HAL
open science

Étude du noyau peu lié de ^{26}F pour sonder l'évolution des forces nucléaires à l'approche de la limite de liaison nucléaire

A. Lepailleur

▶ **To cite this version:**

A. Lepailleur. Étude du noyau peu lié de ^{26}F pour sonder l'évolution des forces nucléaires à l'approche de la limite de liaison nucléaire. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2013. Français. NNT : . tel-01057890

HAL Id: tel-01057890

https://theses.hal.science/tel-01057890v1

Submitted on 25 Aug 2014

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

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

Université de Caen Basse-Normandie

Ecole doctorale **SIMEM**

Thèse de doctorat

présentée et soutenue le : *19/09/2013*

par

Alexandre Lepailleur

pour obtenir le

Doctorat de l'Université de Caen Basse-Normandie

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Etude du noyau peu lié de ^{26}F pour sonder l'évolution des forces nucléaires à l'approche de la limite de liaison nucléaire

Directeur de thèse : *Olivier Sorlin*

Jury
Bertram Blank, Directeur de Recherche CNRS, CENBG (rapporteur)
Fadi Ibrahim, Directeur de Recherche CNRS, IPN (rapporteur)
F. Miguel Marques, Chargé de Recherche CNRS, LPC - ENSICAEN
Frédéric Nowacki, Directeur de Recherche CNRS, IPHC
Olivier Sorlin, Directeur de Recherche CNRS, GANIL (directeur de thèse)

GANIL T 2013-01

Remerciements

Je remercie Bertram Blank et Fadi Ibrahim d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail de thèse ainsi que Faiçal Azaiez, F. Miguel Marques et Frédéric Nowacki pour avoir accepté d'être les membres du jury de thèse.

Je tiens ensuite à remercier Olivier Sorlin, mon directeur de thèse, qui m'a soutenu pendant ces trois années et m'a appris et poussé à analyser pleinement les choses. J'ai beaucoup appris durant ces années de thèse grâce à sa disponibilité et ses conseils avisés.

Je remercie également Geoffroy Burgunder avec qui j'ai travaillé pendant un an et demi et qui m'a initié à l'utilisation des différents outils informatiques nécessaires à l'analyse et l'interprétation des données physiques.

La dernière partie des travaux présentés dans cette thèse n'aurait pas pu être réalisée sans l'aide de Thomas Aumann et de doctorants et post-doctorants de GSI tels que Christoph Caesar, Matthias Holl, Ralf Plag, Félix Wamers ainsi que Paloma Diaz Fernandez. Ils m'ont consacré beaucoup de leur temps et je les en remercie. Merci également à Aurélie Mutschler pour son aide apportée sur une partie de mon travail.

Je remercie les physiciens du GANIL pour leur aide et particulièrement Lucia Caceres et Jean-Charles Thomas. L'expérience faisant l'objet de l'étude principale de ma thèse n'aurait pas pu être menée sans les équipes techniques du GANIL et toutes les personnes y ayant participé, qui peuvent être assurées de ma gratitude.

Enfin je remercie ma famille qui m'a encouragé, aidé et soutenu durant mes années d'études qui m'ont finalement amené ici aujourd'hui.

Sommaire

Remerciements 3
Introduction 1
Chapitre I. Contexte et motivations 4
I.1. Evolution des forces nucléaires loin de la stabilité 4
I.1.1. Cas de la fermeture de couche N = 20 4
I.1.2. Les interactions nucléon-nucléon « effectives » à l'intérieur du noyau 9
I.2. Le noyau de ^{26}F : sonder les forces nucléaires proche de la drip-line 18
I.2.1. Les caractéristiques du noyau de ^{26}F 18
I.2.2. Etudes expérimentales sur le noyau de ^{26}F 22
Chapitre II. Expérience et Analyse 26
II.1. Production et sélection des noyaux 26
II.1.1. Production des noyaux 26
II.1.2. Sélection des noyaux d'intérêt avec le spectromètre LISE 28
II.2. Dispositif expérimental 29
II.2.1. Description 29
II.2.2. Identification des noyaux 30
II.2.3. Implantation et décroissance des noyaux d'intérêt 32
II.2.4. Electronique et acquisition 38
II.3. Analyse des électrons issus de la décroissance β des noyaux implantés 43
II.3.1. Dépôt d'énergie des électrons dans le DSSSD 43
II.3.2. Corrélation des rayonnements β émis avec les ions lourds implantés 44
II.4. Analyse des rayonnements γ émis suite aux désintégrations β des noyaux implantés 44
II.4.1. Calibration des cristaux de Germanium 44
II.4.2. Corrélation des rayonnements γ émis avec les ions lourds implantés 48
II.4.3. Traitement de "l'*Add-back*" 48
II.5. Test de la méthode d'analyse à l'aide du noyau de ^{28}Ne 50
II.5.1. Décroissance β du ^{28}Ne 50
II.5.2. Raies γ observées pour la corrélation avec du ^{28}Ne 54
II.5.3. Effet des conditions de corrélation 55
II.5.4. Coïncidences γ-γ pour la corrélation avec du ^{28}Ne 57
II.5.5. Durée de vie associée aux raies γ du ^{28}Ne 58
II.6. Efficacités de détection β et γ 60
II.6.1. Première méthode de détermination de l'efficacité β 60
II.6.2. Détermination de l'efficacité γ 60
II.6.3. Méthode alternative de détermination des efficacités β 65

II.7. Réduction du bruit de fond 67
II.7.1. Traitement du détecteur Silicium « Veto » 67
Chapitre III. Résultats 69
III.1. Etude du noyau de ^{26}F 69
III.1.1. Mise en évidence d'un état isomère 4^+ dans le ^{26}F 69
III.1.2. Décroissance β du ^{26}F 71
III.1.3. Raies γ observées pour la corrélation avec du ^{26}F 72
III.1.4. Coïncidences γ-γ pour la corrélation avec du ^{26}F 74
III.1.5. Durées de vie des transitions γ issues de la décroissance β du ^{26}F 78
III.1.6. Détermination des taux de branchement β 87
III.1.7. Conclusions relatives au noyau de ^{26}F 90
III.2. Etude de la décroissance β du noyau de ^{28}Ne 93
III.2.1. Prédictions des modèles en couche USDA et USDB pour le noyau de ^{28}Na 93
III.2.2. Identification des raies γ inconnues issue de la décroissance β du ^{28}Ne 94
III.2.3. Etude complémentaire du ^{28}Na au travers de sa décroissance γ en vol 95
III.3. Evolution des forces nucléaires pour les isotones N = 17, Z impair 98
III.4. Etude des décroissances β des noyaux de ^{24}O et ^{24}F 100
III.4.1. Raies γ observées pour la corrélation avec du ^{24}O 102
III.4.2. Comptage des transitions γ retardées par la décroissance β du ^{24}O. 105
III.4.3. Décroissance β du ^{24}F 107
Chapitre IV. Etude des niveaux non liés dans le ^{26}F 114
IV.1. Expérience de *knockout* proton menée à GSI 114
IV.1.1. Description des installations 114
IV.1.2. Dispositif expérimental 115
IV.2. Principe d'analyse 119
IV.2.1. Détermination de la charge des fragments 120
IV.2.2. Détermination de la masse des fragments 121
IV.2.3. Calcul de l'énergie relative du système « fragment + neutron » 124
IV.2.4. Relation entre la largeur des résonances et le moment angulaire emporté par le neutron émis 125
IV.2.5. Traitement du bruit de fond neutron 127
IV.3. Test de la méthode de reconstruction de l'énergie relative 128
IV.3.1. Le noyau de ^{16}B 129
IV.3.2. Le noyau de ^{25}F 130
IV.3.3. Le noyau de ^{14}B 132
IV.4. Résultats pour les états non liés du ^{26}F 135
Conclusion 139

Introduction

L'existence de nombres « spéciaux » de protons et de neutrons procurant aux noyaux une stabilité fortement accrue par rapport aux autres a été observée pour la première fois en 1934 par W. Elsasser. Cette stabilité s'explique par la présence d'un gap important en énergie entre la dernière couche entièrement remplie et la première de valence totalement vide. Seuls les trois premiers « Nombres Magiques » (2, 8 et 20) ont dans un premier temps été reproduits en utilisant un potentiel d'oscillateur harmonique pour modéliser le potentiel effectif crée par les interactions entre nucléons. L'interaction a alors été modifiée en rajoutant entre autre, un terme dit de spin-orbite tenant compte de l'interaction entre le moment angulaire et le spin du nucléon. Cette nouvelle interaction, introduite conjointement par M. Goeppert-Mayer, E. Wigner et J. Hans D. Jensen [1], a alors permis de reproduire tous les nombres magiques, notamment les nombres 28, 50, 82 et 126.

