentent un zoom des figures (A) et (B) pour le pic de résonance à 3 MeV dans le CM.

sur la figure III.15. L'énergie totale est égale à l'énergie perdue dans les détecteurs à laquelle on rajoute l'énergie perdue dans le gaz par les protons calculée. La figure III.16 compare l'énergie perdue dans les détecteurs en (A) sans correction avec l'énergie totale ainsi déterminée en (C).

Le résultat est probant. Le fait de rajouter l'énergie perdue dans le gaz permet de reconstituer les pics de résonance avec la largeur attendue qui est de l'ordre de 20 keV dans ce cas. Les figures III.16 (B) et (D) permettent de comparer le pic de résonance à 3 MeV dans le CM. En (B) on n'a pas de pic mais juste une distribution quasi plate. Par contre en (D) le pic de résonance est reconstitué et déplacé à plus haute énergie puisqu'on a rajouté

l'énergie perdue dans le gaz.

Finalement, il est possible de calculer la perte d'énergie dans le gaz à partir de l'énergie du noyau incident et de l'énergie perdue dans les détecteurs. Cette correction est très importante pour reconstituer les pics de résonance si la distribution en énergie du noyau incident est large.

Avant d'entreprendre ce travail, nous avons pensé que cette correction était faible. Ce résultat a donc constitué une réelle surprise.

E Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit le programme de simulation Monte-Carlo que nous avons utilisé pour simuler des réactions de diffusion élastique résonante en cinématique inverse conformément au dispositif expérimental choisi.

Cette simulation a permis de quantifier l'influence de plusieurs paramètres expérimentaux sur la résolution en énergie.

On constate que le paramètre le plus sensible dans ce type d'expérience est la largeur de la distribution en énergie du faisceau incident qui est étroitement liée à la perte d'énergie des protons dans le gaz.

En effet, si la distribution en énergie du noyau incident est large, la différence en perte d'énergie entre les protons peut devenir plus grande que la largeur des résonances. Dans ce cas, au lieu d'observer des pics de résonance dans les détecteurs, on ne voit qu'une distribution quasi uniforme.

Pour remédier à cet effet, on a montré qu'il est possible de calculer l'énergie perdue par les protons dans le gaz à partir de l'énergie perdue dans les détecteurs ainsi que l'énergie du noyau incident.

Expérimentalement, il faudrait pouvoir corrélérer chaque événement proton avec l'énergie du noyau incident. De cette façon, on peut corriger le spectre final en énergie proton perdue dans les détecteurs en y ajoutant l'énergie perdue dans le gaz. Ceci dans l'hypothèse où la pression du gaz est bien mesurée et la perte d'énergie des protons bien connue.

Chapitre IV

Test expérimental avec des faisceaux stables

A Test expérimental avec un faisceau de ^{12}C

Pour tester le dispositif expérimental et valider la simulation dans les meilleures conditions, il faut utiliser une réaction connue avec un faisceau pur et intense. La réaction $^{12}\text{C} + p$ est idéale puisque cette réaction a été maintes fois étudiée expérimentalement et puisqu'un faisceau primaire de ^{12}C est disponible au GANIL. Nous avons choisi la Sortie Moyenne Energie du GANIL qui délivre un faisceau primaire à la sortie du premier cyclotron CSS1.

A.1 Conditions expérimentales

Dans ce test, le dispositif de détection a été monté en bout de la ligne SME dans la salle D1. Il était composé de :

- la chambre à réaction avec une fenêtre d'entrée en kapton.
- un télescope de deux détecteurs silicium. Le premier est très mince d'une épaisseur de $30\ \mu\text{m}$, on le désignera par E1. Cette faible épaisseur a permis de minimiser la perte d'énergie des protons dans ce détecteur. Le deuxième d'une épaisseur de $3.5\ \text{mm}$ est dopé au lithium qu'on désignera par Esili.

L'étalonnage en énergie des détecteurs E1 et Esili a été effectué par une tri-source de ^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm émettant des particules α d'énergie $5.155\ \text{MeV}$, $5.486\ \text{MeV}$ et $5.806\ \text{MeV}$.

Comme le faisceau délivré par la sortie moyenne énergie est un faisceau primaire nous n'avons pas besoin de détecteurs de faisceaulogie. En effet le faisceau primaire délivré par la SME est pur (il n'y a pas d'autres noyaux d'une nature différente). L'intensité délivrée est de l'ordre de 10^6 particules par seconde.

Le nombre de noyaux incidents est déterminé indirectement. En effet, une feuille mince est placée sur la ligne du faisceau. En traversant cette feuille les noyaux du faisceau interagissent avec les atomes de la feuille et provoquent un réarrangement électronique

qui résulte en l'émission de rayons x. Un compteur x est placé en biais de la ligne pour compter le nombre de rayons x. Ce nombre de rayonnements est proportionnel au nombre de noyaux incidents. Pour déterminer le facteur de proportionnalité nous avons envoyé le faisceau directement sur la jonction E1 (à travers la chambre à réaction vide) après avoir réduit l'intensité du faisceau avec un ensemble de fentes à 5000 *pps*. De cette manière nous avons pu mesurer directement l'intensité avec les siliciums.

La correspondance entre les rayonnements x et les noyaux incidents était de l'ordre de 3800 à 4000 noyaux pour un rayonnement x détecté. Comme la feuille reste en permanence dans la ligne du faisceau, le nombre de noyaux incidents est connu tout le long de l'expérience. L'énergie du faisceau incident était de 12.5 *MeV/A*. Pour l'arrêter le plus proche possible des détecteurs nous avons utilisé une pression du gaz de méthane égale à 1.12 *bar* indiquée par le capteur absolu.

A.2 Analyse des données

Nous avons utilisé trois gammes d'amplification pour chacun des détecteurs. Une pour la détection des ions lourds, une pour la détection des protons et une intermédiaire.

La figure IV.1 représente l'énergie dans le détecteur E1 en fonction de l'énergie dans le détecteur Esili pour la gamme d'amplification correspondant aux protons. Les événements contenus dans le contour en noir représentent les protons de recul qui s'arrêtent en Esili. On remarque qu'il est difficile de distinguer entre le bruit de fond engendré par le détecteur mince E1 et la ligne proton. Un calcul avec le programme LISE [LISE], sans considérer la perte d'énergie des protons dans le gaz, permet de situer le point de rebroussement à 25 *MeV* dans Esili. Pour ne pas perdre des événements protons on décide de prolonger la ligne proton jusqu'à cette limite. Si ces événements ne correspondent pas à la réaction $^{12}\text{C} + p$ mais à un bruit de fond, ils seront soustraits comme explicité ultérieurement.

Donc la somme de la perte d'énergie dans les détecteurs E1 et Esili pour les événements du contour permet d'obtenir l'énergie totale des protons de recul. Cependant, la cible de méthane CH_4 contient aussi du carbone. Il n'est pas exclu que des protons résultent de la réaction du noyau incident sur le carbone de la cible gazeuse. La même remarque est valable pour la fenêtre d'entrée en kapton qui peut contribuer aux événements protons contenus dans le contour de la figure IV.1. Pour soustraire ces contributions, on refait la même mesure en changeant le gaz de CH_4 par du CO_2 . Pour avoir des cibles d'épaisseur équivalentes, la pression de CO_2 est fixée à 0.67 *bar*.

Afin d'obtenir le spectre en énergie totale des protons provenant de la réaction $^{12}\text{C} + p$, on construit le spectre somme de la perte d'énergie dans les détecteurs E1 et Esili dans le cas de la cible CH_4 représenté en continu sur la figure IV.2 (A) auquel on soustrait le spectre dans le cas de la cible CO_2 représenté en discontinu sur la figure IV.2 (A). Le facteur de soustraction dépend de l'origine du bruit de fond:

1. S'il provient de la fenêtre d'entrée ou d'un autre constituant du dispositif expérimental ça ne dépendra que du nombre de particules incidentes. Le facteur de soustraction

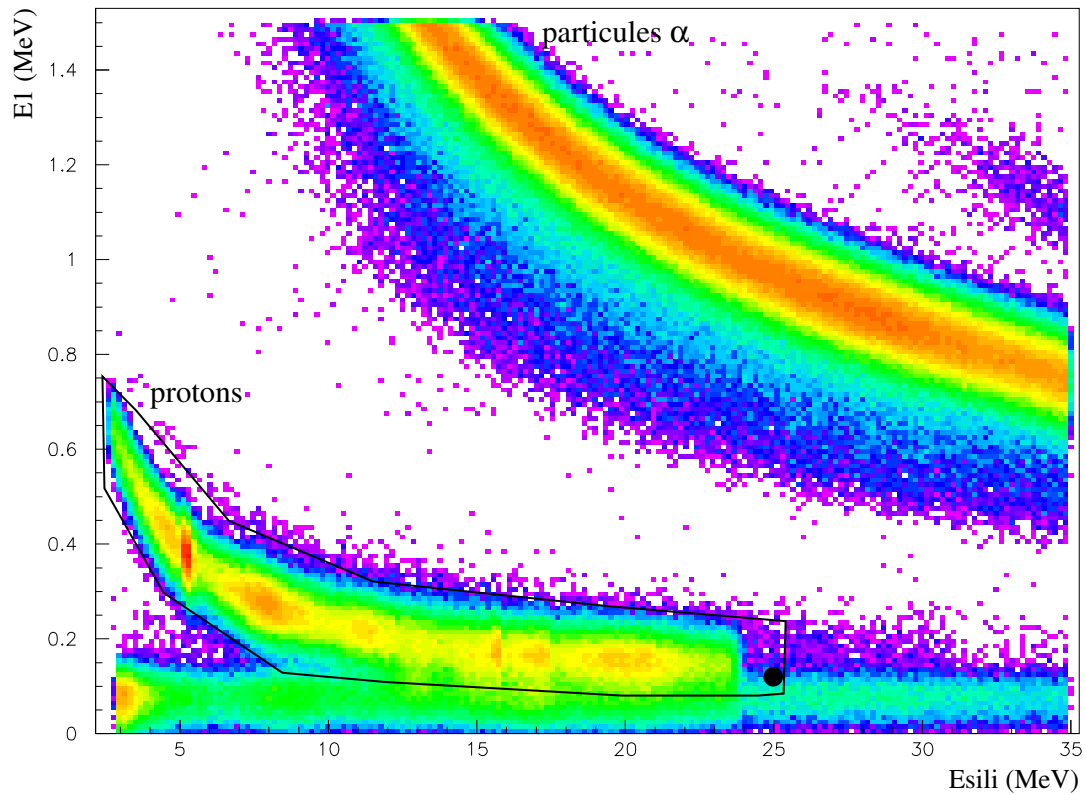


FIG. IV.1 – Cette figure représente l'énergie dans le détecteur $E1$ en fonction de l'énergie dans le détecteur $Esili$. La partie entourée par le contour noir représente la ligne correspondante aux protons qui perdent une partie de leur énergie en $E1$ et s'arrêtent en $Esili$. En haut apparaît la ligne correspondante aux particules α .

sera égal au rapport entre le nombre de particules incidentes pour la mesure avec le gaz de CH_4 par le nombre de particules incidentes pour la mesure avec le gaz de CO_2 .

2. S'il provient de la diffusion sur les noyaux de carbone du gaz CH_4 , le facteur est calculé de la manière suivante. En général le nombre de noyaux diffusés N_d est exprimé par:

$$N_d = N_{inc} \times N_{cible} \times \sigma_r$$

avec N_{inc} le nombre de noyaux incidents, N_{cible} le nombre de noyaux dans la cible par unité de surface et σ_r la section efficace de réaction.

Dans notre cas, ce que l'on cherche à soustraire c'est la contribution des réactions du noyau incident ^{12}C sur le noyau de carbone dans CH_4 . Donc on doit calculer le

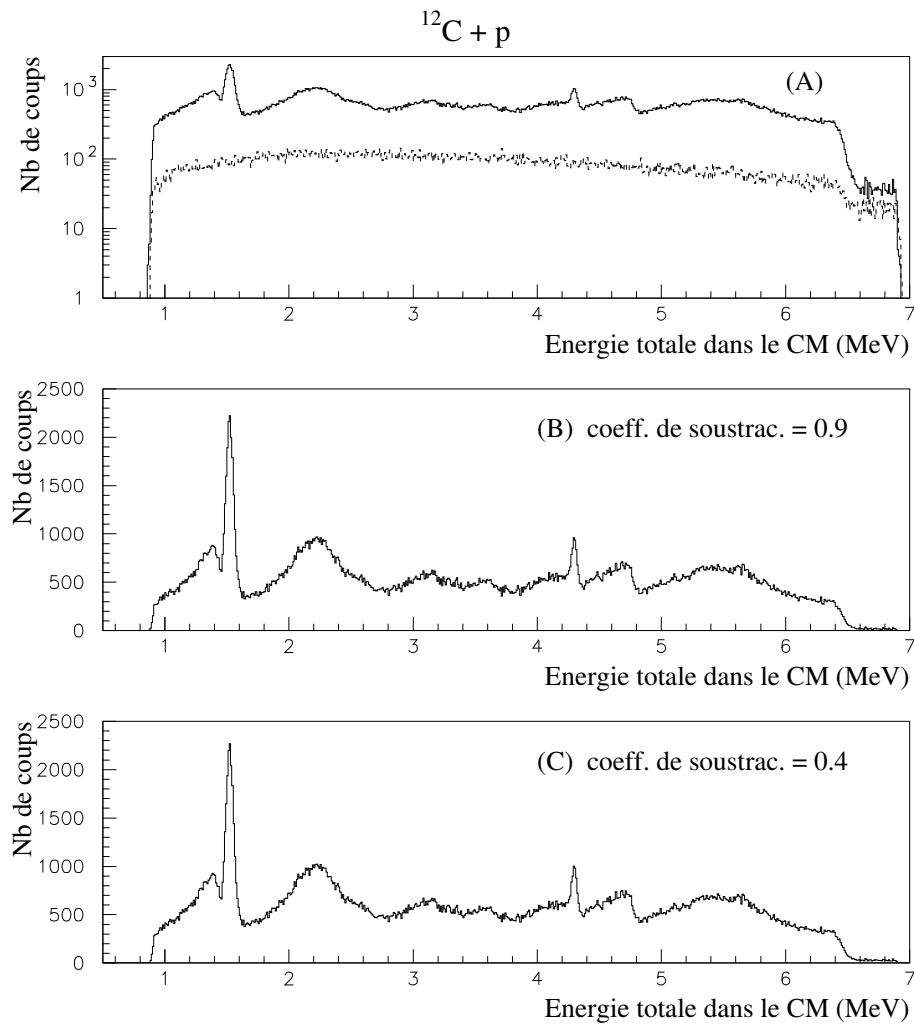


FIG. IV.2 – Les figures ci-dessus représentent l'énergie totale construite en sommant la perte d'énergie étalonnée dans les détecteurs $E1$ et E_{sili} pour l'expérience réalisée en SME avec un faisceau de ^{12}C . Seuls les événements protons contenus dans le contour de la figure IV.1 sont pris en compte. En (A) l'histogramme en continu est le résultat obtenu avec le gaz de CH_4 auquel est superposé l'histogramme en discontinu représentant le résultat avec le gaz de CO_2 . L'histogramme de la figure (B) représente la soustraction entre le résultat avec le gaz CH_4 et celui avec le gaz de CO_2 avec un coefficient de 0.9. Ce facteur est le rapport de l'intensité du faisceau incident. L'histogramme (C) représente la même soustraction mais avec un coefficient de 0.4 qui prend aussi en compte l'épaisseur effective de carbone dans chacun des gaz.

nombre de ces réactions sur la cible de CH_4 qui est donné par:

$$N1_d = N1_{inc} \times N1_{cible} \times \sigma_r$$

et aussi dans le cas de la cible de CO_2 qui est donné par:

$$N2_d = N2_{inc} \times N2_{cible} \times \sigma_r$$

Le facteur de soustraction s'écrit alors:

$$f = \frac{N1_d}{N2_d} = \frac{N1_{inc} \times N1_{cible}}{N2_{inc} \times N2_{cible}}$$

Connaissant l'intensité du faisceau, $N1_{inc}$ et $N2_{inc}$ sont déterminés directement pour chaque cas. Par contre, $N1_{cible}$ et $N2_{cible}$ représentent l'épaisseur effective de carbone dans CH_4 et CO_2 respectivement et sont calculés par:

$$N_{cible} = \text{épaisseur} \times \rho_c$$

avec ρ_c la densité du carbone dans le gaz.