Les progrès techniques ont ensuite permis d'aller sonder des régions de la carte des noyaux où une forte asymétrie du nombre de neutrons et de protons (N/Z) existe. La persistance de la magicité de N = 20, loin de la stabilité, a été la première à être étudiée. Plusieurs expériences menées dans la fin des années 70 ont démontré que le caractère magique de N = 20 disparait pour ces noyaux exotiques [2,3,4,30]. Cela a constitué la première preuve du fait que les nombres magiques ne sont pas fixés pour l'ensemble de la carte des noyaux, mais évoluent lorsque des rapports N/Z extrêmes sont étudiés.

De nombreux modèles ont été développés pour décrire les propriétés des noyaux. Cependant, lorsque l'on s'éloigne de la stabilité, des combinaisons d'orbitales différentes de celles des noyaux plus stables sont sondées, mettant en œuvre des interactions pas encore bien connues actuellement. De plus, pour ces noyaux très exotiques et faiblement liés, il existe une grande proximité entre les états liés et ceux du continuum. Cette proximité pourrait modifier les propriétés des forces nucléaires effectives [5]. On peut alors s'interroger sur le pouvoir de prédiction de ces modèles loin de la stabilité.

Un bon candidat pour étudier l'évolution des forces nucléaires lorsque l'on s'approche de la limite de la stabilité est le noyau de ^{26}F. Tout d'abord, il est très proche du noyau à caractère doublement magique de ^{24}O qui peut être utilisé comme base pour sa description. Le ^{26}F peut alors être vu comme un cœur de ^{24}O très rigide auquel s'ajoute un proton fortement lié en $\pi d_{5/2}$ (~ $S_p(^{25}F)$ = -15.1 (3) MeV [26]) interagissant avec un neutron non lié en $\nu d_{3/2}$ (~ $S_n(^{25}O)$ = +0.77 (20) MeV [46]) dont le couplage donne un quadruplet d'état de spin J = 1-4$^+$ dans le ^{26}F. Alors que le ^{25}O est non lié par émission neutron, l'ajout d'un proton dans la couche $\pi d_{5/2}$ permet de lier quatre neutrons supplémentaires dans la couche $\nu d_{3/2}$ jusqu'au ^{29}F. Déterminer l'interaction entre les nucléons de la couche proton $\pi d_{5/2}$ et la couche neutron $\nu d_{3/2}$ est donc primordial pour comprendre la structure des noyaux dans cette région. Deux neutrons peuvent ensuite encore être liés au noyau pour former le ^{31}F suggérant qu'il n'existe pas de gap important entre la couche $\nu d_{3/2}$ et les couches supérieures $\nu f_{7/2}$ et $\nu p_{3/2}$. La présente étude a pour but de déterminer le quadruplet J = 1$^+$-4$^+$ résultant du couplage $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ pour

contraindre les forces nucléaires au voisinage de la limite de liaison nucléaire. L'état 1^+ a déjà été déterminé comme étant l'état fondamental [28]. Son état 2^+ a également été déterminé lors de l'étude de sa décroissance γ en vol menée au GANIL tandis qu'un état non lié vis-à-vis de l'émission d'un neutron a été observé à MSU lors d'une expérience impliquant une réaction d'échange de nucléons ^{9}Be(^{26}Ne,^{25}F+n). Cet état pourrait correspondre à l'état 3^+ sachant que les modèles en couches USDA et USDB [6] le prédisent comme non lié. Finalement, le dernier état de ce multiplet de spin J = 4^+ n'a encore jamais été observé expérimentalement et est prédit comme étant isomère β. Nous nous sommes donc focalisés sur la détermination de l'état 4^+ et la confirmation de l'état 3^+.

Le premier chapitre de cette thèse sera consacré à la mise en évidence de la disparition du caractère magique de N = 20 loin de la stabilité ainsi qu'à en étudier les raisons en terme d'interactions nucléaires, notamment l'interaction proton-neutron $\pi d_{5/2}$ - $\nu d_{3/2}$. Nous nous intéresserons alors plus en détail au choix du noyau de ^{26}F pour étudier l'évolution des forces nucléaires lorsque l'on s'éloigne de la stabilité. Les prédictions par les modèles en couche USDA et USDB quant à ses états issus du couplage $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ seront ensuite détaillés. Finalement, les résultats expérimentaux précédents concernant le ^{26}F seront exposés.

Expérimentalement, l'état 4^+ du ^{26}F n'avait jusqu'à présent pas été découvert. Le second chapitre de cette thèse présentera le dispositif expérimental consacré à la recherche de cet état, prédit comme isomère, au travers l'étude de la décroissance β du noyau de ^{26}F et de sa voie de décroissance M3. Le faisceau produit n'étant pas purement du ^{26}F, l'identification des différents noyaux produits sera également présentée ainsi que l'électronique utilisée pour l'acquisition des données. La procédure d'analyse utilisée pour exploiter les résultats issus de l'expérience ainsi que la méthode de reconstruction et association des évènements de décroissance β avec les noyaux dont ils sont originaires y est exposée.

Le troisième chapitre présentera les résultats issus de l'étude de la décroissance β du ^{26}F. L'énergie de l'état 4^+ y est déterminée ainsi que sa durée de vie. Cela nous a permis de réaliser une comparaison complète des états du multiplet J=1-4^+ déterminés expérimentalement et calculés à partir des modèles en couche USDA et USDB ainsi que par le modèle *Coupled Cluster*. Nous avons ainsi pu effectuer un test des forces nucléaires, déduites à partir des noyaux proches de la stabilité utilisé pour les calculs, en les appliquant à un noyau proche de la drip line.
Les décroissances β des états 1^+ et 4^+ du ^{26}F peuplent l'intégralité des états prédits comme liés dans le ^{26}Ne, ainsi que des états non liés par émission neutron peuplant au final l'état fondamental et plusieurs états excités du ^{25}Ne. Plusieurs nouveaux états ont été déterminés dans ces deux noyaux. Les noyaux de ^{28}Ne, ^{24}O, ^{24}F et ^{22}N ont également été produits en même temps que le ^{26}F et leur décroissance β étudiée. La décroissance du ^{28}Ne vers le ^{28}Na a permis de confirmer l'étude précédente réalisée sur ce noyau par [29] mais également de déterminer les états 3^+_1 et 4^+_1 précédemment inconnus. En combinant ces informations avec les résultats sur le ^{30}Al obtenus par [7] en 2010, nous sommes en mesure d'effectuer une étude systématique des isotones impair-impair N = 17 lors du remplissage de la couche $\pi d_{5/2}$ et ainsi tester l'évolution de l'interaction $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ en fonction du nombre de neutrons en $\nu d_{3/2}$ et de

la dissymétrie entre l'énergie de ces neutrons et des protons en $\pi d_{5/2}$ ($S_p - S_n$ ~16 MeV pour le ^{26}F et ~6 MeV pour le ^{30}Al).

Enfin, le dernier chapitre exposera le dispositif expérimental et les résultats issus d'une expérience de retrait d'un proton réalisée à GSI dont la réaction d'intérêt est $^{27}Ne \rightarrow {}^{26}F^* \rightarrow {}^{25}F + n$. Cette étude vise donc à sonder les états non liés par émission neutron du ^{26}F et ainsi à confirmer l'énergie d'excitation de l'état 3^+ mais aussi de déterminer d'éventuels états de parités négatives issus du couplage $\pi d_{5/2} \times \nu p_{3/2}$.

Chapitre I. Contexte et motivations

I.1. Evolution des forces nucléaires loin de la stabilité

I.1.1. Cas de la fermeture de couche N = 20

Le nombre magique 20 apparait naturellement en utilisant un potentiel d'oscillateur harmonique pour rendre compte du champ moyen crée par les interactions des nucléons à l'intérieur du noyau. Proche de la stabilité, les noyaux possédant un nombre de protons ou de neutrons égal à 20 présentent un gap en énergie très important entre les couches $1d_{3/2}$ et $1f_{7/2}$. La fermeture de couche à N,Z = 20 a été la première à être remise en cause pour les noyaux très exotiques, à proximité de la drip-line. Nous nous intéresserons ici à la disparition de la fermeture de couche neutron N = 20.

Il existe plusieurs manières de mettre en évidence expérimentalement la disparition de la fermeture de couche pour N = 20. Une des premières preuves expérimentales a été l'observation d'anomalies des rayons et des énergies de liaison des noyaux de ^{31}Na (Z = 11) et de ^{32}Mg (Z = 12) [8,9]. Pour ces noyaux, l'énergie de liaison plus forte que celle attendue a été associé à l'excitation de neutrons au-dessus du gap N = 20 [10,30]. Cela signifiait donc que pour ces noyaux, le gap en énergie pour N = 20 n'est plus suffisamment grand pour empêcher les neutrons de passer dans les couches *pf* supérieures, permettant au noyau de gagner en énergie de corrélation. Afin de suivre l'évolution de la fermeture de couche N = 20 lorsque l'on s'éloigne de la stabilité, nous allons nous intéresser aux trois paramètres suivant :

- Les énergies de séparation d'un neutron S_n, des noyaux au voisinage de N = 20.
- L'énergie nécessaire pour exciter les noyaux pair-pair de cette région de leur état fondamental 0^+ vers leur premier état excité 2^+ appelée $E(2^+)$.
- La probabilité de réaliser cette excitation $B(E2)$.

Dans un premier temps, nous allons suivre l'évolution de la fermeture de couche N = 20 au travers la comparaison des énergies de séparation d'un neutron des différents isotones N = 20 et N = 21. L'évolution de la grandeur $S_n({}^{A}_{Z}X_{20}) - S_n({}^{A+1}_{Z}X_{21})$ en fonction du nombre de protons est représentée Fig I.1-1 (panneau haut à droite). Cette grandeur correspond à la taille en énergie du gap N = 20 pour les noyaux sphériques à caractère doublement magiques tels que le ^{40}Ca, le ^{36}S ou le ^{34}Si. Une valeur élevée pour cette différence signifie donc qu'une fois un neutron ajouté au-dessus du gap N = 20, il est bien plus aisé de le retirer que lorsque les neutrons se situe au-dessous. La forte chute observée à partir du Magnésium indique donc une réduction du gap N = 20 pour les noyaux de Z inférieur à 14.

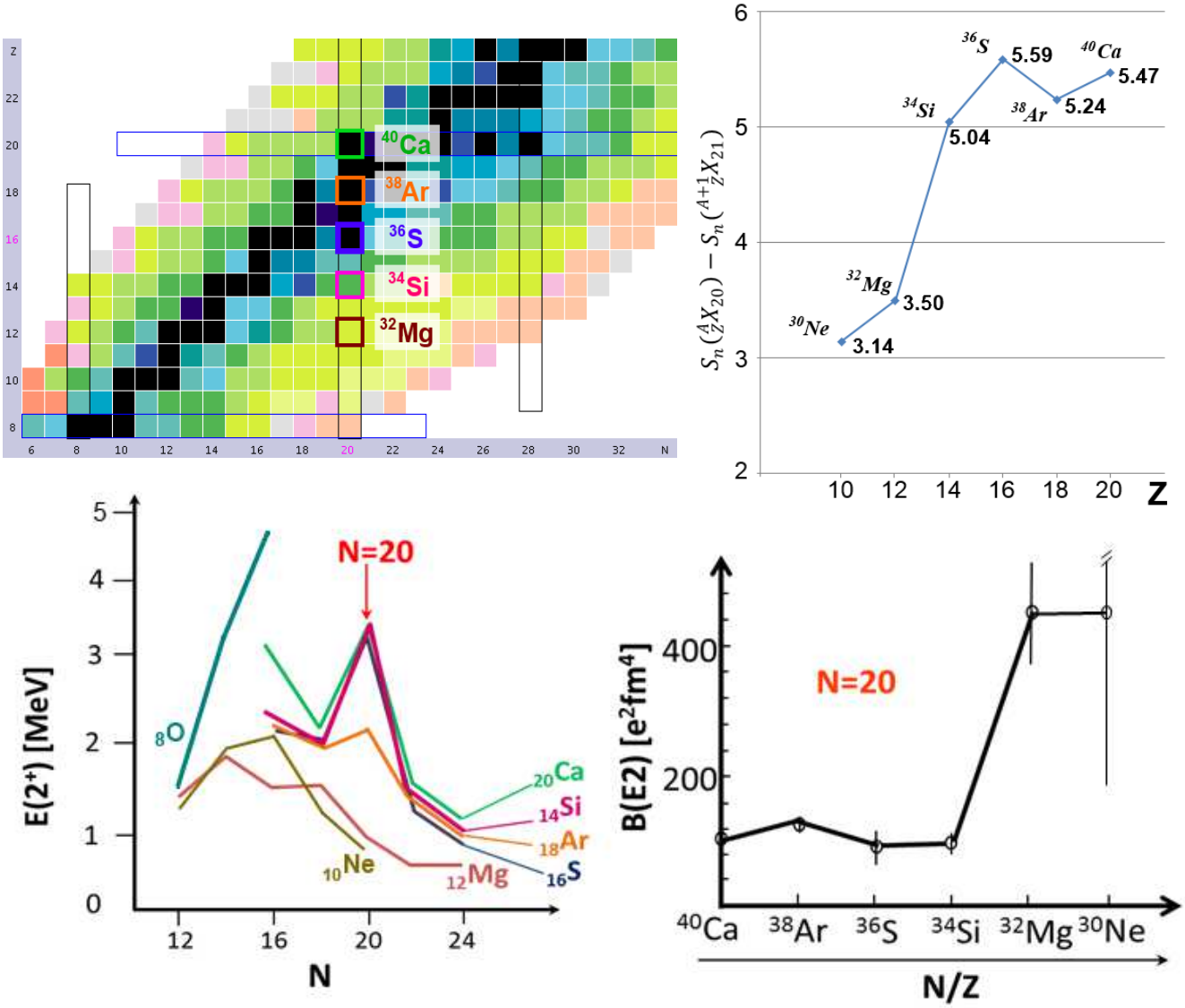


Fig I.1-1 – ***Haut Gauche*** *: Carte des noyaux de la région considérée.* ***Haut Droite*** *: Différence entre l'énergie de séparation d'un neutron des noyaux N = 21 et N = 20 d'une même chaine isotopique en fonction du nombre de proton.* ***Bas Gauche*** *: Energie nécessaire pour exciter le noyau de son état fondamental 0^+ vers son premier état excité 2^+, en fonction du nombre de neutrons.* ***Bas Droite*** *: probabilité d'exciter le noyau de son état fondamental 0^+ à son premier état excité 2^+.*

L'autre manière de mettre en évidence la réduction du gap N = 20 réside dans l'observation conjointe des $E(2^+)$ et des $B(E2)$ de ces mêmes noyaux. La Fig I.1-1 présente les valeurs de $E(2^+)$ et $B(E2)$ (partie basse de la figure) pour les chaines isotopiques des noyaux Z = 10 – 20 pair. Pour les isotopes N = 20 des noyaux de $_{20}Ca$, $_{16}S$ et $_{14}Si$, on observe un fort accroissement des valeurs de $E(2^+)$ ainsi que des $B(E2)$ relativement faibles. Cela reflète l'existence d'une forte fermeture de couche à N = 20 pour ces noyaux, dans lesquels la promotion de neutrons au-dessus du gap pour former un état J = 2^+ requiert beaucoup d'énergie. Dans le cas du ^{40}Ca, celui-ci présente une double fermeture de couche avec les sous-couches neutron $\nu d_{3/2}$ et proton $\pi d_{3/2}$ pleines. La sous-couche suivante étant $f_{7/2}$ (pour les protons et les neutrons), la seule manière d'obtenir un état J = 2 de parité positive est donc de