Dans le cas du gaz CH_4 la densité du carbone est donnée par:

$$\rho1_c = \frac{M_c}{M_{CH_4}} \rho_{CH_4}$$

et pour le cas du gaz CO_2 elle est donnée par:

$$\rho2_c = \rho_{CO_2}$$

si on considère que la diffusion sur les noyaux de carbone est équivalente à la diffusion sur les noyaux d'oxygène.

N'ayant pas réussi à déterminer l'origine du bruit donc à discriminer entre ces deux contributions, on décide de les prendre en compte toutes les deux. On calcule le premier facteur en faisant le rapport en nombre de particules incidentes qui est de 0.9. On obtient le spectre après soustraction de la figure IV.2 (B).

Le deuxième facteur est calculé à partir des densités effectives de carbone dans CH_4 et CO_2 comme expliqué précédemment, on trouve un facteur de 0.4. On obtient l'histogramme de la figure IV.2 (C).

On remarque que le spectre avec le gaz de CO_2 ne présente aucune structure, il est quasiment plat. Ceci permet de dire que les structures observées sur les figures IV.2 (B) ou (C) correspondent bien aux niveaux de ^{13}N au-dessus du seuil $^{12}C + p$.

Une importante remarque à faire est que le deuxième pic fin observé à 4.3 MeV sur la figure expérimentale IV.2 correspond à une résonance connue à 4.42 MeV de 11 keV de largeur dans le CM. Même si on observe ce pic avec une largeur de l'ordre de 28 keV dans le CM, on peut affirmer que cette méthode permet de distinguer des pics de résonance de petite largeur de l'ordre de 10 keV dans le CM.

A.3 Comportement en fonction de la pression

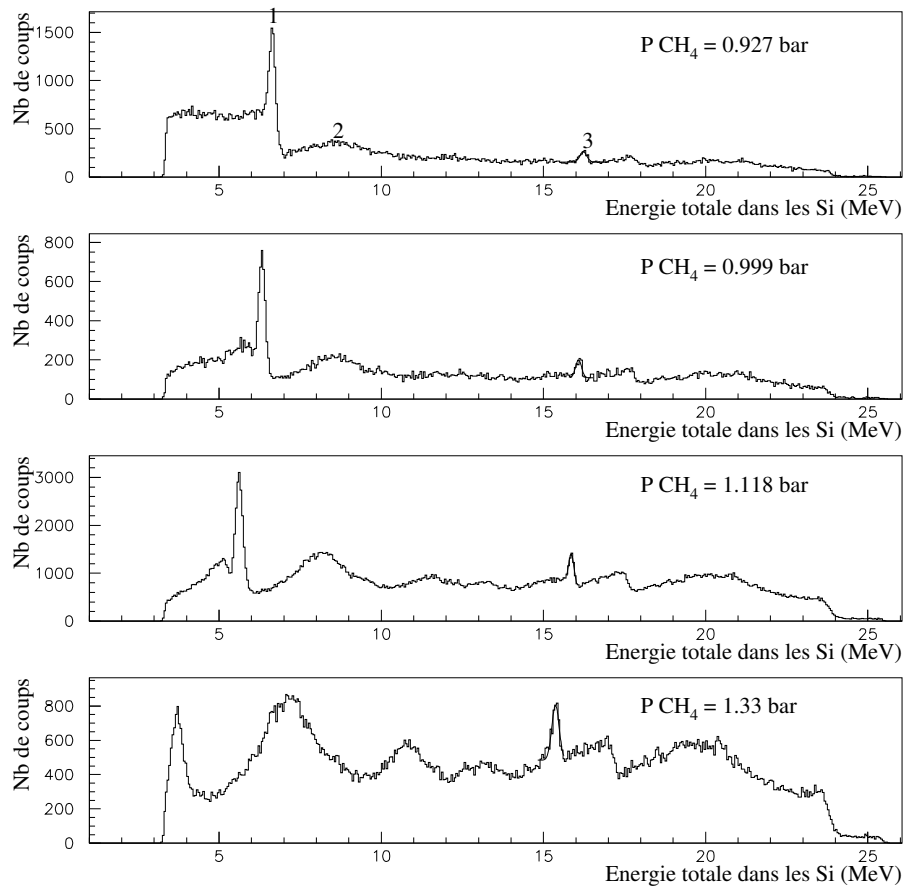


FIG. IV.3 – Spectre d'énergie totale détectée dans les Si pour différentes pressions de gaz CH_4 .

Durant ce test nous avons aussi fait varier la pression du gaz. La figure IV.3 compare le spectre en énergie totale dans les Si pour chaque pression du gaz.

On remarque que plus la pression augmente, plus les pics se déplacent vers les plus basses énergies. En effet, quand la pression augmente, les protons perdent de plus en plus d'énergie dans le gaz. Par exemple pour la pression à 1.33 bar, le pic 1 a disparu. Les protons qui correspondent à ce pic s'arrêtent avant d'arriver au détecteur Esili.

Sur la figure IV.4 on représente l'énergie des protons détectés dans les silicium des pics 1, 2 et 3 de la figure IV.3 pour chacune des pressions. On constate que la variation n'est pas vraiment linéaire mais qu'elle est pratiquement la même pour tous les pics donc quelle

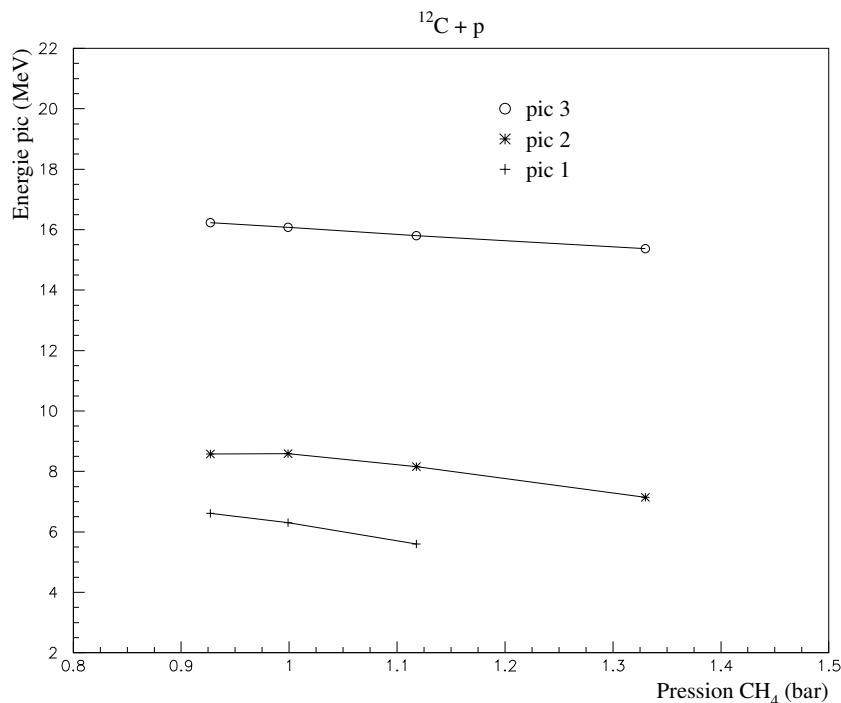


FIG. IV.4 – Pour chaque valeur de la pression du gaz CH_4 on détermine la position en énergie des pics 1, 2 et 3 de la figure IV.3

que soit l'énergie initiale. Cependant, on remarque que si le pic est à plus basse énergie l'énergie décline un peu plus rapidement en fonction de la pression.

On peut comparer cette figure à la figure IV.6 (A) qui représente aussi l'énergie des protons détectés dans le silicium en fonction de la pression du gaz pour la simulation de la réaction $^{12}\text{C} + p$. Dans ce cas, quatre résonances fictives à des énergies de 1.5, 3, 4.5 et 6 MeV, d'une largeur de 50 keV ont été simulées par des fonctions de Breit-Wigner. L'angle de diffusion est de 180° dans le CM. On constate que le comportement est quasiment identique.

Sur la figure IV.5 on représente les rapports des surfaces des pics 1 et 2 sur celle du pic 3. Pour le rapport entre la surface du pic 1 et celle du pic 3, on remarque que plus la pression augmente, plus ce rapport diminue. En fait, plus la pression augmente, plus la réaction se produit plus loin du détecteur. Ceci entraîne une diminution de l'angle solide couvert par le détecteur. De plus, plus la pression augmente, plus les protons perdent de l'énergie dans le gaz et les protons de basse énergie peuvent s'arrêter avant d'arriver au détecteur (comme pour le pic 1).

Cependant le rapport entre la surface du pic 2 et la surface du pic 3 se comporte différemment.

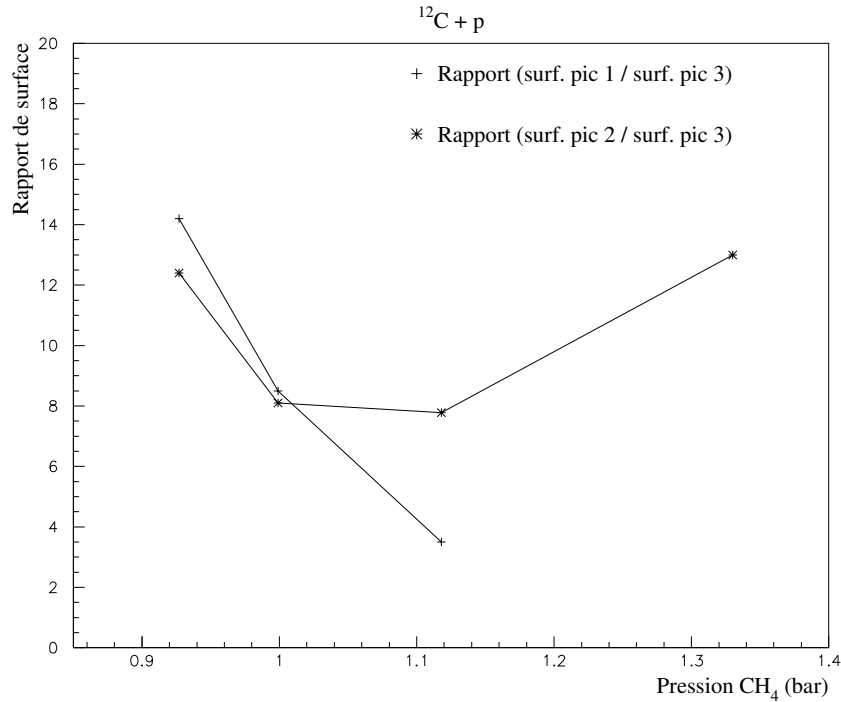


FIG. IV.5 – Pour chaque valeur de la pression du gaz CH_4 on détermine le rapport entre la surface du pic 1 sur celle du pic 3, puis le rapport entre la surface du pic 2 toujours sur celle du pic 3

Sur la figure IV.6 (B) obtenue par la simulation des quatre résonances fictives à 180° dans le CM, on représente le rapport de la surface de chaque pic sur celui du pic 3 à 4.5 MeV .

On remarque que pour le pic 1 simulé à plus basse énergie le rapport diminue avec la pression. Néanmoins cette diminution est moins prononcée que celle observée expérimentalement.

Bien que le pic 2 simulé à 3 MeV soit à plus basse énergie que le pic 3, le rapport de sa surface ne se comporte pas de la même manière car il augmente légèrement avec la pression. Par contre pour le pic 4 simulé à plus haute énergie, le rapport est quasiment constant. Aucun de ces deux comportements n'est comparable à celui du pic 2 expérimental. D'une part, il faut tout de même signaler que cette simulation a été effectuée à 180° dans le CM donc elle ne prend pas en compte l'effet de l'ouverture angulaire qui existe expérimentalement. D'autre part, le pic 2 observé expérimentalement n'est pas connu dans la littérature. Il s'agit probablement d'un pic provenant d'une source de bruit non identifiée. Il est peut être normal que son comportement soit différent par rapport au pic 1 ou aux simulations.

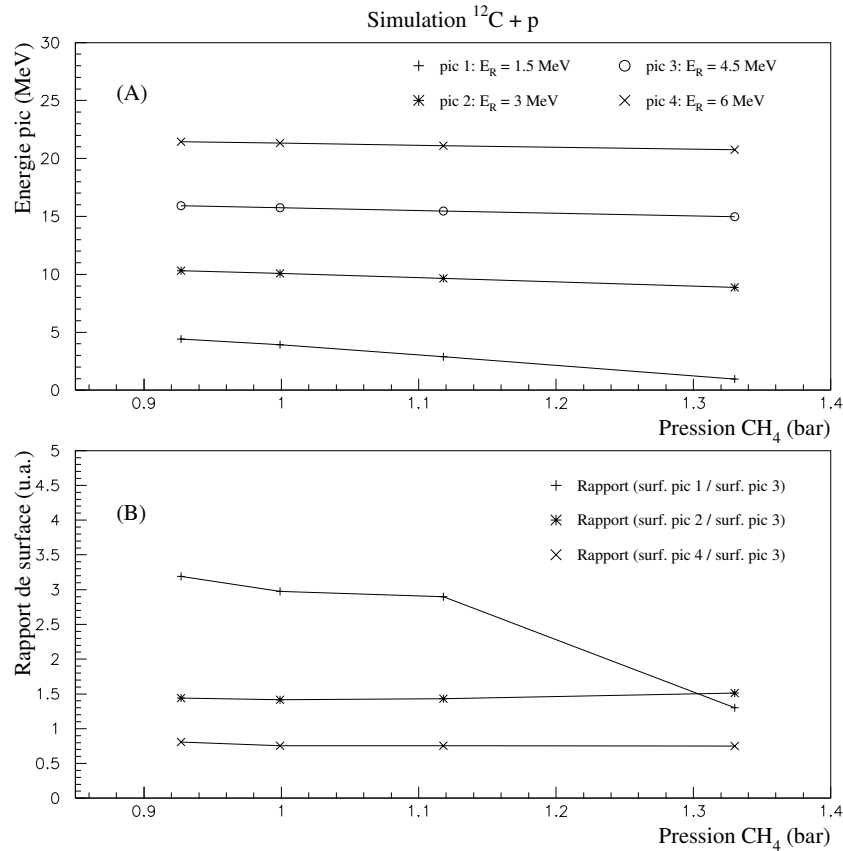


FIG. IV.6 – Résultat d’une simulation de quatre résonances fictives à des énergies de 1.5, 3, 4.5 et 6 MeV, d’une largeur de 50 keV avec un angle de diffusion de 180° dans le CM de la réaction $^{12}\text{C} + p$ et cela pour plusieurs pressions de gaz CH_4 (0.927, 0.999, 1.118 et 1.33 bar). La figure (A) représente la variation de l’énergie des protons détectés dans le silicium en fonction de la pression du gaz pour chacun des pics. La figure (B) représente le rapport de la surface de chaque pic par rapport à la surface du pic 3 à l’énergie de 4.5 MeV.

A.4 Comparaison avec la simulation

Dans le cas de la réaction $^{12}\text{C} + p$ on peut s’assurer de notre résultat expérimental car cette réaction est bien connue.

Il suffit de calculer avec le programme *Anar χ* basé sur la théorie de la matrice R, la section efficace de cette réaction à partir des niveaux bien connus du noyau composé ^{13}N . Le résultat est représenté sur la figure IV.7 pour un angle de 180° dans le CM.