former un état de type « 2 particules – 2 trous » (*2p-2h*). On pourrait alors s'attendre à ce qu'en retirant des protons, et ainsi en brisant cette fermeture de couche en $\pi d_{3/2}$, les valeurs de $E(2^+)$ diminuent du fait que des trous sont créés dans les couches protons offrant ainsi de nouvelles possibilités de former des états J = 2^+ impliquant majoritairement des protons. Cependant le ^{36}S et le ^{34}Si ont respectivement une fermeture de sous-couche proton à Z = 16 ($\pi s_{1/2}$ pleine) et Z = 14 ($\pi d_{5/2}$ pleine) avec un gap associé à ces fermetures de sous-couche relativement important (respectivement ~2.5 MeV et ~4.3 MeV), signifiant que les excitations protons ne vont pas contribuer à un abaissement des $E(2^+)$ ou à une augmentation des *B(E2)*. Le fait que les $E(2^+)$ et *B(E2)* pour ces deux noyaux restent proche des valeurs du ^{40}Ca montre donc à la fois la présence de sous-couches proton et que la fermeture de couche N = 20 est toujours présente et forte.
Cependant, ces arguments ne sont vrais que pour ces noyaux Z = 20, 16 et 14 uniquement. Ce raisonnement ne peut notamment pas être appliqué directement à la chaine isotopique des $_{18}Ar$. En effet, dans le cas du ^{38}Ar, la sous-couche $\pi d_{3/2}$ n'est qu'à moitié remplie, permettant ainsi de briser la paire de protons l'occupant pour les recoupler à un spin J = 2^+. Cela a donc pour conséquence directe de diminuer l'énergie nécessaire à fournir pour obtenir un état de spin J = 2^+ sans pour autant être lié directement à la réduction du gap N = 20 puisque les excitations protons vont ici avoir le rôle prédominant dans la formation de tels états. On observe d'ailleurs une légère augmentation de la valeur de $E(2^+)$ pour le ^{38}Ar suggérant que la fermeture de couche N = 20 est toujours présente.
A nouveau, ce comportement change arrivé au ^{32}Mg correspondant au moment où des protons commencent à être retirés de la couche $\pi d_{5/2}$. Le fait de ne plus avoir de fermeture de sous-couche en $\pi d_{5/2}$ n'est pas suffisant pour expliquer la brutale diminution de la valeur de $E(2^+)$ *à N = 20.* En effet, c'est même l'inverse qui est observé avec une forte diminution d'un facteur 2 pour tomber à 885 keV [30] pour le ^{32}Mg et 792 keV [11,12] pour le ^{30}Ne. En parallèle, un accroissement par un facteur 4 du *B(E2)* est également observé pour le ^{32}Mg et ^{30}Ne. La seule manière d'expliquer ce changement soudain est que les neutrons n'occupent dans ces noyaux plus uniquement les couches *sd* mais également les couches *pf* [13], du fait de la réduction du gap neutron N = 20, favorisant les excitations neutrons, et des corrélations apportées par les interactions proton-neutron.

Nous avons donc ici plusieurs preuves expérimentales de la réduction du gap N = 20 lorsque l'on s'écarte de la stabilité. Cette réduction du gap N = 20 va créer une plus grande proximité entre la sous-couche neutron $\nu d_{3/2}$ et les sous-couches *p-f* se trouvant au-dessus, augmentant donc par la même occasion la séparation entre $\nu d_{3/2}$ et $\nu s_{1/2}$ située en dessous. On peut ainsi s'attendre à l'augmentation significative du gap associé à N = 16, entre les orbitales $\nu s_{1/2}$ et $\nu d_{3/2}$. Cela est d'ailleurs observé sur le graphe représentant les $E(2^+)$ en fonction du nombre de neutron (Fig I.1-1). En effet, une forte augmentation des valeurs de $E(2^+)$ par rapport aux proches voisins apparait entre le ^{28}Mg et ^{24}O. L'autre conséquence directe du rapprochement de $\nu d_{3/2}$ avec les sous-couches *pf* va être l'apparition d'états intrus à basse énergie d'excitation dans ces noyaux, favorisant entre autre les configurations de type *2p-2h* à celles de type *0p-0h*. En effet, la réduction du gap N = 20 combinée à des gains en énergie de corrélation peut permettre de compenser la perte d'énergie de liaison due à la promotion de deux neutrons de

la couche $vd_{3/2}$ vers les couches supérieures [14,15]. Cela a été montré expérimentalement par J. R. Terry [16]. Ces différentes conséquences sont discutées dans la suite de cette sous-partie.

L'évolution du nombre magique N = 16 peut être suivie à l'aide des $E(2^+)$ de la Fig I.1-1. En effet, on constate que le gap N = 16 existe dans les Calciums (Z = 20), avant de disparaitre aux Siliciums (Z = 14) puis enfin de réapparaitre aux Néons (Z = 10) et se confirmer pour les Oxygènes (Z = 8). Des expériences de knockout d'un [17-18] et de deux [19] neutron du noyau de ^{23}O ont permis de déduire que l'état fondamental du ^{23}O est un état de spin J = $1/2^+$ provenant quasiment exclusivement de la présence d'un seul neutron en $1vs_{1/2}$. Cela signifie donc qu'il existe un gap important dans ce noyau entre les sous-couches $vs_{1/2}$ et $vd_{3/2}$ située au-dessus mais également avec la $vd_{5/2}$ en dessous, suggérant la présence de fermetures de sous-couche pour N = 14 et N = 16. En effet dans le cas contraire, il existerait un mélange plus important entre ces couches *sd*. Cette fermeture de sous-couche pour N = 16 semble de plus relativement forte, aucun état excité n'ayant été trouvé en dessous des seuils d'émission neutron des noyaux de $^{23,24}O$ égaux respectivement à 2.6 MeV et 4.1 MeV [20]. Les deux premiers états excités du ^{24}O provenant de l'excitation d'un neutron de la couche $vs_{1/2}$ vers la couche $vd_{3/2}$ donnant deux états de spin J=1^+-2^+ ont été déterminés à 5.33 (12) MeV et 4.72 (11) MeV respectivement [21]. Le gap en énergie N = 16 peut donc être approximé en utilisant la moyenne pondérée de ces deux énergies d'excitation :

$$E_{GAP}(N = 16) = \frac{\sum_J (2J + 1)E^*(J)}{\sum_J (2J + 1)}$$

La valeur du gap en énergie ainsi déterminée est 4.95 (16) MeV montrant l'existence d'une forte fermeture de couche à N = 16 pour ces noyaux légers très riches en neutron.

Des états intrus à basse énergie d'excitation sont également attendus dans les noyaux N = 20 très riches en neutrons. Pour certains noyaux, le gain en énergie de corrélation due à la promotion d'une paire au-dessus du gap N = 20 provoque une inversion pour l'état fondamental des configurations *2p-2h* et *0p-0h*. Les noyaux pour lesquels cette inversion apparait forment « l'ilot d'inversion ».
Récemment, la décroissance β du noyau de ^{34}Al vers le ^{34}Si a été étudiée au GANIL [22] mettant en évidence la présence d'un état isomère 1^+ à basse énergie d'excitation (calculé à ~0.5 MeV) dans la structure du ^{34}Al issue du saut d'un neutron initialement en $vd_{3/2}$ vers la sous-couche $vf_{7/2}$ pour former une paire avec le neutron célibataire s'y trouvant dans l'état fondamental. Une telle configuration est favorisée par la réduction du gap N = 20.
La présence d'états intrus de parité négative à faible énergie d'excitation provenant de neutrons promus dans les couches $vp_{3/2}$ et $vf_{7/2}$ est également observable pour d'autres noyaux de cette région. L'évolution des énergies d'excitation des états de parités négatives pour les isotones N = 17 possédant un nombre de proton pair est montrée Fig I.1-2. On observe une chute d'environ 2 MeV entre le ^{31}Si et le ^{29}Mg pour les états $3/2^-$ et $7/2^-$. Il est cependant compliqué d'attribuer cette chute uniquement à la réduction du gap N = 20, le noyau de ^{28}Mg, utilisé comme cœur, ne présentant pas de fermeture de couche. Il va donc y avoir un mélange

entre les états excités du cœur de ^{28}Mg et les excitations impliquant un seul neutron dans le ^{29}Mg. Le cas du ^{27}Ne est cependant à priori un peu plus simple. En effet, le noyau de ^{26}Ne utilisé comme cœur présente une valeur de *B(E2)* plus faible et une $E(2^+)$ plus grande comparé au ^{28}Mg discuté précédemment (2018 keV pour le ^{26}Ne contre 1474 keV pour le ^{28}Mg). Deux états excités ont été déterminés à 765 keV et 885 keV et leurs spins déterminés respectivement égaux à $3/2^-$ et $1/2^+$ à l'aide d'une réaction de transfert $^{26}Ne(d,p)^{27}Ne$ [23]. Le facteur spectroscopique associé à l'état intrus $3/2^-$ a été extrait égal à 0.64 indiquant une configuration peu mélangée dominée par un seul neutron occupant l'orbitale $\pi p_{3/2}$. Nous avons donc ici la présence d'un état de parité négative à basse énergie provenant de l'excitation d'un neutron au-dessus du gap N = 20. On observe également dans le ^{27}Ne une inversion de l'ordre des états $7/2^-$ et $3/2^-$ comparé aux noyaux possédant un nombre de proton plus important, signifiant que l'orbitale $\pi f_{7/2}$ passe au-dessus de l'orbitale $\pi p_{3/2}$. On peut alors s'attendre à ce que dans les noyaux de Z < 10, cette inversion soit également présente et même amplifiée.

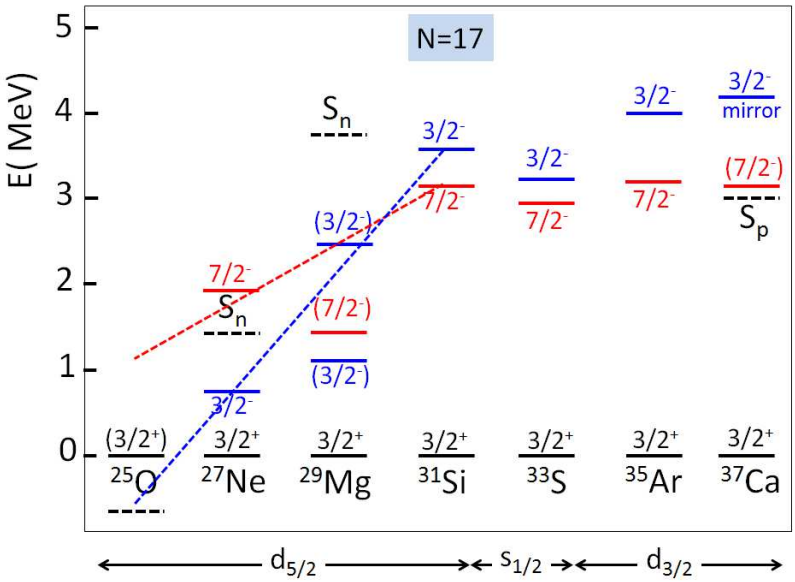


Fig I.1-2 – Evolution des énergies d'excitation des états de parité négatives dans différents isotones N = 17.

Nous avons donc ici discuté de l'évolution de la fermeture de couche N = 20 lorsque l'on s'éloigne de la stabilité pour atteindre la limite de liaison nucléaire. La réduction de ce gap N = 20 pour les noyaux proches de la drip-line neutron provoque l'augmentation significative du gap N = 16 à partir des noyaux Z = 10 très riches en neutrons. Une conséquence directe est l'apparition brutale de la drip-line neutron pour le noyau de ^{24}O dans la chaine isotopique des Oxygènes alors que le dernier isotope connu de la chaine des Fluors (seulement un proton supplémentaire) est le ^{31}F. L'autre phénomène est l'apparition d'états intrus de parité négatives dans la structure à basse énergie de ces noyaux ainsi que la formation de « l'îlot d'inversion », formé de noyaux pour lesquels les configurations de type *2p-2h* sont dominantes sur celle de type *0p-0h* dans leur état fondamental. La sous-partie suivante sera

consacrée aux mécanismes conduisant à ces changements dans la structure nucléaire loin de la stabilité et à en rendre compte en termes d'interactions nucléaires.

I.1.2. Les interactions nucléon-nucléon « effectives » à l'intérieur du noyau

Cette partie sera focalisée sur les propriétés générales des interactions nucléon-nucléon, et plus précisément sur les interactions proton-neutron. Nous nous intéresserons à leur évolution loin de la stabilité afin d'expliquer, en particulier, l'origine de la réduction du gap N = 20 et l'apparition de la fermeture de sous-couche pour N = 16 dans la chaine isotopique des Oxygènes.

I.1.2.1. Propriétés générales des interactions nucléon-nucléon

Avant de s'intéresser à la modification des fermetures de couche loin de la stabilité, rappelons quelques propriétés générales des interactions nucléon-nucléon de manière qualitative. L'intensité de l'interaction entre deux nucléons dépend de plusieurs paramètres :

- L'intensité d'interaction la plus forte sera obtenue lorsque les fonctions d'onde des deux nucléons présentent le recouvrement spatial le plus important. Cela se produit pour deux nucléons possédant le même nombre de nœuds (caractérisé par le nombre quantique n) et le même moment orbital angulaire (nombre quantique l). Cela est illustré par le dessin ci-dessous (gauche).
- L'interaction nucléaire dépend du spin des nucléons. L'interaction proton-neutron, en particulier, est la plus importante pour un neutron et un proton présentant des spins anti-alignés pour $l \neq 0$, soit pour $s_1 = 1/2$ et $s_2 = -1/2$. Cette configuration est illustrée avec le dessin ci-dessous (droite). Par exemple, l'interaction proton-neutron $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ sera plus forte que l'interaction $\pi d_{5/2} \times \nu d_{5/2}$.

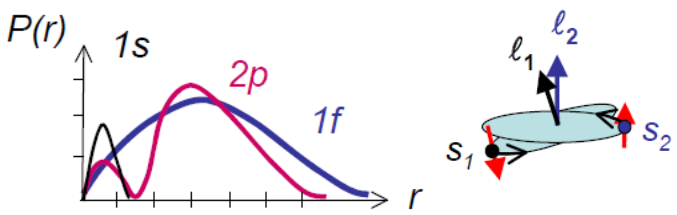


Fig I.1-3 – Illustration des couplages nucléon-nucléon donnant les interactions les plus intenses.

- Empiriquement, il a été montré que l'intensité de la force nucléaire à l'intérieur d'un noyau dépend inversement de la taille de celui-ci. Cette dépendance s'exprime en $A^{-1/3}$ ou $A^{-2/3}$ en fonction de si les nucléons sont situés plutôt à la surface ou au centre du noyau. Cela est dérivé des valeurs expérimentales des interactions nucléon-nucléon reportés sur la figure ci-dessous. On peut le comprendre qualitativement, du fait que lorsque la taille du noyau augmente, les nucléons se "croisent" plus rarement, réduisant ainsi leurs

interactions qui est à courte portée. Une conséquence importante de cette diminution des interactions nucléaires avec l'augmentation de la taille des noyaux est que les modifications dans la structure nucléaire vont se produire de manière plus rapide dans les noyaux légers que dans les noyaux lourds.

- Du fait que les noyaux sont composés de protons et de neutrons, il existe deux valeurs d'isospin : T = 0 ou T = 1. Cependant, une valeur de T = 0 ne peut être obtenue que pour un système proton-neutron, alors qu'une valeur de T = 1 peut être obtenue pour un système proton-neutron, neutron-neutron ou proton-proton. L'interaction effective entre un proton-neutron sera donc plus forte que celle existante entre deux nucléons identiques.

I.1.2.2. Détermination empirique de l'interaction proton-neutron

La force de l'interaction proton-neutron, pour des sous-couches données, peut être obtenue expérimentalement à partir de la structure de noyaux possédant un nombre de protons et de neutrons tous les deux impairs. Il faut pour cela supposer que le noyau choisi pour réaliser cet exercice peut être modélisé comme un cœur inerte auquel un seul proton et un seul neutron sont ajoutés. Cette méthode ne peut donc être raisonnablement appliquée qu'aux noyaux pour lesquels un cœur possédant une forte fermeture de couche peut être trouvé. En effet dans ce cas, les excitations du cœur sont situées à haute énergie et leur influence sur le proton et le neutron de valence est minime.