Cette section efficace est introduite dans notre programme de simulation Monte Carlo dans lequel nous avons mis les mêmes paramètres expérimentaux que ceux de l’expérience

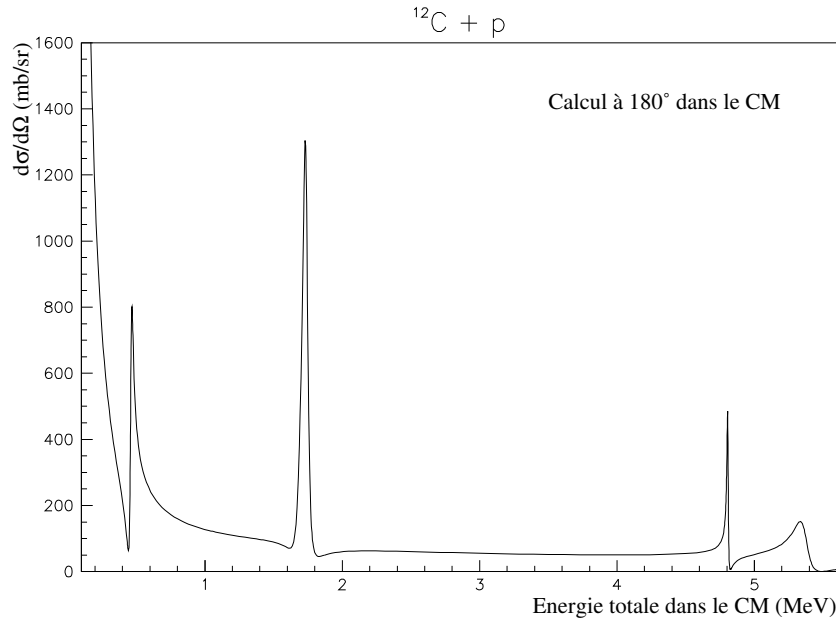


FIG. IV.7 – Spectre représentant la section efficace différentielle pour la réaction $^{12}\text{C} + p$ calculée par le programme *AnaRχ* basé sur la théorie de la matrice *R*. Ce calcul a été effectué pour un angle de diffusion des protons de 180° dans le CM équivalent à un angle de 0° dans le référentiel du laboratoire.

en SME. On obtient la figure IV.8 qui peut être comparée à la figure IV.2 (B) si on fait l'hypothèse que le spectre expérimental est essentiellement des diffusions à 0° dans le référentiel du laboratoire.

La première constatation c'est qu'on retrouve la même forme de la simulation sur la figure. Plus précisément le premier pic se retrouve à la même énergie dans les deux cas, par contre dans la simulation les deux derniers pics à plus haute énergie se retrouvent à des énergies plus grandes que celles mesurées dans l'expérience. Ceci peut s'expliquer si on a commis une erreur sur la mesure de la pression. En effet, comme le premier pic est à basse énergie, la réaction se produit près du détecteur contrairement aux pics à haute énergie qui se produisent loin du détecteur.

Donc dans le cas du pic à basse énergie le parcours des protons dans le gaz est petit et la perte d'énergie aussi. Si on commet une erreur sur la mesure de la pression du gaz la différence avec la réalité sera négligeable. Par contre à plus haute énergie le parcours des protons est plus important et la perte d'énergie aussi. Donc une erreur sur la mesure de la pression du gaz sera plus ressentie à haute énergie qu'à basse énergie.

Cependant, nous n'avons aucun moyen de savoir si c'est la pression du gaz qui a été mal mesurée ou le calcul de perte d'énergie qui n'est pas correct.

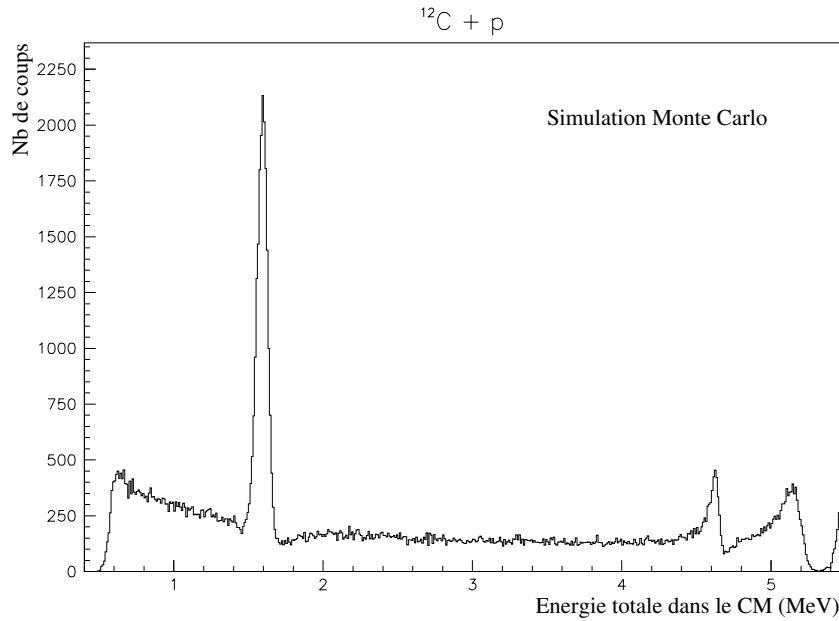


FIG. IV.8 – Spectre de l'énergie totale détectée dans le CM à partir de la simulation Monte Carlo de l'expérience en SME. La section efficace utilisée est celle représentée sur la figure IV.7.

Une autre observation très importante est qu'entre 2 et 4 MeV on observe des structures sur le spectre expérimental que l'on ne retrouve pas sur le spectre simulé. Plusieurs hypothèses peuvent être discutées:

- ces protons proviennent de réactions qui se sont produites à un autre endroit sur le dispositif expérimental, par exemple sur la fenêtre d'entrée.
Cette hypothèse est vite écartée si l'on regarde le spectre obtenu avec le gaz de CO_2 . Il est quasiment plat alors qu'il a été réalisé dans les mêmes conditions avec le même dispositif.
- ces événements proviennent de réactions de diffusion inélastique. En effet, comme le premier état excité de ^{12}C se trouve à 4.439 MeV , si l'énergie incidente est au-dessus de 5 MeV/A la voie inélastique est ouverte. Dans notre cas, l'énergie incidente est de 12.5 MeV/A , la voie inélastique est donc possible. Néanmoins, cette hypothèse contredit le fait que la diffusion inélastique soit toujours moins intense (\approx facteur 10) que la diffusion élastique.

Cependant nous n'avons pas pu identifier l'origine de ces pics.

B Test expérimental avec un faisceau de ^{24}Mg

Comme décrit dans le chapitre suivant, une expérience avec un faisceau radioactif a été effectuée. Ce faisceau radioactif a été produit par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{24}Mg . Afin de calibrer nos détecteurs et de tester le dispositif expérimental, nous avons utilisé le faisceau primaire de ^{24}Mg ralenti. Ce faisceau présente l'avantage d'être pur et intense et la réaction $^{24}\text{Mg} + p$ d'être connue.

B.1 Conditions expérimentales

Pour cette expérience, le dispositif expérimental a été monté en D4 sur la ligne LISE3. Le faisceau primaire ^{24}Mg d'énergie initiale de $95 \text{ MeV}/A$ est ralenti sur deux cibles de ^9Be : une cible fixe de 1 mm d'épaisseur inclinée à 39° et une cible tournante de 4 mm d'épaisseur inclinée à 50° . Pour se débarrasser des états de charge, on rajoute un dégradeur en ^9Be d'une épaisseur de $56 \mu\text{m}$.

Dans ce cas la sélection de l'état de charge 12^+ est réalisée avec $B\rho_1 = 0.9712 \text{ Tm}$ et $B\rho_2 = 0.8735 \text{ Tm}$. Par conséquent l'énergie de ^{24}Mg ralenti avant la fenêtre d'entrée de la chambre à réaction est de $9.2 \text{ MeV}/A$.

Le dispositif de détection est essentiellement le même que celui utilisé pour le test $^{12}\text{C} + p$ en SME. Le seul changement a été de rajouter un seul détecteur PPAC comme détecteur de faisceaulogie en plus des détecteurs standards de faisceaulogie de la ligne LISE. L'idéal aurait été de rajouter un deuxième détecteur PPAC mais cela a été impossible pour des raisons mécaniques en D4.

Le télescope était composé d'un détecteur mince de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur suivi du détecteur $\text{Si}(\text{Li}) 3500 \mu\text{m}$ qu'on désignera toujours par E1 et Esili respectivement. Nous avons utilisé trois gammes d'amplification pour chacun des détecteurs. Une pour la détection des ions lourds, une pour la détection des protons et une intermédiaire.

La pression utilisée de CH_4 pour arrêter les ions de ^{24}Mg le plus proche possible des détecteurs, est de 319 mbar .

B.2 Analyse des données

Comme précédemment, on construit le spectre en énergie totale des protons qui est la somme de l'énergie déposée dans les détecteurs E1 et Esili. Les événements considérés sont ceux qui s'arrêtent dans Esili et qui sont contenus dans la ligne proton (voir le contour de la figure IV.1).

Le spectre obtenu pour le gaz de CH_4 est représenté en traits pleins sur la figure IV.9 (A). On a superposé dessus le spectre obtenu pour le gaz de CO_2 en traits discontinus. On constate que le spectre avec le gaz CH_4 présente plusieurs structures en forme de pics plus ou moins larges contrairement au spectre avec le gaz de CO_2 qui ne présente pas de structures particulières si ce n'est une large structure qui s'étend pratiquement sur tout le spectre.

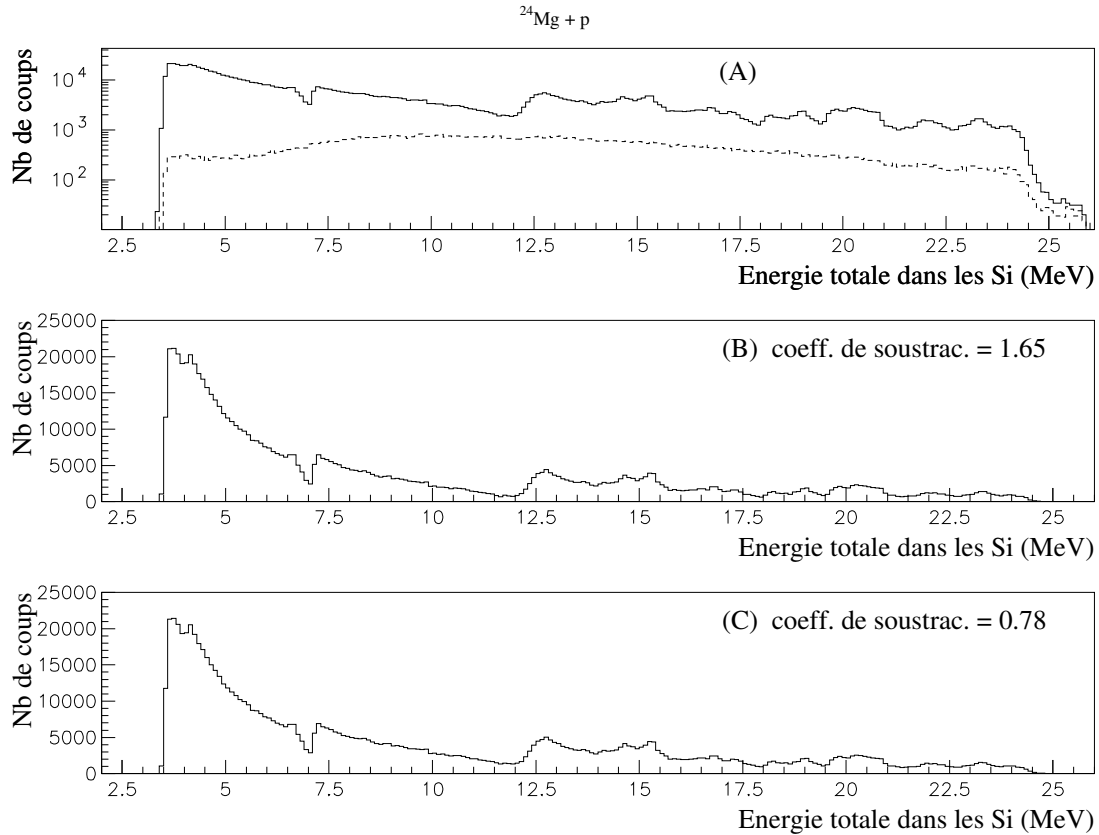


FIG. IV.9 – Les figures ci-dessus représentent l'énergie totale des protons en sommant la perte d'énergie étalonnée dans les détecteurs E1 et Esili pour l'expérience réalisée sur LISE avec un faisceau de ^{24}Mg . Sur la figure (A) l'histogramme en traits pleins représente le résultat obtenu avec le gaz de CH_4 auquel on superpose en traits discontinus le résultat avec le gaz de CO_2 . Sur la figure (B) on représente le spectre qui résulte de la soustraction des deux spectres de la figure (A) en utilisant un facteur de 1.65. Ce dernier n'est que le rapport entre les intensités du faisceau dans chaque cas. Sur la figure (C) on représente la même soustraction avec un facteur de 0.78 qui prend aussi en compte l'épaisseur effective de carbone dans chaque gaz.

Pour soustraire la contribution des diffusions sur le carbone de CH_4 on calcule deux facteurs de soustraction comme dans le cas du test précédent avec le faisceau de ^{12}C .

Le spectre de la figure IV.9 (B) représente la différence entre le spectre avec gaz CH_4 et le spectre avec gaz de CO_2 avec un facteur de 1.65. Ce dernier est calculé en faisant juste le rapport entre le nombre de noyaux de ^{24}Mg incidents.

Le spectre de la figure IV.9 (C) représente la différence entre le spectre avec gaz CH_4

et le spectre avec gaz de CO_2 avec un facteur de 0.78. En effet, la pression de CH_4 est de 319 *mbar* et que la pression de CO_2 est de 185 *mbar* ce qui correspond à une densité effective de carbone de $\rho_{1c} = 1.57910^{-4} g/cm^3$ et $\rho_{2c} = 3.33410^{-4} g/cm^3$ respectivement.

B.3 Comparaison avec la simulation

La réaction $^{24}Mg + p$ est une réaction connue dont les niveaux de résonances dans ^{25}Al ont été mesurés. On peut donc effectuer un calcul de section efficace avec le code *AnaRχ* pour ce système. Pour un angle de diffusion à 180° dans le CM on obtient le spectre du haut de la figure IV.10. Il y a plusieurs pics de résonances de faible largeur et quelques interférences visibles.

Si on introduit cette section efficace dans notre programme de simulation Monte Carlo en ajustant tous les paramètres de la simulation à partir des paramètres expérimentaux, on obtient le spectre du bas de la figure IV.10.

Si on compare cette dernière figure avec la figure expérimentale IV.9 (B), on retrouve les mêmes structures jusqu'à 13 – 15 *MeV*.

Tout d'abord on doit signaler que la densité de niveaux augmente avec l'énergie et peut-être que certains niveaux ne sont pas connus dans ^{25}Al et n'ont pas été introduits dans le calcul. Ce qui explique la différence à haute énergie.

Néanmoins, on observe une autre différence, les pics qui se correspondent ne sont pas à la même énergie. La différence est de l'ordre de 1.5 *MeV*.

Cette différence peut provenir de deux raisons: soit la pression du gaz que nous avons simulé n'est pas réellement celle utilisée expérimentalement, soit le calcul de perte d'énergie n'est pas effectué correctement.

En comparant la section efficace calculée et le résultat de la simulation Monte Carlo on remarque qu'on voit bien deux résonances. L'une dont l'interférence est négative a une largeur de 36 *keV* dans le CM, l'autre plus large avec une largeur de 185 *keV*. Ces deux pics sont aussi bien observés sur le spectre expérimental de la figure IV.9.

Par contre, les résonances à faible largeur telles que celles à 1.92 *MeV* et à 2.31 *MeV* sur la section efficace calculée par *AnaRχ* de la figure IV.10 ne sont pas visibles ni sur le spectre simulé, ni sur le spectre expérimental. Néanmoins, on remarque une accumulation de coups à l'emplacement de ces résonances sur le spectre expérimental à 8.7 *MeV* et à 9.8 *MeV* qui correspondrait bien à ces résonances dont la largeur n'est que de 500 *eV* et 300 *eV*. Même constatation sur le spectre simulé. Même si la résolution en énergie de cette méthode ne permet pas de mesurer des largeurs aussi petites, il est intéressant de savoir que l'on peut localiser des résonances de faibles largeurs.