Prenons dans un premier temps l'exemple du ^{38}Cl. Il peut être modélisé comme un cœur de ^{36}S doublement magique auquel un proton est ajouté en $\pi d_{3/2}$ et un neutron en $\nu f_{7/2}$. Le couplage de ces deux nucléons donne quatre états de parités négatives et de spin J = 2-5. Nous allons alors déterminer l'énergie de liaison (BE) résultant de l'ajout indépendant du proton au cœur de ^{36}S, puis du neutron au cœur de ^{36}S. L'ajout du proton en $\pi d_{3/2}$ donne le noyau de ^{37}Cl dont l'énergie de liaison est connue. Ainsi, nous pouvons déterminer le gain en énergie de liaison résultant de l'ajout du proton en $\pi d_{3/2}$ au cœur de ^{36}S :

$$BE(^{37}Cl) - BE(^{36}S) = S_p(^{37}Cl)$$

De la même manière, l'ajout du neutron en $\nu f_{7/2}$ donne le noyau de ^{37}S et le gain en BE résultant de cet ajout est :

$$BE(^{37}S) - BE(^{36}S) = S_n(^{37}S)$$

Finalement, en ajoutant ces deux termes à l'énergie de liaison du ^{36}S, on obtient l'énergie de liaison du ^{38}Cl dont le neutron en $\nu f_{7/2}$ et le proton en $\pi d_{3/2}$ n'interagiraient pas (ou seraient « libre »). Cette grandeur s'écrit :

$$BE(^{38}Cl_{free}) = BE(^{36}S) + S_p(^{37}Cl) + S_n(^{37}S)$$

En comparant ensuite cette valeur avec les énergies de liaison expérimentales des quatre états du ^{38}Cl, nous obtenons l'énergie d'interaction entre le proton en $\pi d_{3/2}$ et le neutron en $\nu f_{7/2}$

couplés à un spin donné (en supposant que les gains d'énergie de liaison sont uniquement dus au proton et au neutron ayant été ajoutés). Nous noterons ces énergies d'interaction *Int(J)*. Les résultats relatifs au ^{38}Cl sont représentés Fig I.1-4, extraite de [24], ainsi qu'une illustration de la méthode décrite ci-dessus. On définit alors la moyenne pondérée V^{pn} de ces énergies d'interaction, appelée énergie monopolaire. Elle peut s'approximer de la manière suivante :

$$V^{pn} \sim \frac{\sum_J (2J+1) \times Int(J)}{\sum_J (2J+1)}$$

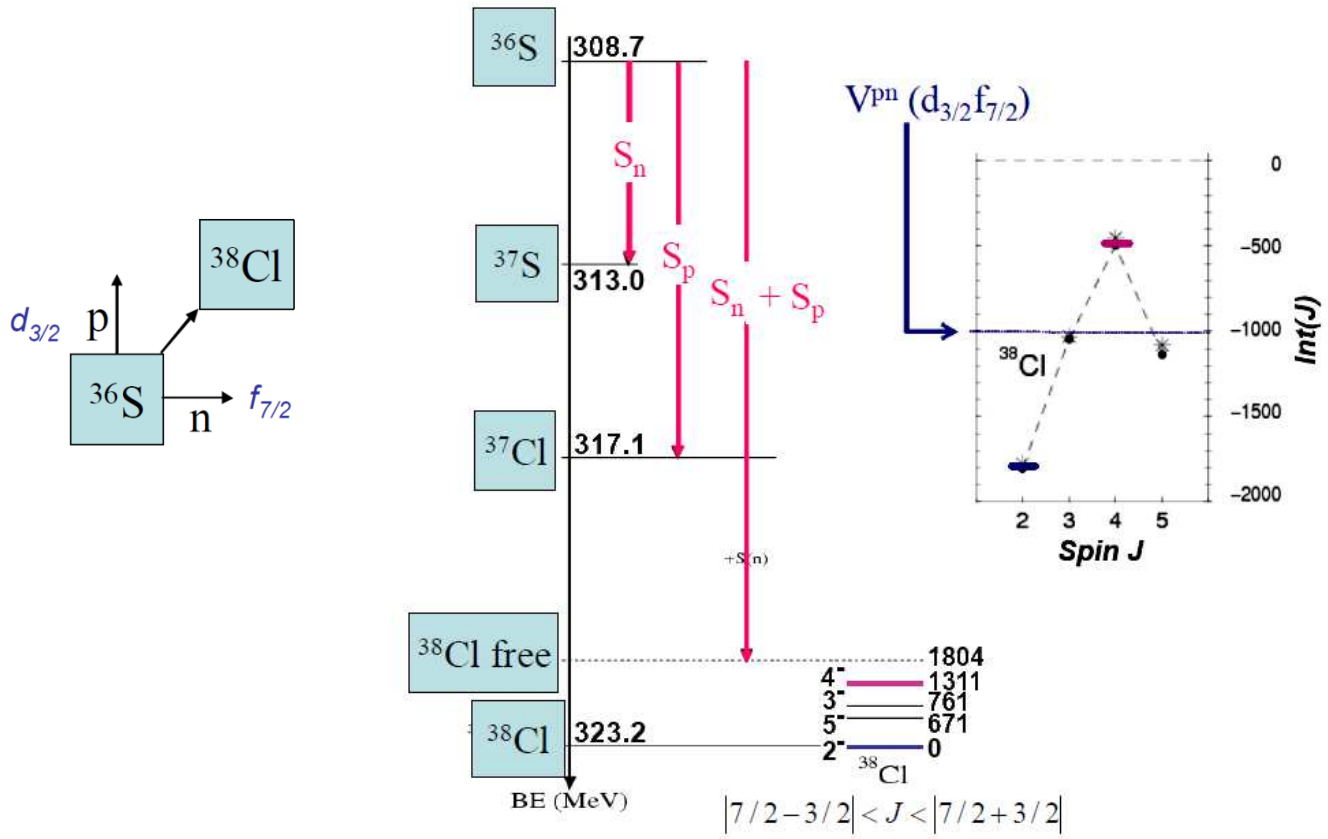


Fig I.1-4 – Détermination des énergies d'interaction $\pi d_{3/2}$-$\nu f_{7/2}$ à partir de la structure du ^{38}Cl extraite de [24]. Les Int(J) sont les énergies d'interactions définies comme la différence entre la valeur de référence $BE(^{38}Cl_{free})$ et l'énergie de liaison réelle de l'état de spin J. La moyenne pondérée de ces énergies d'interaction $V^{pn}(d_{3/2}f_{7/2})$ est une approximation de l'énergie monopolaire.

Dans le cas discuté ici, nous sommes en mesure de déterminer la valeur de $V^{pn}(\pi d_{3/2}\nu f_{7/2})$ égale à environ -1 MeV, proche de la valeur prédite par le modèle en couche à -1.19 MeV. L'interaction monopolaire traduit les changements moyens des énergies de liaison dus aux interactions nucléon-nucléon à l'intérieur des noyaux qui sont les acteurs majeurs pour comprendre l'évolution des fermetures de couche. Il est cependant souvent compliqué de les déterminer de la manière présentée ci-dessus du fait de plusieurs contraintes. En effet, en plus du fait qu'un cœur (A,Z) possédant une forte fermeture de couche soit requise, il faut également que les noyaux (A+1,Z), (A,Z+1) et (A+1,Z+1), impliqués dans les calculs, ne

soient pas déformés. En effet, dans le cas contraire, nous n'aurions plus affaire à des états simple particule et le calcul présenté ici n'aurait plus de sens et serait trop approximatif, car les états pour lesquels les énergies d'interactions sont calculées présenteraient trop de corrélations. Enfin la dernière condition est évidemment de connaitre expérimentalement tous les états du multiplet mis en jeu, ce qui requiert souvent l'utilisation de plusieurs techniques expérimentales différentes.
Enfin, on note également l'allure parabolique de la courbe des énergies d'interaction en fonction du spin *J*. Cela est dû aux interactions quadrupolaires, discutées dans le paragraphe suivant.