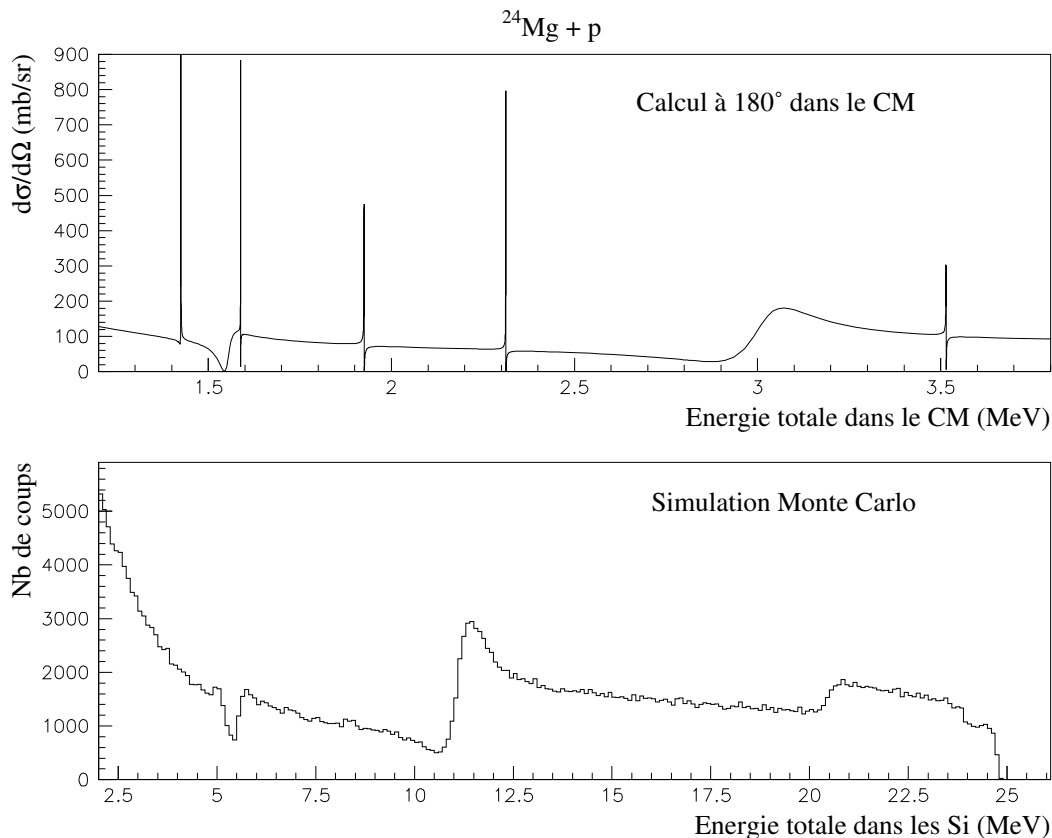


FIG. IV.10 – La figure du haut représente un calcul de section efficace en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la réaction $^{24}\text{Mg} + p$. Ce calcul est effectué pour un angle de diffusion à 180° . La figure du bas représente un spectre d'énergie totale dans le référentiel du laboratoire après la simulation Monte Carlo de la réaction $^{24}\text{Mg} + p$ en utilisant la section efficace de la figure au-dessus.

C Test expérimental avec un faisceau de ^{18}O

C.1 Conditions expérimentales

Pour cette expérience, le dispositif expérimental a été monté dans la salle D1. Il est quasiment similaire au dispositif décrit pour le faisceau de ^{12}C sauf que dans ce cas, le détecteur ΔE désigné par $E1$ est un détecteur silicium de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur.

Le faisceau de ^{18}O est un faisceau primaire récupéré à la sortie du premier cyclotron CSS1 avec une énergie de $9.5\text{ MeV}/A$. Comme précédemment, son intensité est connue grâce à une feuille placée sur la ligne du faisceau juste avant la chambre à réaction.

C.2 Analyse des données

Le spectre en énergie totale déposée par les protons de recul dans les silicium est représenté sur la figure IV.11 (A), en traits pleins pour le gaz de CH_4 et en tirets pour le gaz de CO_2 . Comme précédemment seuls les protons qui s'arrêtent dans le détecteur Esili ont été considérés.

On constate qu'encore une fois le spectre avec le gaz de CO_2 ne présente aucune structure de résonances. Pour soustraire la contribution des diffusions sur le carbone de CH_4 à l'aide de la mesure avec le CO_2 , deux facteurs de soustraction ont été calculés. Le premier en ne prenant en compte que le rapport entre les noyaux incidents dans chaque cas. On trouve un facteur de 1.62 et le résultat de la soustraction est représenté sur la figure IV.11 (B). Le deuxième en prenant aussi en compte l'épaisseur effective de carbone dans chaque gaz. On trouve un rapport de 0.67 et le résultat de la soustraction est représenté sur la figure IV.11 (C).

Les niveaux de ^{19}F ont déjà fait l'objet d'études par diffusion élastique mais en cinématique directe. Parmi elles, on trouve la référence [ORI78] d'où la figure IV.13 a été soustraite. Cette figure représente la section efficace différentielle à 168.7° dans le CM et peut être directement comparée à notre mesure.

Si on compare la partie de la fonction d'excitation mesurée expérimentalement représentée sur la figure IV.12 avec celle de la figure IV.13, on constate qu'on retrouve pratiquement la même structure. Par exemple, le pic fléché sur la figure IV.12 est le même que celui fléché sur la figure IV.13. Cependant, les rapports entre les pics ne sont pas exactement les mêmes car la section efficace que l'on a mesuré n'est pas la section efficace à 168.7° dans le CM mais est intégrée sur un certain angle solide.

Ce test de diffusion élastique résonante en cinématique inverse avec un autre faisceau stable montre encore une fois la possibilité de l'étude spectroscopique du noyau composé.

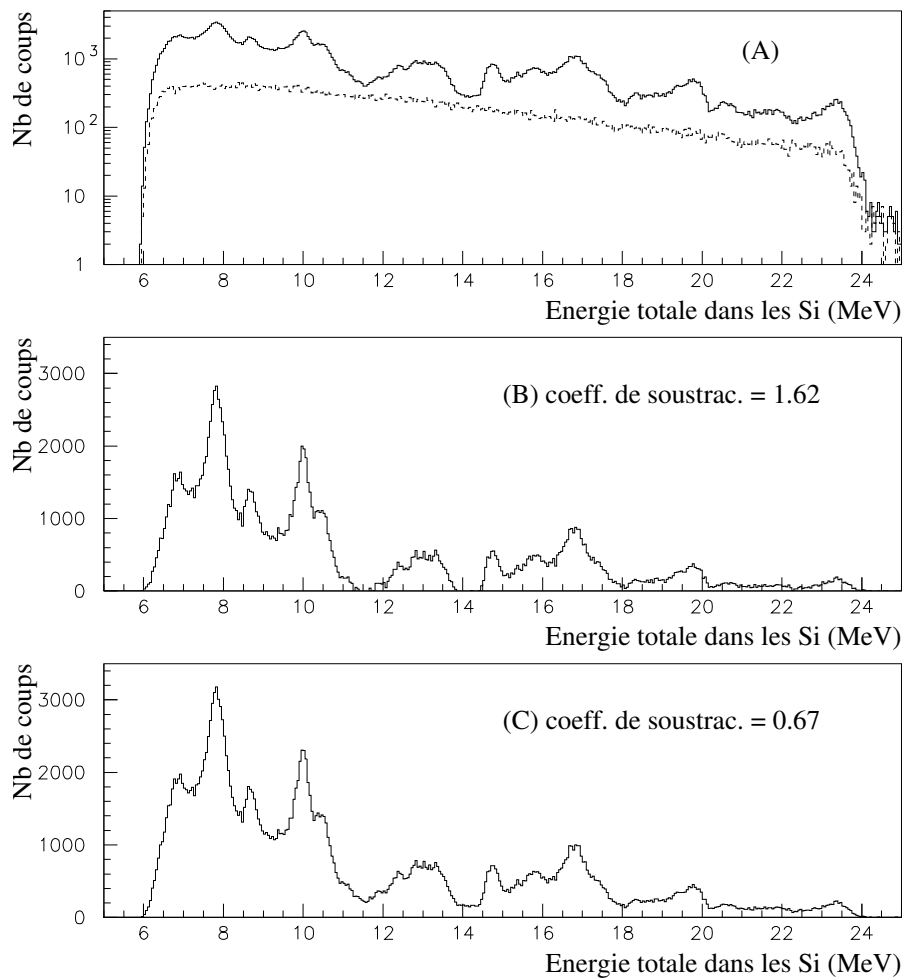


FIG. IV.11 – L'énergie totale des protons est obtenue en sommant la perte d'énergie étalonnée dans les détecteurs $E1$ et E_{Si} pour l'expérience réalisée en SME avec un faisceau de ^{18}O . Sur la figure (A) l'histogramme en traits pleins représente le résultat obtenu avec le gaz de CH_4 auquel on superpose en traits discontinus le résultat avec le gaz de CO_2 . Sur la figure (B) on représente le spectre qui résulte de la soustraction des deux spectres de la figure (A) en utilisant un facteur de 1.62. Ce dernier n'est que le rapport entre les intensités du faisceau dans chaque cas. Sur la figure (C) on représente la même soustraction avec un facteur de 0.67 qui prend aussi en compte l'épaisseur effective de carbone dans chaque gaz.

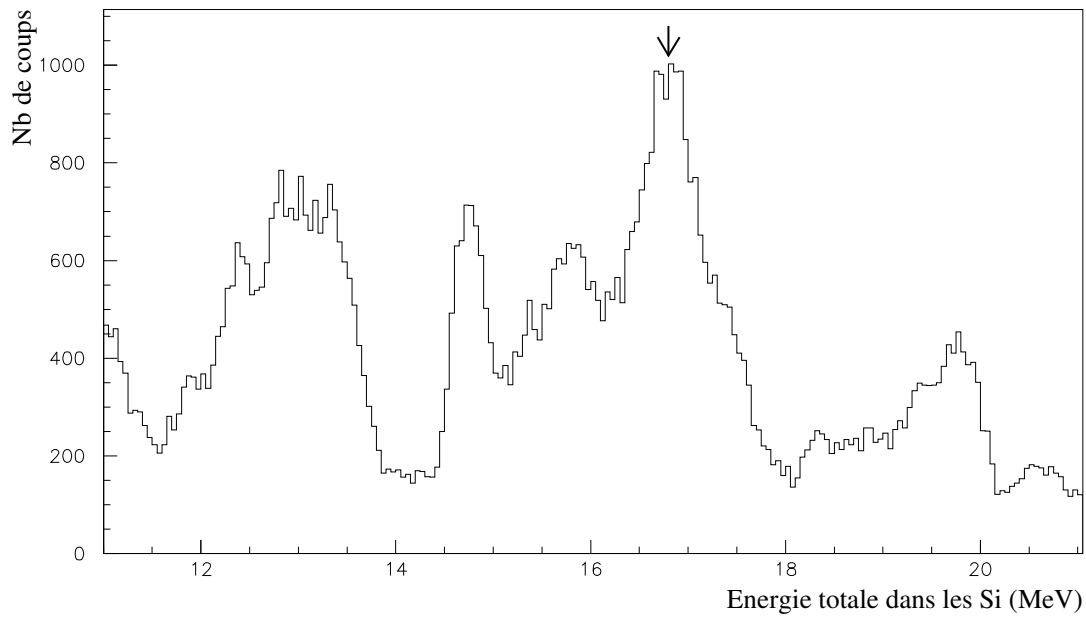


FIG. IV.12 – Cette figure est une partie de la figure IV.11 qui peut être comparée à la figure IV.13

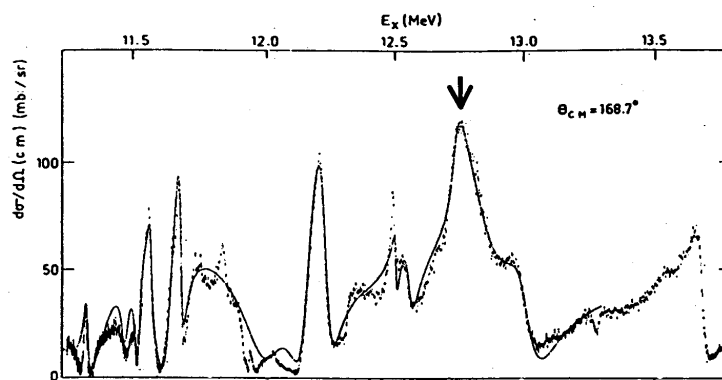


FIG. IV.13 – Cette figure est tirée de la référence [ORI78]. Elle représente la section efficace différentielle à 168.7° dans le CM de la diffusion élastique de proton sur une cible de ^{18}O

Chapitre V

Test expérimental avec un faisceau radioactif de ^{14}O

A Intérêt de la spectroscopie du ^{15}F

^{15}F est un noyau exotique au-delà de la drip-line proton avec $T_Z = -3/2$. C'est un noyau non lié dont l'état fondamental se trouve à 1.48 MeV au-dessus du seuil d'émission d'un proton.

Ce noyau a déjà été étudié par [BEN78]. Il a été produit par la réaction de transfert $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^8\text{Li})$. Malgré la faible statistique, deux niveaux ont été mis en évidence:

- l'état fondamental dont la largeur mesurée est égale à $(1.0 \pm 0.2) \text{ MeV}$. Le spin-parité de ce niveau est assigné à $\frac{1}{2}^+$.
- le premier état excité situé à 1.3 MeV au-dessus de l'état fondamental dont la largeur mesurée est égale à $(0.24 \pm 0.03) \text{ MeV}$. Le spin-parité de ce niveau est assigné à $\frac{5}{2}^+$

L'assignation des spin-parité est faite en comparaison avec les états analogues isobariques. Notamment le noyau miroir ^{15}C qui présente deux particularités: d'une part les états $1d_{5/2}$ et $2s_{1/2}$ sont inversés et d'autre part un phénomène de halo à un neutron est probable pour ce noyau [BAZ98].

L'intérêt d'étudier ce noyau est de déterminer avec plus de précision les énergies de son état fondamental et de ses états excités et éventuellement d'assigner les spin et parité à ces niveaux indépendamment du noyau miroir. Puis de comparer justement ces niveaux à ceux du noyau miroir ^{15}C pour voir s'il se comporte de la même manière.

B Conditions expérimentales

Pour cette expérience, le dispositif expérimental a été monté sur la ligne LISE en D4. Le faisceau incident radioactif de ^{14}O est produit par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{24}Mg à $95 \text{ MeV}/A$ sur une cible de ^{12}C d'épaisseur $1337 \text{ mg}/\text{cm}^2$ située dans le dispositif

SISSI. La sélection de ^{14}O est effectuée par le spectromètre LISE avec $B\rho_1 = 1.0015Tm$, $B\rho_2 = 0.7988Tm$ et l'addition d'un dégradeur en Be d'une épaisseur de $220.5\mu m$. L'énergie de ^{14}O avant la fenêtre d'entrée de la chambre à réaction était de $10\text{ MeV}/A$.

Malgré cette sélection, le faisceau secondaire n'était pas pur. Il était contaminé par la présence de ^{13}N et ^{10}Be à 35% et 8% respectivement comme le montre la figure V.1. On constate que le paramètre THFPPAC (le temps de vol de la cible vers le détecteur PPAC par rapport au signal HF du cyclotron) permet d'isoler les noyaux de ^{14}O par rapport aux autres contaminants. Il suffit de conditionner par les événements contenus entre les deux lignes discontinues représentées sur la figure V.1.

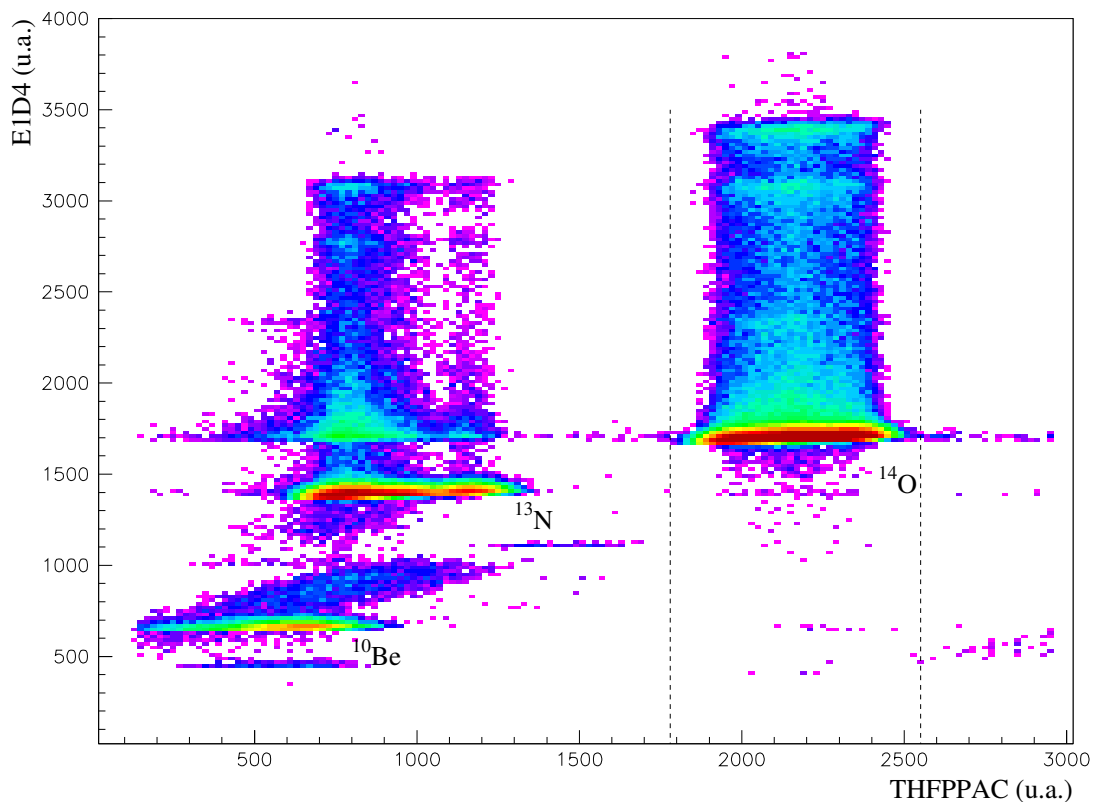


FIG. V.1 – Spectre représentant la perte d'énergie dans le détecteur $E1D4$ (détecteur de faisceauologie standard de LISE) en fonction du paramètre THFPPAC qui est le temps de vol de la cible vers le détecteur PPAC par rapport au signal HF du cyclotron. Trois taches principales apparaissent représentant les noyaux de: ^{14}O , ^{13}N et ^{10}Be à 57%, 35% et 8% respectivement. Les événements contenus entre les deux lignes discontinues sont exclusivement des noyaux de ^{14}O .

Le dispositif de détection est le même que celui utilisé pour le test $^{24}\text{Mg} + p$ (voir le paragraphe B). En résumé, il était composé de la chambre à réaction avec une fenêtre de kapton au bout de laquelle on installe le télescope de Si à 0° . En avant de la chambre on place un seul détecteur PPAC.

Le télescope de silicium était composé d'un détecteur mince de $30\mu\text{m}$ d'épaisseur suivi du détecteur Si(Li) $3500\mu\text{m}$ qu'on désignera toujours par E1 et Esili respectivement.

La pression utilisée de CH_4 pour arrêter les ions le plus proche possible des détecteurs était de 343 mbar .

C Analyse des données

Pour sélectionner les protons de diffusion par rapport à d'autres produits de réaction on trace le spectre de la perte d'énergie dans le détecteur E1 en fonction de celle dans le détecteur Esili comme le montre la figure V.2. La ligne des protons entourée par le contour noir correspond aux protons diffusés qui s'arrêtent dans le détecteur Esili.

Puisque le bruit de fond généré dans le détecteur mince E1 a été important le point de rebroussement n'apparaît pas clairement. Cependant le programme LISE [LISE] utilisant les tables de J.F. Ziegler permet de le calculer. Il est représenté par un rond noir sur la figure V.2. Comme le point de rebroussement est à l'intérieur du contour choisi, on peut considérer que tous les événements protons ont été pris en compte.

Cependant, comme le faisceau secondaire n'est pas pur, les contaminants peuvent interagir avec la cible de CH_4 et produire des protons contenus également dans le contour de la figure V.2. En principe, le pourcentage de noyaux ^{10}Be étant négligeable seul les noyaux ^{13}N peuvent poser problème. Pour ne sélectionner que les événements relatifs à la réaction $^{14}\text{O} + p$, on ne retient que les événements en corrélation avec un noyau de ^{14}O . En effet, sur la figure V.3, on représente la perte d'énergie en Esili en fonction du temps de vol THFPPAC. Les événements en corrélation avec un noyau de ^{14}O sont ceux pour lesquels $1780 < \text{THFPPAC} < 2550$ (voir aussi la figure V.1).

La figure V.4 représente l'énergie dans le détecteur Esili en fonction des paramètres TESiliHF1 et TESiliHF2. Ces derniers représentent le temps entre le signal provenant du détecteur Esili et la HF du cyclotron. En effet, le signal énergie du détecteur Esili est envoyé sur l'entrée d'un module SCA. Si le signal énergie est au-dessus du seuil imposé on récupère en sortie du SCA un signal de type TTL qui sera transformé en un signal de type NIM puis envoyé en "start" sur un module TAC. Le "stop" étant donné par le signal HF du cyclotron. Ainsi sont construits les signaux TESiliHF1(2) qui dépendent de l'énergie Esili tel que le montre la figure V.4 notamment les lignes continues observées sur les deux figures. Si on suit une de ces lignes on constate qu'elle s'étend tout le long du domaine TESiliHF1(2). La ligne juste au-dessus reprend approximativement à la même valeur de Esili à laquelle s'est arrêtée la première ligne. Ceci laisse penser que ce n'est qu'une seule ligne qui boucle plusieurs fois sur un domaine de TESiliHF1(2) (range du TAC 100 ns). La

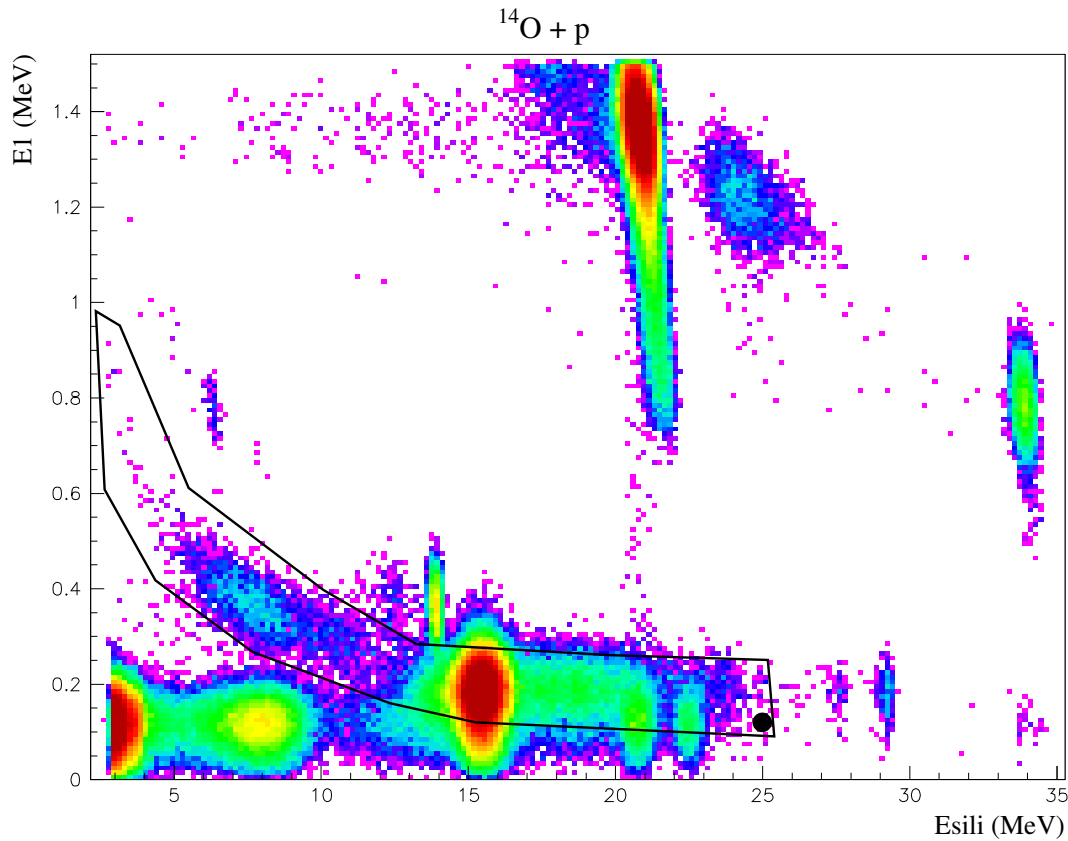


FIG. V.2 – Spectre représentant l'énergie dans le détecteur $E1$ en fonction de l'énergie dans le détecteur $Esili$. Le contour représente la ligne des protons, le rond noir est le point de rebroussement calculé par le programme $LISE$ [$LISE$] avec les tables de $J.F.$ Ziegler.

différence entre les deux paramètres $TEsiliHF1$ et $TEsiliHF2$ est le rajout d'un retard de quelques ns l'un par rapport à l'autre pour ne pas rater des événements qui pourraient se retrouver en 0.

Si on conditionne la figure V.4 par le contour proton de la figure V.2 dans lequel on pourrait également trouver des contaminants on obtient la figure V.5. On constate qu'avec les paramètres $TEsiliHF1(2)$ on peut sélectionner entre les distributions des protons diffusés (les lignes continues) et les autres contributions.

Finalement, on construit le spectre d'énergie totale des protons qui s'arrêtent en $Esili$ en sommant l'énergie perdue dans $E1$ et $Esili$, en prenant en compte la corrélation avec un noyau de ^{14}O et en sélectionnant les événements hors des contours de la figure V.4.

On ne doit pas oublier de soustraire la contribution des réactions avec la fenêtre d'entrée ou avec le carbone de CH_4 . Dans ce cas, on utilise une pression du gaz CO_2 de 172 $mbar$. Le résultat est présenté sur la figure V.6.

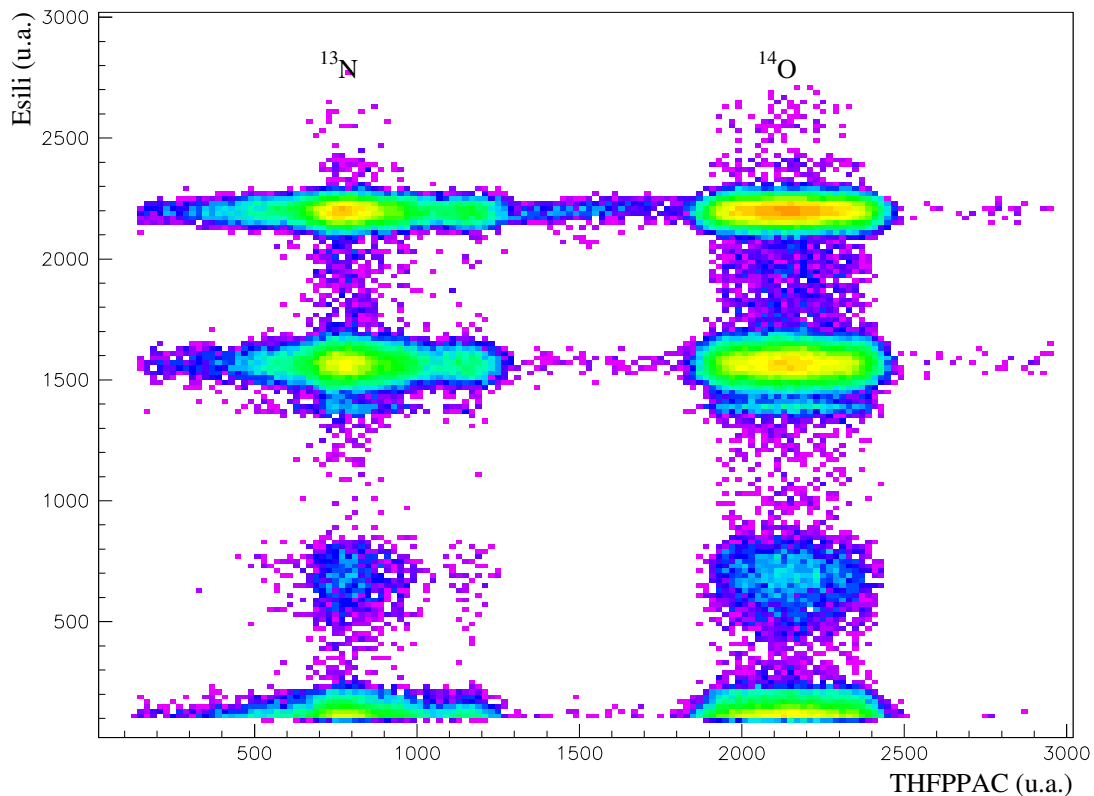


FIG. V.3 – Spectre représentant la perte d'énergie dans le détecteur *Esili* en fonction du paramètre *THFPAC*. Ce dernier correspond au temps de vol des particules incidentes jusqu'au détecteur *PPAC* par rapport à la Haute Fréquence des cyclotrons. On voit apparaître deux colonnes, la plus à droite représente les particules légères corrélées avec le noyau de ^{14}O et la plus à gauche correspond aux particules légères en corrélation avec le noyau contaminant ^{13}N .

La courbe représente l'ajustement des structures observées par une fonction composée de deux gaussiennes. Ce simple ajustement permet d'obtenir grossièrement l'énergie et la largeur de deux pics.

Dans le référentiel du centre de masse on obtient une énergie de $(467.0 \pm 12.8) \text{ keV}$ avec une largeur à mi-hauteur de $(1138.6 \pm 33.1) \text{ keV}$ pour le premier pic et une énergie de $(1332.5 \pm 2.7) \text{ keV}$ avec une largeur à mi-hauteur de $(304.5 \pm 11.4) \text{ keV}$ pour le deuxième pic.

Ces valeurs sont comparables aux mesures de Benenson et al. dans [BEN78] qui estiment la largeur de l'état fondamental $> 900 \text{ keV}$ et mesurent l'énergie du premier état excité à

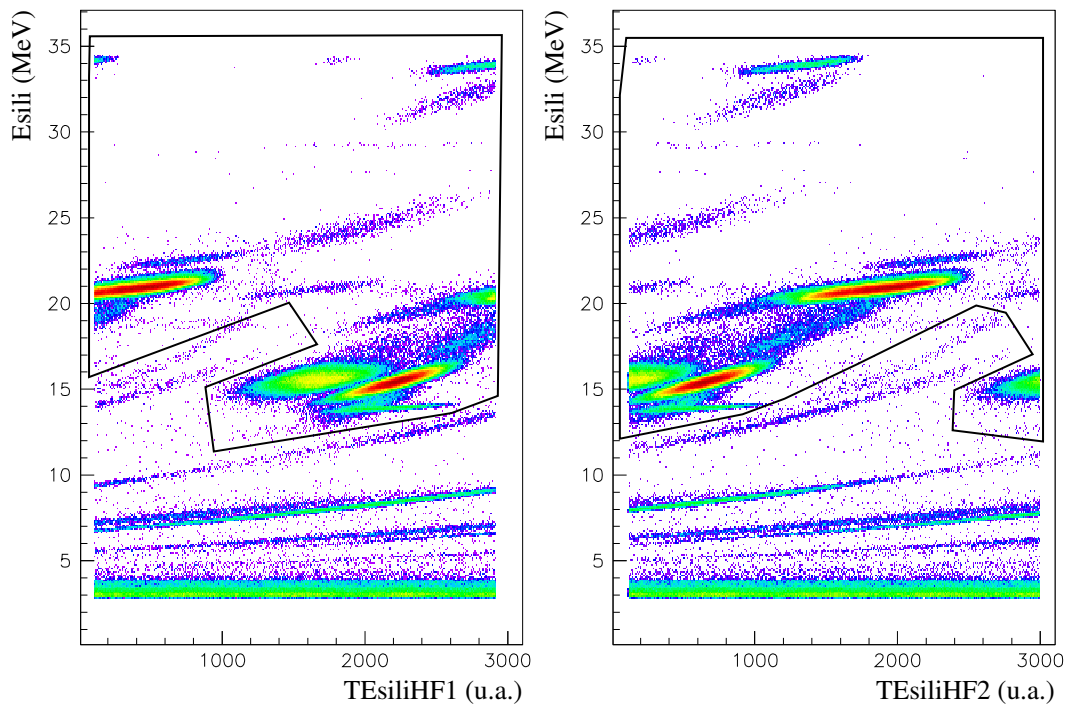


FIG. V.4 – L'énergie dans *Esili* est représentée en fonction du paramètre *TESiliHF1* et *TESiliHF2*

1.19 MeV avec une largeur de 240 keV. Notre premier pic pourrait être l'état fondamental $1/2^+$ de ^{15}F et notre deuxième pic pourrait être le premier état excité $5/2^+$ de ^{15}F .