I.1.2.3. Les Energies « Simple Particule » Effectives

Nous avons déterminé au paragraphe précédent l'intensité de l'interaction monopolaire $V^{pn}(\pi d_{3/2}\nu f_{7/2})$ égale à -1 MeV. En supposant l'approximation du cœur inerte valide, l'addition de protons en $\pi d_{3/2}$ à un cœur de ^{36}S va donc lier les neutrons en $\nu f_{7/2}$ de -1 MeV par proton ajouté. On peut le voir en regardant les Energies « Simple Particule » Effectives (ESPE). Ces ESPE représentent l'effet moyen des autres nucléons sur un nucléon dans une couche donnée, soit les variations d'énergie de liaison induites par l'interaction monopolaire seule. L'ESPE d'une orbite occupée est définie comme l'énergie nécessaire à fournir pour retirer un nucléon de celle-ci, tandis que l'ESPE d'une orbite non occupée est l'énergie de liaison gagnée lors de son remplissage. Pour les noyaux proches d'une fermeture de couche, les ESPE seront proches des énergies de liaison expérimentales. Cela n'est plus vrai pour les autres noyaux fortement corrélés et déformés. Dans le cas discuté ici, nous nous trouvons à proximité du noyau doublement magique de ^{36}S et l'équivalence ESPE – énergie de liaison peut être considérée comme valide en première approximation.
Lors de l'ajout de quatre protons en $\pi d_{3/2}$, on s'attend à ce que l'ESPE($\nu f_{7/2}$) varie de la quantité $4V^{pn}(\pi d_{3/2}\nu f_{7/2})$, soit -4 MeV. Cette valeur peut être comparée avec celle obtenue à partir des énergies de liaison expérimentales des neutrons en $\nu f_{7/2}$:

- pour Z = 16 (0 en $\pi d_{3/2}$) et N = 21 (1 en $\nu f_{7/2}$), soit $S_n(^{37}S)$ = 4.303 MeV
- pour Z = 20 (0 en $\pi d_{3/2}$) et N = 21 (1 en $\nu f_{7/2}$), soit $S_n(^{41}Ca)$ = 8.363 MeV

Ainsi

$$S_n\left(^{41}Ca\right) - S_n\left(^{37}S\right) \sim 4\ MeV$$

On obtient alors un gain d'énergie de liaison d'environ 4 MeV lors de l'ajout de 4 protons en $\pi d_{3/2}$. Les deux méthodes de détermination de l'interaction monopolaire s'accordent donc parfaitement pour peu que les conditions énoncées précédemment soient remplies.

I.1.2.4. Interaction quadrupolaire et déformation des noyaux

En plus de l'interaction monopolaire, les noyaux peuvent gagner en énergie de liaison en se déformant. Ce gain en énergie provient des interactions quadrupolaires. On voit par exemple sur la Fig I.1-4 concernant le ^{38}Cl que toutes les orientations du proton en $\pi d_{3/2}$ et du neutron en $\nu f_{7/2}$ ne sont pas équivalentes en termes d'énergie de liaison. En effet l'état 2^- possède une énergie de liaison plus faible que la moyenne pondérée des quatre états issus du couplage du proton et du neutron de valence (V^{pn}), tandis que l'état 4^- est moins lié. Effectivement, lors du remplissage d'une nouvelle couche, l'énergie de liaison expérimentale est souvent trouvée plus forte que l'ESPE déduite de l'interaction monopolaire seule. En reprenant l'exemple de la couche $\nu f_{7/2}$, on voit sur la Fig I.1-5 qu'expérimentalement, les protons en $\pi d_{3/2}$ sont trouvés plus liés que prédits par les ESPE($\pi d_{3/2}$). Ce gain d'énergie quadrupolaire atteint son maximum en milieu de couche. On confirme d'ailleurs ici que comme dit précédemment, dans les cas extrêmes de fermeture de couche (ici $\nu f_{7/2}$ complètement vide ou pleine), les énergies de liaison protons expérimentales sont égales aux ESPE($\pi d_{3/2}$).
Pour ces noyaux possédant des couches fermées, les nucléons occupent tous les sous états magnétiques possibles et adoptent donc une forme globalement sphérique. Lorsque ces fermetures de couches n'existent plus, les nucléons peuvent se déplacer sur un espace de valence élargi et adopter plus de configurations, impliquant plus d'une orbite, dont certaines plus favorables que celles correspondant à la configuration du cœur inerte. Les nucléons de couches différentes se mélangent alors et maximisent leur énergie quadrupolaire, donnant lieu à des structures déformées. On comprend donc que dans ces cas où de fortes corrélations existent, les méthodes de détermination des interactions monopolaires décrites précédemment ne sont plus valides.

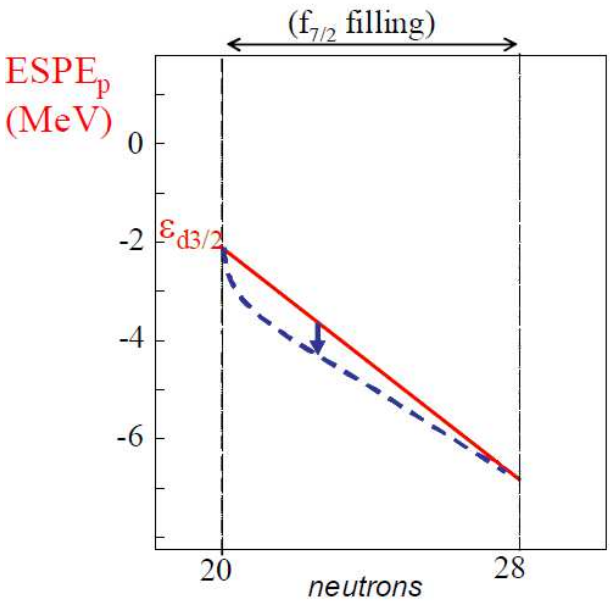


Fig I.1-5 – ESPE($\pi d_{3/2}$) (ligne pleine rouge) comparée aux énergies de liaison expérimentales des protons en $\pi d_{3/2}$ (ligne hachée bleue) en fonction du nombre de neutrons en $\nu f_{7/2}$. La différence entre les deux correspond au gain en énergie quadrupolaire.

I.1.2.5. Evolution des interactions proton-neutron autour de N = 20

Nous avons précédemment estimé l'intensité de l'interaction monopolaire $V^{pn}(\pi d_{3/2}\nu d_{3/2})$ à l'aide des énergies de liaison expérimentales des neutrons en $\nu f_{7/2}$. Nous pouvons procéder de la même manière pour obtenir la valeur de $V^{pn}(\pi d_{3/2}\nu d_{3/2})$ en utilisant les énergies de liaison des neutrons en $\nu d_{3/2}$:

- pour Z = 16 (0 en $\pi d_{3/2}$) et N = 20 (4 en $\nu d_{3/2}$), soit $S_n(^{36}S)$ = 9.889 MeV
- pour Z = 18 (2 en $\pi d_{3/2}$) et N = 20 (4 en $\nu d_{3/2}$), soit $S_n(^{38}Ar)$ = 11.838 MeV.

On obtient alors un gain d'environ 2 MeV lors de l'ajour de 2 protons en $\pi d_{3/2}$, soit une valeur de $V^{pn}(\pi d_{3/2}\nu d_{3/2})$ égale à environ -1 MeV (valeur prédite par le modèle en couche : -1.28 MeV).
On remarque ici que malgré des caractéristiques différentes, les interactions monopolaires $\pi d_{3/2}\times\nu d_{3/2}$ et $\pi d_{3/2}\times\nu f_{7/2}$ ont environ la même intensité. Dans les deux cas, le nombre de nœud est identique (n = 1), mais pour la première interaction, Δl = 0 alors que pour la deuxième, Δl = 1. D'après ce qui a été dit dans le sous partie I.1.2.1, l'interaction $\pi d_{3/2}\times\nu d_{3/2}$ devrait donc être plus forte que pour $\pi d_{3/2}\times\nu f_{7/2}$. Cependant, dans le premier cas, les spins du proton et du neutron sont alignés, alors qu'ils sont anti-alignés dans le deuxième. Les deux effets se compensent donc ici, donnant deux interactions d'intensité similaire. En effet, la variation du gap en énergie pour N = 20 entre Z = 16 et Z = 20 peut s'écrire :

$$\Delta_{GAP}(N = 20) = 4\times\left[V^{pn}\left(\pi d_{3/2}\nu f_{7/2}\right) - V^{pn}\left(\pi d_{3/2}\nu d_{3/2}\right)\right] \sim 0\ MeV$$

Le gap N = 20 va donc rester constant entre Z = 16 et Z = 20 du fait que les interactions proton-neutron mises en jeu ici sont quasi identiques. Cela est visible Fig I.1-6.