Cependant, la figure V.7 montre que si l'on compare le spectre d'énergie totale des protons pour le gaz de CH_4 sur la figure (A) avec celui pour le gaz de CO_2 sur la figure (B), on constate que non seulement il y a les mêmes structures sur les deux spectres mais aussi que ces structures sont à la même énergie. Cela est contraire aux précédentes expériences avec les faisceaux stables où le spectre avec le gaz de CO_2 était quasiment plat. Deux explications sont possibles:

- une erreur de manipulation a été commise et le gaz utilisé n'était pas le CO_2 . Cependant, la pression est réduite de moitié ce qui laisse penser que l'on a bien introduit un autre gaz. Mais peut-être qu'il restait encore du gaz de CH_4 dans la chambre. On a alors un mélange de gaz.
- les protons de diffusion observés ne proviennent pas de la réaction du faisceau incident

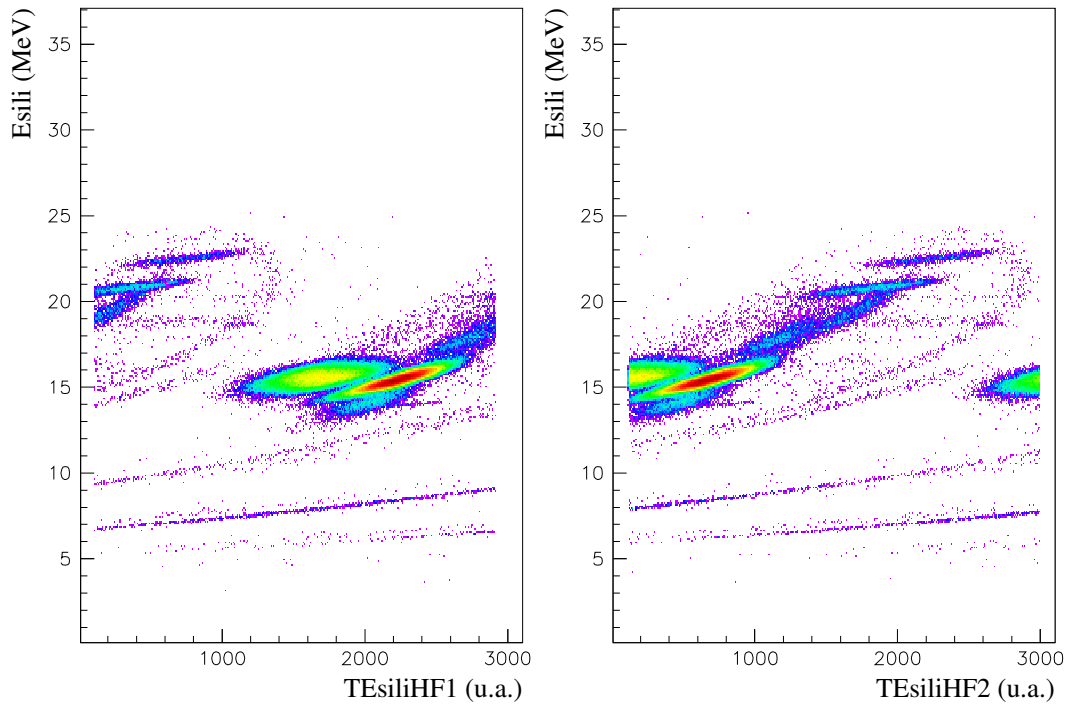


FIG. V.5 – La même figure que la figure V.4 conditionnée par le contour proton de la figure V.2.

sur le gaz de CH_4 mais sur une autre cible que l'on a pas identifiée.

La figure V.7 (C) représente aussi le spectre de l'énergie totale dans les détecteurs mais en corrélation avec un noyau de ^{13}N c'est-à-dire en prenant le paramètre THFPPAC entre 570 et 1050 canaux comme le montre la figure V.3. On retrouve aussi les mêmes structures que la figure (A).

Dans ce cas aussi deux explications sont possibles. Soit, comme précédemment, les protons de diffusion observés ne proviennent pas de la réaction du faisceau incident sur le gaz de CH_4 mais sur une autre cible, soit nous n'avons pas bien réglé les coïncidences entre les protons et les noyaux incidents, d'où l'impossibilité d'identifier clairement quel noyau a produit les protons de diffusion observés.

D Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit une expérience de diffusion élastique résonante en cinématique inverse avec un faisceau radioactif produit par fragmentation du faisceau primaire sur une cible épaisse.

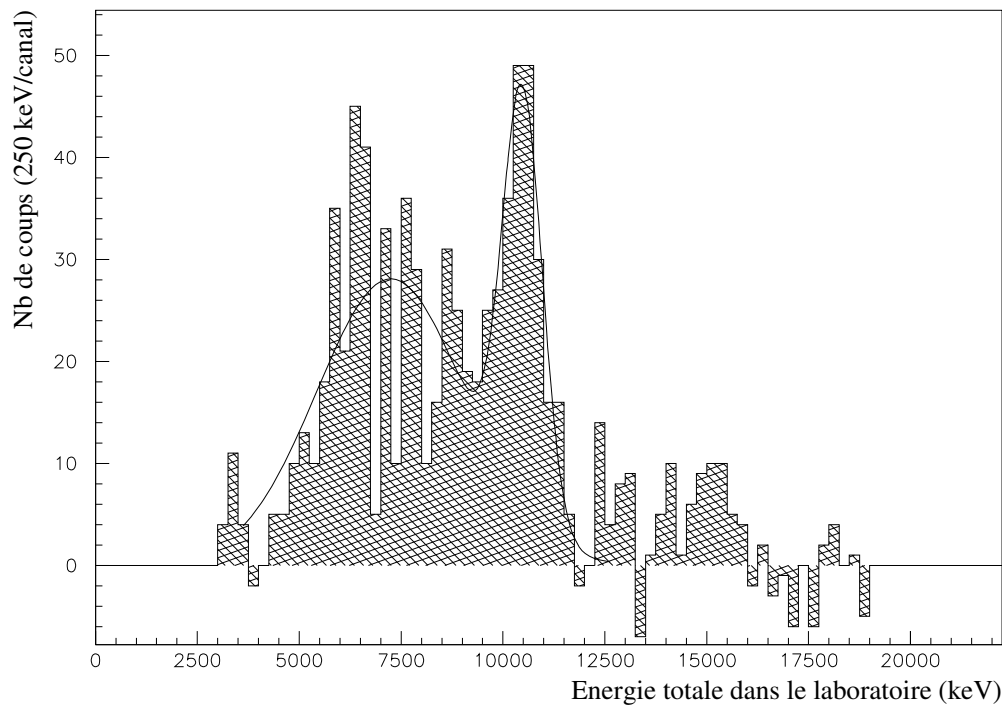


FIG. V.6 – Spectre en énergie totale construit en sommant la perte d'énergie étalonnée dans les détecteurs *E1* et *Esili*. Seuls les événements protons contenus dans le contour de la figure V.2 sont pris en compte en rajoutant la condition qu'ils soient en corrélation avec le noyau de ^{14}O c'est-à-dire $1700 < \text{THFPAC} < 2600$ (voir la figure V.3) et hors des contours de la figure V.4. La contribution des réactions sur la fenêtre d'entrée ou sur le carbone du CH_4 a été soustraite. La courbe représente l'ajustement de l'histogramme avec une fonction composée de deux gaussiennes.

La réaction étudiée était $^{14}\text{O} + p$ pour faire la spectroscopie de ^{15}F .

Malgré le fait que nous ayons obtenu des résultats comparables aux résultats de Benenson et al. avec une meilleure statistique, nous ne pouvons pas affirmer que les structures observées appartiennent bien au noyau de ^{15}F compte tenu de la figure V.7.

Cette expérience montre bien que cette méthode est difficilement applicable avec des faisceaux produits par fragmentation essentiellement à cause des contaminants qui biaisent la mesure.

Au contraire, les expériences réalisées avec des faisceaux stables ont été menées avec succès. Ceci nous encourage à croire que cette méthode sera prometteuse en l'utilisant avec des faisceaux radioactifs dont la pureté et les qualités optiques sont comparables à celles des faisceaux stables.

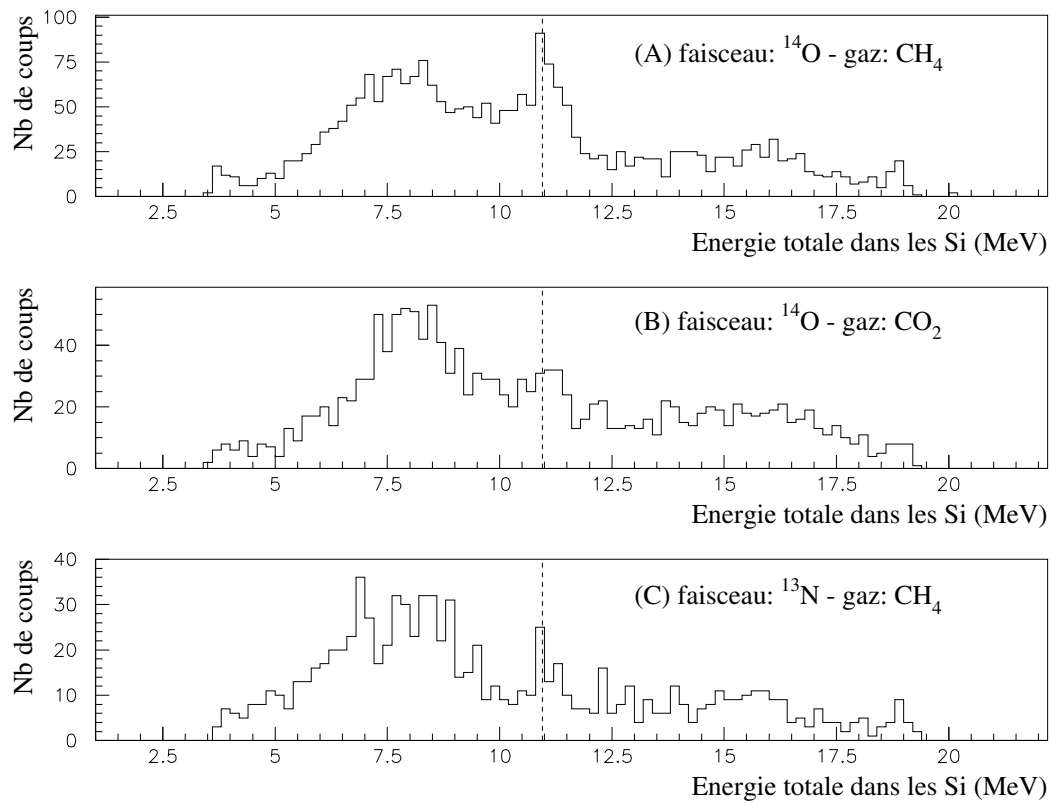


FIG. V.7 – Spectre en énergie totale construit en sommant la perte d'énergie étalonnée dans les détecteurs $E1$ et $Esili$. En (A) pour le faisceau incident de ^{14}O sur le gaz CH_4 , en (B) pour le faisceau de ^{14}O sur le gaz CO_2 et en (C) pour le faisceau de ^{13}N sur le gaz CH_4 .

Chapitre VI

Conclusions et perspectives

A Conclusions

A travers ce travail, nous avons voulu tester expérimentalement la méthode de la diffusion élastique résonante en cinématique inverse sur cible épaisse pour l'étude spectroscopique des noyaux. Notre but étant, en particulier, d'étudier les noyaux les plus exotiques à la limite de la drip line proton.

Les tests que nous avons effectués avec les faisceaux stables nous ont permis de voir que cette méthode est un outil puissant pour déterminer le schéma de niveaux du noyau composé.

Cependant, pour déterminer les valeurs des énergies avec précision, il faudrait développer et maîtriser les aspects concernant la perte d'énergie dans la cible. Dans notre cas, nous avons utilisé une cible gazeuse et nous n'avons pas pu conclure sur ce point. En effet, soit ce sont les pertes d'énergie qui ne sont pas correctes, soit c'est la pression que l'on a mal mesurée. Nous avons de sérieux doutes sur la mesure de la pression.

L'expérience effectuée avec un faisceau radioactif produit par fragmentation a montré la nécessité d'avoir des faisceaux radioactifs avec des propriétés optiques équivalentes à celles des faisceaux stables notamment en ce qui concerne la largeur de la distribution en énergie du faisceau incident. En effet, la simulation a montré que ce paramètre influence directement la résolution finale obtenue. Soit le faisceau a une faible largeur de distribution inférieure à 1%, soit il faut corriger l'énergie détectée en rajoutant l'énergie perdue dans la cible.

Cette expérience a aussi montré la difficulté de séparer les événements de diffusion qui proviennent de différents noyaux incidents. En effet, comme on ne détecte que les protons de recul il n'a pas été possible de faire correctement les coïncidences entre les protons détectés dans le télescope et le noyau incident sur le détecteur PPAC. Pour s'affranchir de ce problème il est nécessaire d'avoir un faisceau d'une grande pureté. Sinon il faudrait, en plus des protons de recul, détecter et identifier les noyaux diffusés.

Du point de vue des calculs théoriques, la combinaison d'un code de calcul basé sur le formalisme de la matrice R *AnaR χ* et d'un programme de simulation Monte Carlo qui reproduit les conditions expérimentales a permis de comparer les résultats expérimentaux aux calculs.

Le programme de simulation Monte Carlo a permis de connaître l'influence des paramètres expérimentaux sur la résolution en énergie.

Grâce au code *AnaR χ* nous avons vu que l'assignation de spin et de la parité à une résonance était possible en comparant la forme de la section efficace calculée à celle mesurée expérimentalement. La mesure à un seul angle de diffusion pourrait suffire. Cependant, la mesure de la distribution angulaire à des angles très différents s'avère être une information importante.

B Perspectives

B.1 Amélioration du dispositif expérimental

A travers ce travail plusieurs points faibles ont été relevés et mériteraient d'être développés:

1. La qualité du faisceau radioactif incident. Comme nous l'avons dit précédemment il est crucial de produire un faisceau radioactif à basse énergie, d'une grande pureté et avec des qualités optiques quasiment équivalentes aux faisceaux stables.

L'accélérateur SPIRAL construit à GANIL répond à ces conditions en plus d'une intensité plus importante que les faisceaux radioactifs produits par fragmentation. SPIRAL sera mis en marche très prochainement et pourra être mis à profit dans ce genre d'expérience.

2. La cible de réaction. L'avantage de la cible de gaz était d'être homogène et de pouvoir régler l'épaisseur de la cible simplement en changeant la pression. Cependant, en cas de mesure de la distribution angulaire, l'analyse avec une cible de gaz est très difficile. En effet, le parcours dans une cible gazeuse est plus long de l'ordre de dizaines de centimètres. Et comme la réaction peut se produire tout le long de son parcours dans la cible, l'erreur sur la définition du point d'interaction est très importante donc la détermination de l'angle de diffusion est très difficile à obtenir. Par contre, la définition spatiale du point d'interaction dans une cible solide est mieux définie et l'angle de diffusion est facilement déterminé.

L'autre problème est la pureté de la cible. Une cible constituée uniquement d'hydrogène est l'idéal. Dans cette optique une cible d'hydrogène solide a été développée au GANIL ([MIT] et [DOL00]). Actuellement, deux épaisseurs sont réalisables: 2 mm et 1 mm. Cette cible répond bien à toutes les conditions: une meilleure définition spatiale pour une mesure de distribution angulaire et une pureté permettant de s'affranchir

du problème du bruit de fond.

3. Le dispositif de détection des protons. Dans ce genre de mesure, il est important d'avoir une mesure de $\Delta E - E$ pour pouvoir discriminer entre les différentes particules. Donc il faudrait au moins deux détecteurs.

Pour pouvoir mesurer l'angle de diffusion, il faut évidemment un détecteur sensible en position avec le plus grand nombre de pistes possibles pour avoir une bonne granularité. Ce détecteur serait positionné à l'avant pour ne pas rater les protons de basses énergies.

En fait, l'idéal serait une cible active c'est-à-dire une cible qui jouerait aussi bien le rôle de cible de réaction que le rôle d'un détecteur. La réaction se produirait dans cette cible et l'énergie y est directement recueillie. Avec ce genre de détecteur, on mesure directement l'énergie totale de la réaction. On s'affranchit des problèmes dus au calcul de perte d'énergie. Un autre avantage serait de pouvoir suivre à la trace la particule dans la cible donc de déterminer son angle de diffusion exact. Ce projet est déjà en développement au GANIL sous le nom de MAYA [MAYA].

B.2 Noyaux intéressants à étudier par diffusion élastique résonante

Les premiers faisceaux accélérés par SPIRAL seront des faisceaux de gaz rares. Le ^{18}Ne en fait partie. Dans ce contexte, une proposition d'expérience sur l'accélérateur SPIRAL a été déposée par De Oliveira et al. [OLI01] et acceptée par le comité d'expérience du GANIL. Elle concerne l'étude du noyau non-lié ^{19}Na .

Cette étude s'inscrit dans le cadre général de l'étude spectroscopique des noyaux légers proche de la dripline proton qui permettrait d'étudier leur structure et d'apporter des contraintes supplémentaires aux modèles théoriques. La détermination des premiers niveaux permettrait d'élargir la comparaison entre les noyaux miroirs et les états analogues isobariques.

En effet, l'état fondamental et les premiers états excités de plusieurs de ces noyaux sont totalement inconnus. En particulier les noyaux non-liés où peu d'informations sont disponibles étant donné la difficulté de les produire.

La figure VI.1 tirée de [WIN97] montre tous les noyaux non-liés accessibles par diffusion élastique résonante sur cible de proton. En plus de ^{19}Na , les noyaux de ^{18}Na et ^{34}K peuvent être étudiés avec les premiers faisceaux de SPIRAL.

En astrophysique la mesure de certains niveaux dans un noyau - généralement à basse énergie - est très importante pour estimer le taux d'une réaction mettant en jeu ce noyau. Prenons l'exemple de la réaction $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$. Cette réaction se retrouve sur le chemin du processus rp . En effet, il y a compétition entre cette réaction et la décroissance β^+ de ^{26}Si . Ceci conditionne l'abondance des éléments ^{26}Si , ^{27}P , ^{26}Al et ^{26}Mg et le chemin du

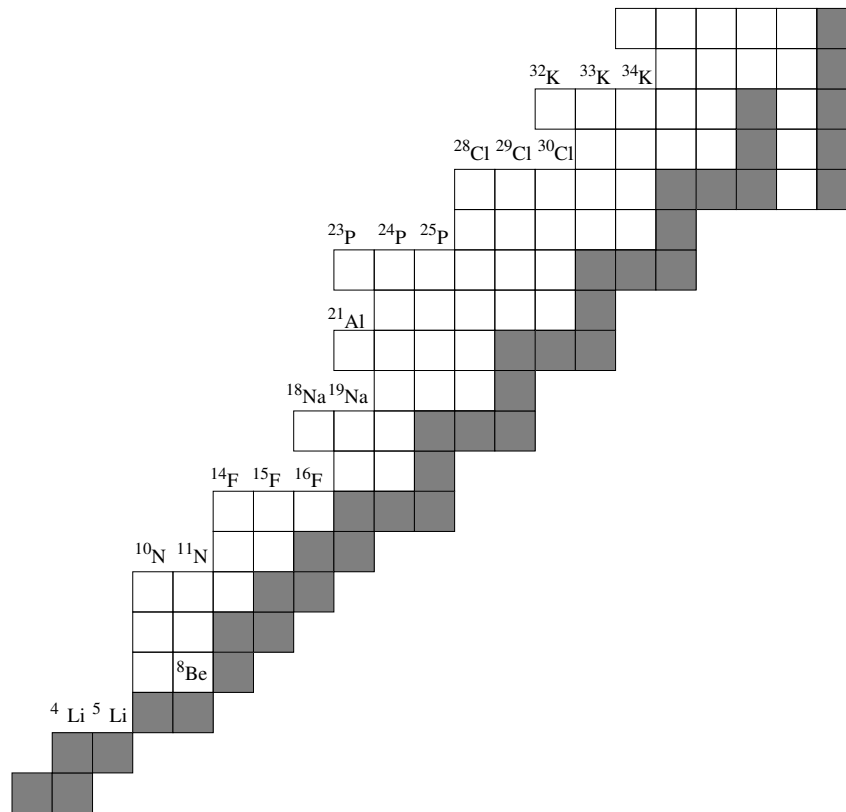


FIG. VI.1 – Noyaux non-liés en proton accessibles par diffusion élastique résonante. Cette figure est inspirée de la référence [WIN97]

processus rp .

Dans [WIN97] J. Winfield a aussi sélectionné d'autres noyaux dont la mesure des premiers états excités est importante pour la détermination du chemin du processus rp tel que ^{25}Si , ^{33}Ar et ^{35}K . Leur étude est possible par diffusion élastique résonante avec un faisceau radioactif.

Parmi ces noyaux seul le ^{35}K est réalisable avec les premiers faisceaux de SPIRAL.

Conclusion générale

Ce travail entre dans le cadre de l'étude expérimentale de noyaux exotiques déficités en neutrons à la limite de la drip line.

La première partie de ce mémoire a été consacrée à l'étude de la radioactivité β -particules retardées de ^{22}Al . Cette expérience a engendré de nombreuses informations sur la structure du noyau lui-même ainsi que sur la structure des noyaux fils.

En effet, cette nouvelle expérience a permis de mesurer pour la première fois les coïncidences entre les particules chargées et les rayonnements γ . Elle se distingue aussi par rapport aux expériences précédentes par une meilleure statistique et une meilleure résolution en énergie. Ces atouts combinés avec une méthode d'analyse originale basée sur les résultats de la simulation avec le code GEANT ont permis de déterminer avec plus de précision l'énergie des transitions β -particules retardées ainsi que leurs rapports d'embranchement.

L'analyse des résultats expérimentaux et la comparaison avec le noyau miroir et le calcul de modèle en couches effectué avec le code OXBASH ont permis d'aboutir à plusieurs résultats tels que le temps de vie de ^{22}Al qui est de $(89.8 \pm 0.8) \text{ ms}$, la détermination de la masse de ^{22}Al à $(17932 \pm 99) \text{ keV}$ et la reconstitution du schéma complet de la décroissance de ^{22}Al (voir la figure V.1).

Plusieurs informations spectroscopiques figurent sur ce schéma. Tout d'abord, le spin de l'état fondamental de ^{22}Al a été assigné à 4^+ . Cette valeur est la même que pour son noyau miroir ^{22}F . Cette affirmation n'aurait pas été possible sans la mesure des rayonnements γ . De plus, plusieurs niveaux dans ^{22}Mg ont été identifiés soit grâce aux rayonnements γ soit grâce aux pics de particules retardées en coïncidence avec les rayonnements γ .

Par ailleurs, la comparaison entre la force de Gamow-Teller expérimentale et celle calculée par le modèle en couches montre un accord parfait entre 0 et 11 MeV d'énergie d'excitation correspondant à des valeurs de Q_β de 18.58 à 7.58 MeV respectivement. On peut remarquer que le facteur de réduction a été pris en compte dans le calcul grâce à un opérateur de Gamow-Teller effectif.

Cependant, comme pour d'autres noyaux que ^{22}Al , la force de Gamow-Teller calculée est plus importante à plus haute énergie d'excitation.

Il est probable que cette différence soit due au fait qu'expérimentalement on n'a pas mesuré

toutes les contributions.

En effet, bien que ce type de dispositif expérimental possède une grande efficacité de collection des noyaux implantés, il est difficile de déterminer toutes les transitions avec une plus grande précision. Pour cela, il faudrait des détecteurs qui puissent séparer la contribution des particules retardées de celles des particules β . Cela contribuerait à éliminer la majeure partie du bruit de fond mais aussi de déterminer les rapports d'embranchement avec plus de précision.

La deuxième partie de ce mémoire a été consacrée à l'étude de la diffusion élastique résonante en cinématique inverse sur cible épaisse. On a montré que cette méthode est un outil prometteur pour la spectroscopie des noyaux exotiques proches et au-delà de la drip line proton.

Dans notre cas, le dispositif expérimental choisi était essentiellement composé d'une chambre à réaction remplie de gaz et d'un télescope silicium placé au bout de cette chambre. Le télescope a permis d'identifier avec certitude les protons de recul parmi d'autres types de particules.

L'un des apports de ce travail a été d'utiliser une simulation Monte Carlo pour déterminer l'influence de plusieurs paramètres de l'appareillage sur la résolution en énergie. Il s'est avéré que le paramètre le plus critique est la largeur de la distribution en énergie du noyau incident. Plus la distribution est large plus la résolution en énergie se dégrade.

Selon le résultat recherché le choix du dispositif expérimental est primordial. Par exemple, nous avons démontré avec le calcul du code *AnaR χ* que l'assignation du spin et parité des pics de résonance nécessitait au moins la mesure de la section efficace différentielle à un angle de diffusion donné. Donc pour ce type de mesure il est essentiel d'utiliser une cible solide pour une meilleure résolution spatiale et au moins un détecteur sensible en positions.

Expérimentalement, deux types de tests ont été effectués par cette méthode: avec des faisceaux stables de ^{12}C , ^{24}Mg et de ^{18}O , puis avec un faisceau radioactif de ^{14}O produit par fragmentation. Les tests avec faisceaux stables sont très concluants contrairement au test avec faisceau radioactif produit par fragmentation. Les plus importantes difficultés résident dans le fait que le faisceau radioactif n'est pas pur et que les coïncidences avec le noyau désiré n'ont pas été bien établies.

Néanmoins, grâce aux tests avec des faisceaux stables, il est clair que l'utilisation d'un faisceau radioactif sans contaminants, à basse énergie et de même qualité optique que les faisceaux stables permettrait d'étudier de nombreux noyaux ayant des niveaux au-dessus du seuil proton -dont la détermination serait importante en astrophysique- voire même des noyaux non liés en protons. Dans ce contexte, une proposition d'expérience soumise par De Oliveira et al. ([OLI01]) pour l'étude spectroscopique de ^{19}Na par diffusion élastique

résonante a été acceptée par le comité d'expérience du GANIL. Il s'agit d'utiliser un faisceau radioactif de ^{18}Ne qui sera parmi les premiers faisceaux de gaz rares délivrés par SPIRAL et qui répond aux exigences de ce genre de méthode.

Annexe A

Calcul du nombre d'évènements de décroissance en mode "beam on - beam off"

Soit un noyau radioactif implanté dans une jonction pendant une période T_1 ("beam on") avec un taux α particules par seconde puis on arrête l'implantation pendant une période T_2 ("beam off") assez longue pour revenir au nombre initial de noyaux N_0 comme le montre la figure A.1.

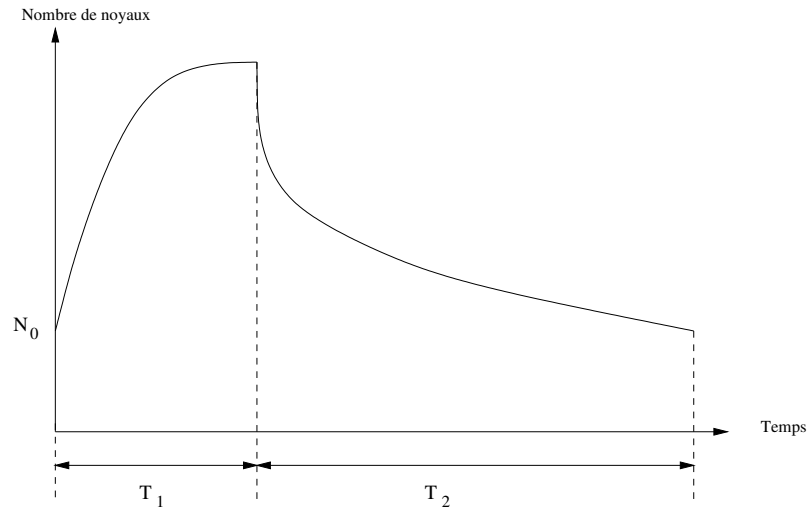


FIG. A.1 – Schéma représentant le nombre de noyaux présents dans un détecteur d'implantation pendant les périodes de "beam-on" T_1 puis de "beam-off" T_2 . N_0 représente le nombre initial de noyaux présents dans le détecteur.

Sur la première période T_1 le nombre dN présent à l'instant t dans la jonction est donné par:

$$dN = \alpha t - \lambda N dt \quad (\text{A.1})$$

avec $-\lambda N dt$ le taux de désintégration exprimé par $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ avec $T_{1/2}$ la demi-vie du noyau radioactif.

L'équation A.1 admet une solution du type:

$$N = \frac{\alpha}{\lambda} C_1 (1 - e^{-\lambda t}) + C_2 \quad (\text{A.2})$$

avec C_1 et C_2 des constantes. A l'instant $t = 0$: $N = N_0$ donc $C_2 = N_0$.

Si on dérive N à partir de A.2 on trouve:

$$dN = \alpha C_1 e^{-\lambda t} dt$$

D'autre part si on introduit la solution N dans l'équation A.1:

$$dN = (\alpha - \alpha C_1 - \lambda C_2) dt + \alpha C_1 e^{-\lambda t} dt$$

Par conséquent, le terme $(\alpha - \alpha C_1 - \lambda C_2) dt$ doit s'annuler. On obtient donc la valeur de $C_1 = 1 - \frac{\lambda N_0}{\alpha}$

En définitif $N(t)$ s'écrit:

$$N = \frac{\alpha}{\lambda} (1 - \frac{\lambda N_0}{\alpha}) (1 - e^{-\lambda t}) + N_0$$

Sur la deuxième période T_2 il ne reste que le terme de désintégration:

$$dN = -\lambda N dt \quad (\text{A.3})$$

La solution est du type: $N = C_3 e^{-\lambda t}$.

A l'instant $t = T_1 + T_2$, $N = N_0$, on obtient donc:

$$C_3 = \frac{N_0}{e^{-\lambda (T_1 + T_2)}}$$

Par continuité au point $t = T_1$ où $N = N_1$ la valeur de N est déterminée en utilisant les deux solutions précédentes. On obtient:

$$\text{-- par la solution A.2: } N_1 = \frac{\alpha}{\lambda} (1 - \frac{\lambda N_0}{\alpha}) (1 - e^{-\lambda T_1}) + N_0$$

$$\text{-- par l'autre solution: } N_1 = \frac{N_0}{e^{-\lambda T_2}}$$

Donc le nombre de noyaux présents à $t = T_1 + T_2$ est:

$$N_0 = \frac{\alpha}{\lambda} \frac{e^{-\lambda T_1} - 1}{e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2}}$$

Par conséquent on trouve le nombre de noyaux présents à T_1 :

$$N_1 = \frac{\alpha}{\lambda} \frac{e^{-\lambda T_1} - 1}{e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2}} e^{-\lambda T_2} \quad (\text{A.4})$$

Dans le cas de la présence de deux noyaux avec des taux différents α et α' des temps de vies différents λ et λ' on peut calculer le rapport $R = \frac{\lambda N_1}{\lambda' N_1'}$ qui représente le rapport de l'activité d'un noyau par rapport à l'activité de l'autre noyau à l'instant T_1 .

Application

Dans le cas de notre expérience les périodes de "beam on" et de "beam off" sont les suivantes: $T_1 = 120 \text{ ms}$ et $T_2 = 300 \text{ ms}$.

On veut calculer le rapport entre l'activité λN_1 de ^{22}Al par rapport à $\lambda' N'_1$ du contaminant ^{20}Na sachant que: $\lambda = \ln 2/90 \text{ ms}$, $\lambda' = \ln 2/448 \text{ ms}$, $\alpha = 42.5 \text{ pps}$ et $\alpha' = 1.6 \text{ pps}$. On trouve un rapport $R \approx 55$.

Au maximum, 50% des noyaux ^{22}Al décroissent par $\beta^+ - \gamma$ vers le niveau fondamental de ^{22}Mg qui décroît à son tour par β^+ vers ^{22}Na . Pour calculer le rapport entre l'activité λN_1 de ^{22}Al par rapport à $\lambda' N'_1$ du ^{22}Mg on aura: $\lambda = \ln 2/90 \text{ ms}$, $\lambda' = \ln 2/3860 \text{ ms}$, $\alpha = 42.5 \text{ pps}$ et $\alpha' = 21.2 \text{ pps}$. On trouve un rapport $R \approx 4$.

Annexe B

Calcul de décroissances β -particules avec le code OXBASH

Le code OXBASH [OXBA] se compose de plusieurs programmes spécifiques à un calcul donné. Dans ce qui suit nous allons dresser la liste des programmes que nous avons utilisé pour calculer les décroissances β -particules:

- le programme principal OXBASH: avec lequel on peut calculer les valeurs et fonctions propres relatives à un noyau suivant l'espace de configuration et l'interaction choisis. On peut aussi calculer avec ce programme les densités de transitions à 1 corps entre deux niveaux et les facteurs spectroscopiques.
- LEVEL: sert à ordonner les niveaux par ordre croissant en énergie.
- TRANS: permet de calculer les forces de Gamow-Teller.

En plus des programmes d'OXBASH on utilise les programmes suivants:

- LOGFT: permet de calculer les valeurs de Log ft à partir des forces de Gamow-Teller.
- PENE: permet de calculer les pénétrabilités des barrières coulombiennes et centrifuges.
- SPECTRO: permet de calculer les largeurs et les rapports d'embranchement.

Prenons l'exemple de calcul des transitions β de l'état fondamental de ^{22}Al avec un spin 4^+ vers le ^{22}Mg en utilisant l'interaction d'Ormand-Brown. La procédure se déroule suivant les étapes ci-dessous:

1. Avec OXBASH on calcule les valeurs et les fonctions propres de ^{22}Al en choisissant l'espace noté SDPN et l'interaction WCDPN correspondant à l'interaction d'Ormand-Brown pour l'espace de configuration sd.

Le même type de calcul est effectué pour le noyau fils ^{22}Mg . Seuls les états avec des spins 3^+ , 4^+ et 5^+ sont possibles. En effet, dans le cas des transitions β de Gamow-Teller permises, le moment angulaire de l'état final est donné par: $\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{1}$.

2. on utilise LEVEL pour ordonner les niveaux de ^{22}Mg .

3. le programme principal d'OXBASH est utilisé pour calculer les densités de transition entre l'état 4^+ de ^{22}Al et tous les états 3^+ , 4^+ et 5^+ du noyau fils ^{22}Mg .
4. TRANS permet de calculer la force de Gamow-Teller correspondante à chaque transition.
5. avec LOGFT on calcule les valeurs de Log ft pour chaque transition.

A ce stade nous avons seulement calculé les décroissances β vers ^{22}Mg . On peut calculer les transitions protons vers ^{21}Na à partir des niveaux de ^{22}Mg atteints par la décroissance de ^{22}Al en suivant ces étapes:

1. avec OXBASH on calcule les valeurs et fonctions propres de ^{21}Na pour des spin de $1/2^+$ à $13/2^+$.
2. on ordonne les niveaux de ^{21}Na avec LEVEL.
3. avec OXBASH on calcule les facteurs spectroscopiques S entre les états de ^{22}Mg et la configuration $^{21}\text{Na} + p$ c'est-à-dire: $S = \langle ^{21}\text{Na} + p | ^{22}\text{Mg} \rangle$.
4. PENE permet de calculer les facteurs de pénétrabilité en fonction des facteurs spectroscopiques avec un potentiel de Woods-Saxon.
5. enfin SPECTRO calcule les largeurs des transitions protons vers ^{21}Na et les rapports d'embranchement correspondants par rapport à ^{22}Al .

On peut aussi calculer de la même manière les transitions vers le ^{20}Ne à partir de la décroissance de ^{22}Al . On calcule les valeurs et fonctions propres de ^{20}Ne pour les spins 0^+ , 2^+ et 4^+ avec OXBASH, on les ordonne avec LEVEL, on calcule les facteurs spectroscopiques $S = \langle ^{20}\text{Ne} + p | ^{21}\text{Na} \rangle$ avec lesquels on calcule la pénétrabilité. Cependant, le calcul des largeurs de transition et des rapports d'embranchement avec SPECTRO dépend de la voie de sortie possible. En effet plusieurs processus peuvent se produire:

- si le niveau d'énergie dans ^{21}Na est en-dessous du seuil proton, ce niveau décroît par émission γ .
- si le niveau d'énergie dans ^{21}Na est au-dessus du seuil proton mais que le facteur spectroscopique ou la pénétrabilité sont trop faibles, ce niveau décroît aussi par émission γ .
- si le niveau d'énergie dans ^{21}Na est au-dessus du seuil proton et que la facteur spectroscopique et la pénétrabilité ne sont pas négligeables, ce niveau décroît par émission d'un proton vers ^{20}Ne .

Bibliographie

- [ALB78] D.E. Alburger et al.
Beta-Ray Branching and Half-Lives of ^{12}B and ^{12}N
Phys. Rev. C 17, p.280 (1978)
- [ART90] K.P. Artemov et al.
Effective method of study of α -cluster states
Sov. J. Nucl. Phys. 52(3) (1990)
- [AUD97] G. Audi et al.
The NUBASE Evaluation of Nuclear and Decay Properties
Nuc. Phys. A 624, p.25 (1997)
- [AXE96] L. Axelsson et al.
Study of the unbound nucleus ^{11}N by elastic resonance scattering
Phys. Rev. C volume 54, num. 4, p. 1511 (1996)
- [BAR99] D.W. Bardayan et al.
Observation of the Astrophysically Important 3^+ State in ^{18}Ne via Elastic Scattering of a Radioactive ^{17}F Beam from ^1H
Phys. Rev. Lett. volume 83, num. 1, p. 45 (1999)
- [BAR66] A.C.L. Barnard et al.
Cross Sections as a Function of Angle and Complex Phase Shifts for the Scattering of Protons from ^{12}C
Nucl. Phys. 86, p.130 (1966)
- [BAZ98] D. Bazin et al.
Probing the Halo Structure of $^{19,17,15}\text{C}$ and ^{14}B
Phys. Rev. C volume 57, num. 5, p. 2156 (1998)
- [BEN78] W. Benenson et al.
 $T=3/2$ Levels in ^{15}F and ^{15}O

- Phys. Rev. C volume 17, num. 6, p. 1939 (1978)
- [BER97] B. Berthier et al.
Nuclear models and microanalysis
NIM B 130, p. 224, (1997)
- [BER98] E. Berthoumieux et al.
Parameterization of nuclear reactions cross section using R-matrix theory
NIM B 136-138, p. 55, (1998)
- [BLA97] B. Blank et al.
The Spectroscopy of ^{22}Al : a βp , $\beta 2p$ and $\beta\alpha$ emitter
Nucl. phys. A 615, p.52 (1997)
- [BLATT] J.M. Blatt et V.F. Weisskopf
Theoretical Nuclear Physics
Edition John Wiley and Sons (1952)
- [BRO82] B.A. Brown and B.H. Wildenthal et al.
Isvector $E2$ Matrix Elements from Electromagnetic Transitions in the s - d shell: Experiment and shell-model calculations
Phys.Rev. C26, 2247 (1982)
- [BRO85] B.A. Brown and B.H. Wildenthal
Experimental and theoretical Gamow-Teller Beta-decay Observables for the sd -shell Nuclei
Atomic data and nuclear data tables 33, 347-404 (1985)
- [BRO90] B.A. Brown
Isospin-Forbidden β -Delayed Proton Emission
Phys. Rev. Lett. volume 65, num. 22, p. 2753 (1990)
- [CAB82] M.D. Cable et al.
Beta-delayed proton decay of an odd-odd $T_z = -2$ isotope, ^{22}Al
Phys. Rev. C volume 26, num. 4, p.1778 (1982)
- [CAB83] M.D. Cable et al.
Discovery of beta-delayed two-proton radioactivity: ^{22}Al
Phys. Rev. Lett. volume 50, num. 6, p.404 (1983)
- [CAB84] M.D. Cable et al.
Beta-delayed two-proton decays of ^{22}Al and ^{26}P

- Phys. Rev. C volume 30, num. 4, p.1276 (1984)
- [DAV74] C.N. Davids et al.
 β decay of ^{22}F
Phys. Rev. C volume 9, num. 1, p.216 (1974)
- [DOL00] P. Dolégiéviez et al.
Cryogenic system for a thin solid hydrogen target
Rapport interne GANIL Novembre 2000
- [DUC99] G. Duchêne et al.
The Clover: a new generation of composite Ge detectors
NIM A, num. 432, p. 90-110 (1999)
- [FIR96] R.B. Firestone
Table of Isotopes (Eighth Edition)
Edition John Wiley and Sons (1996)
- [FOS] Communication privée de François De Oliveira (GANIL)
- [GEANT] <http://www.info.cern.ch/asd/geant4/geant4.html>
- [GOL93] V.Z. Gol'dberg and A. E. Pakhomov
Possibility of generating radioactive beams by means of a cyclotron and a magnetic separator for an inverse kinematics study of resonance elastic scattering
Phys. At. Nucl. 58(9) (1993)
- [GOL97] V.Z. Gol'dberg et al.
High Lying α -cluster states in The Light Nuclei ^{16}O , ^{20}Ne , ^{22}Ne and ^{24}Mg
Yad. Fiz. 60, No 7, 1186 (1997); Phys. Atomic Nuclei 60, 1061 (1997)
- [GOV71] N.B.Gove et M.J.Martin
Log-f Tables for Beta Decay
Nucl. Data Tables A10, 205 (1971)
- [GRO00] D.E. Groom et al.
The European Physical Journal C volume 15, p.1, (2000)

- [HAR00] J.C. Hardy et I.S. Towner
nucl-th/980987 (Los Alamos National Laboratory)
- [JAH85] R. Jahn et al.
Angular correlations in the beta-delayed two protons of ^{22}Al
Phys. Rev. C volume 31, num 4, p. 1576 (1985)
- [JON69] K.W. Jones et al.
Beta Decay of ^{13}B
Phys. Rev. 186, p.978 (1969)
- [KOX87] S. Kox et al.
Trends of total reaction cross sections for heavy ion collisions in the intermediate energy range
Phys. Rev. C volume 35, num. 5, p.1678 (1987)
- [LAN58] A.M. Lane and R.G. Thomas
R-Matrix Theory of Nuclear Reactions
Rev. Mod. Phys. 30, p.257 (1958)
- [LISE] <http://www.ganil.fr/lise/proglise.HTML>
NIM à paraître
- [LOP00] M.J. Lopez
Thèse GANIL T00-01 de l'Université de Caen, Février 2000
- [MAR00] K. Markenroth et al.
Crossing the dripline to ^{11}N using elastic resonance scattering
Phys. Rev. C volume 62, 034308 (2000)
- [MAYA] S. Pita et al.
Proposition d'expérience *Microscopic structure of ^{13}Be and ^{19}C with the new active target MAYA*
Rapport interne GANIL, Comité d'expérience Juin 2001
- [MIC64] A. Michalowicz
Cinématique des Réactions Nucléaires
page 58, Edition DUNOD (1964)
- [MIK88] D. Mikolas et al.
Branching ratios of ^9C to low lying states in ^9B

- Phys. Rev. C volume 37, num. 2, p.766 (1988)
- [MIT] Communication privée de Wolfgang Mittig (GANIL)
- [MUT91] K. Muto et al.
 β^+ Decays of Very Proton-Rich sd-Shell Nuclei
Phys. Rev. C volume 43, p.1487 (1991)
- [NNDC1] <http://www.nndc.bnl.gov/>
- [NNDC2] <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/physco/>
- [ORI78] H. Orihara et al.
Resonances in $^{18}\text{O}(p,p)^{18}\text{O}$ for $E=3.4 - 6.2$ MeV Nucl. Phys. A 203, p. 78-88 (1978)
- [ORM89] W.E. Ormand et B.A. Brown
Empirical Isospin Nonconserving Hamiltonians for Shell-Model Calculations Nucl. Phys. A 491, 1 (1989)
- [OXBA] <ftp://ftp.nscl.msu.edu/pub/oxbash/>
- [OLI01] De Oliveira et al.
Proposition d'expérience *Spectroscopy of ^{19}Na from resonant elastic scattering*
Rapport interne GANIL, Comité d'expérience juin 2001
- [PIE95] A. Piechaczek et al.
 β -decay of ^{20}Mg
Nucl. Phys. A 584, p. 509-531 (1995)
- [PRO98] A. Jokinen et al.
Proposition d'expérience E313 *Study of β -delayed two-proton decay of ^{22}Al and ^{26}P*
Rapport interne GANIL, Comité d'expériences Janvier 1998
- [RAT75] A. Ratkowski et al.
Energy response of silicon surface-barrier particle detectors to slow heavy ions
NIM 130, p.533-538 (1975)

- [ROB93] J.D. Robertson et al.
Beta-delayed proton decay of ^{25}Si
Phys. Rev. C volume 47, num. 4, p. 1455 (1993)
- [SRIM] <http://www.research.ibm.com/ionbeams/home.htm>
- [SEX73] R.G. Sextro et al.
 β^+ - Delayed-Proton Decay of ^{21}Mg
Phys. Rev. C volume 8, num. 1, p.258 (1973)
- [THO52] R.G. Thomas
An analysis of the Energy Levels of the Mirror Nuclei, C^{13} and N^{13}
Phys. Rev. volume 88, num 5, p.1109 (1952)
- [TOR73] D.F. Torgerson et al.
 β -Decay of ^{20}Na
Phys. Rev. C volume 8, num. 1, p.161 (1973)
- [TOW73] I.S. Towner
Mirror Asymmetry in Allowed Gamow-Teller beta-Decay
Nucl. Phys. A 216, p.589 (1973)
- [TRI95] W. Trinder et al.
Gamow-Teller strength in the β -decay of ^{36}Ca
Phys. Lett. B 348, p.331 (1995)
- [TRI99] W. Trinder et al.
 β -decay of ^{35}Ca
Phys. Lett. B 459, p. 67-72 (1999)
- [WIG47] E.P. Wigner and L. Eisenbud
Phys. Rev. 72 (1947) 29
- [WIN97] J.S. Winfield
Prospects for elastic resonant scattering experiments with radioactive beams
Rapport interne GANIL (1997)

Etude de la radioactivité de ^{22}Al et spectroscopie par diffusion élastique résonante

Résumé

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre général de l'étude de la structure des noyaux radioactifs riches en protons. Il se compose de deux parties.

La première partie est consacrée à l'étude de la décroissance β - particules retardées de ^{22}Al . L'expérience décrite dans cette partie a été réalisée au GANIL sur la ligne LISE3 et a permis de mesurer avec une meilleure précision par rapport aux expériences précédentes, l'énergie des transitions β -p, β -2p et β - α et leurs rapports d'embranchement ainsi que le temps de vie de ^{22}Al . Pour la première fois les coïncidences entre les particules chargées et les rayonnements γ ont été mesurées permettant de reconstituer le schéma de décroissance de ce noyau. La comparaison entre les résultats expérimentaux, les calculs de modèle en couches effectués avec le code OXBASH et le noyau miroir ^{22}F a permis de déterminer le spin, la parité et la masse de l'état fondamental de ^{22}Al ainsi que de nouveaux niveaux dans ^{22}Mg . La force de Gamow-Teller déterminée expérimentalement et celle calculée par le modèle en couches en utilisant un opérateur effectif sont en parfait accord à basse énergie d'excitation.

La deuxième partie est consacrée à l'étude de la méthode de la diffusion élastique en cinématique inverse comme outil pour la spectroscopie de noyaux exotiques. Plusieurs simulations ont été réalisées afin d'étudier la faisabilité d'une telle expérience et d'optimiser les paramètres expérimentaux pour obtenir la meilleure résolution en énergie. Des expériences réalisées au GANIL avec des faisceaux stables puis avec un faisceau radioactif ont montré que cette méthode est un outil puissant pour la spectroscopie des noyaux exotiques avec un faisceau radioactif dont les propriétés sont équivalentes à celles des faisceaux prochainement délivrés par SPIRAL.

Study of ^{22}Al radioactivity and spectroscopy by resonant elastic scattering

Abstract

This thesis describes two studies which explore the structure of proton-rich nuclei.

The first of these concerned an investigation of the β -delayed charged particle decay of ^{22}Al . The experiment was carried out using the LISE3 spectrometer at GANIL and permitted the energies of the β -p, β -2p and β - α transitions together with the corresponding branching ratios to be determined with an improved precision over earlier work. In addition the coincidences with γ -rays were measured for the first time allowing the decay scheme to be reconstructed. Comparison with shell model calculations using the code OXBASH and the mirror nucleus ^{22}F allowed the spin and parity and the mass of ^{22}Al g.s. as well as levels in ^{22}Mg to be deduced. The experimentally determined Gamow-Teller strength was found to be in good agreement at low excitation energies with a shell model calculation employing an effective operator.

The second study concerned the development of resonant elastic scattering in inverse kinematics as a spectroscopic tool. Extensive simulations were carried out to ascertain the feasibility of such experiments as well as to optimise the set-up. In the context of the later, particular attention was paid to the final resolution. Experiments subsequently undertaken at GANIL with stable and radioactive beams demonstrated that the technique will be a powerful spectroscopic tool for use with radioactive beams with characteristics similar to those that will be furnished by SPIRAL.

Mots clés

Structure nucléaire
Désintégration bêta
Simulation par ordinateur
Résonance
Spectroscopie nucléaire

Key words

Nuclear structure
Beta decay
Computer simulation
Resonance
Nuclear spectroscopy

Laboratoire de Physique Corpusculaire - U.M.R. 6534
ISMRA - 6 Boulevard du Maréchal Juin
14050 Caen Cedex - France