On peut noter sur cette figure que le gap N = 20 reste également constant pour Z = 14. Il n'y a donc pas de réduction de gap de Z = 14 à Z = 20. On remarque aussi que pour le ^{40}Ca, l'énergie de liaison expérimentale de ses neutrons en $\nu d_{3/2}$ est plus grande que celle estimée à l'aide des ESPE. Cela va à l'opposé de ce qui a été dit précédemment à propos des noyaux possédant de fortes fermetures de couche, le ^{40}Ca étant doublement magique. Ce surplus d'énergie de liaison s'explique en réalité par le fait que le noyau de ^{40}Ca possède autant de protons que de neutrons. Pour ces noyaux N=Z, il existe ce que l'on appelle « l'énergie Wigner » (noté E_W Fig I.1-6), leur conférant une énergie de liaison accrue. Pour le ^{40}Ca elle vaut environ 1.8 MeV.
Nous comprenons donc ici pourquoi la fermeture de couche à N = 20 reste forte entre Z = 16 et Z = 20, comme observé expérimentalement, du fait que les interactions monopolaires $\pi d_{3/2}\times\nu d_{3/2}$ et $\pi d_{3/2}\times\nu f_{7/2}$ possèdent une intensité identique. Quels changements se produisent alors en dessous de Z = 14 déclenchant la disparition du gap pour N = 20 ?

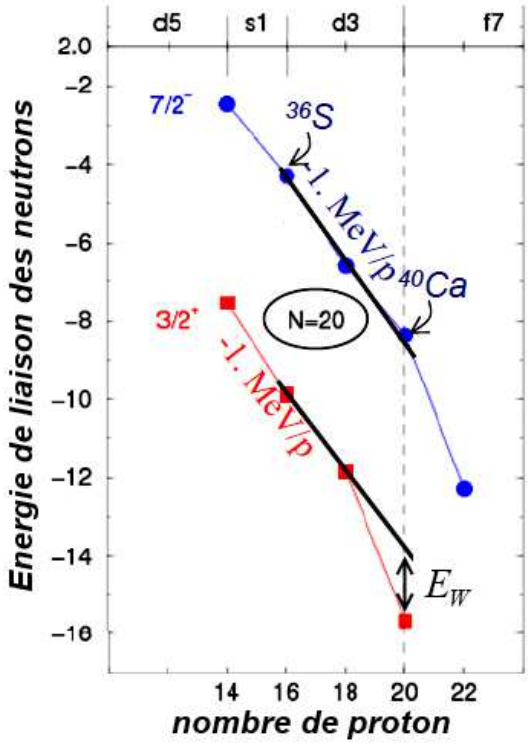


Fig I.1-6 – En bleu (rouge) : Energies de liaisons expérimentales des neutrons en $\nu f_{7/2}$ ($\nu d_{3/2}$) pour différents isotones N = 21 (N=20) en fonction du nombre de protons. Les lignes noires représentent les évolutions des ESPE($\nu f_{7/2}$) et ESPE($\nu d_{3/2}$) dérivées des interactions monopolaires calculées dans ce paragraphe. E_w représente l'énergie de Wigner gagnée par le ^{40}Ca du fait qu'il possède un nombre de protons et de neutrons identique.

La partie droite de la Fig I.1-7 (adaptée de [25]) montre les ESPE des neutrons dans les isotones N = 20 pour 8 < Z < 20. On retrouve la constance du gap N = 20 entre Z = 14 et Z = 20. Cependant, dès lors que des protons sont retirés de la couche $\pi d_{5/2}$, la constance du gap N = 20 n'est plus préservée et celui-ci disparait même pour Z ~ 8. Cela s'explique par le fait que les interactions mises en jeu ne sont plus les mêmes que précédemment. En effet, le gap N = 20 ne dépend plus maintenant du terme [$V^{pn}(\pi d_{3/2}\nu f_{7/2})$ - $V^{pn}(\pi d_{3/2}\nu d_{3/2})$] mais de [$V^{pn}(\pi d_{5/2}\nu f_{7/2})$ - $V^{pn}(\pi d_{5/2}\nu d_{3/2})$]. L'intensité de l'interaction $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ va être bien plus grande que $\pi d_{5/2}\times\nu f_{7/2}$ contrairement au cas où les protons se trouvent en $\pi d_{3/2}$. En effet, même si $\Delta n = 0$ pour les deux interactions, nous avons :

- $\Delta l = 0$ et les spins anti-alignés pour $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$.
- $\Delta l = 1$ et les spins alignés pour $\pi d_{5/2}\times\nu f_{7/2}$.

D'après ce qui a été dit au paragraphe I.1.2.1, l'interaction $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ est donc une interaction de forte intensité, contrairement à l'interaction $\pi d_{5/2}\times\nu f_{7/2}$. C'est pourquoi lors du vidage de la couche $\pi d_{5/2}$ la pente change peu pour les ESPE des neutrons dans la couche $\nu f_{7/2}$ (ligne pointillée sur la figure) alors que celle des neutrons en $\nu d_{3/2}$ s'en trouve fortement accentuée, menant à la disparition du gap N = 20 aux alentours du ^{24}O.

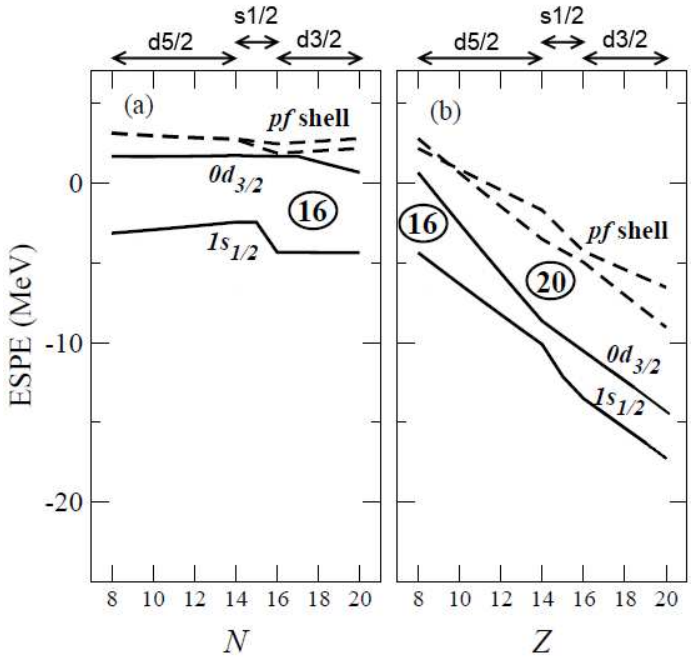


*Fig I.1-7 – **A gauche** : ESPE neutron dans les isotopes de l'Oxygène en fonction du nombre de neutrons. **A droite** : ESPE neutron pour les isotones N = 20 en fonction du nombre de protons. Ces deux figures sont adaptées de la référence [25].*

La présence de la couche $\nu p_{3/2}$ à proximité de la couche $\nu f_{7/2}$ ne va pas changer cette image. En effet, pour l'interaction $1\pi d_{5/2}\times 2\nu p_{3/2}$, nous avons $\Delta n = 1$, $\Delta l = 1$ et des spins alignés. Les caractéristiques de cette interaction sont donc encore moins favorables que pour $\pi d_{5/2}\times\nu f_{7/2}$. La conséquence est d'ailleurs que pour les noyaux Z ~ 10, une inversion s'opère entre les sous-couches $\nu f_{7/2}$ et $\nu p_{3/2}$, comme nous l'avons observé expérimentalement dans la partie I.1.1.
Le rapprochement de la couche $\nu d_{3/2}$ avec les couches *pf* supérieures, menant à l'observation expérimentale d'états intrus pour les noyaux Z ≤ 14, est donc bien prédit ici. On retrouve également l'apparition du gap à N = 16 pour Z = 8, une fois la couche $\nu d_{5/2}$ vide. On peut noter sur le panneau de gauche de la Fig I.1-7 que ce gap N = 16 reste relativement fort dans l'ensemble de la chaine isotopique des Oxygène. En effet, le remplissage des couches neutron $\nu d_{5/2}$, $\nu s_{1/2}$ et $\nu d_{3/2}$ ne génère théoriquement pas de changements majeurs. Cela illustre les propos du paragraphe I.1.2.1 annonçant que les changements dans la structure nucléaire sont principalement dus aux interactions proton-neutron ainsi qu'aux corrélations.

I.1.2.6. Influences des interactions nucléaires pour d'autres régions de la carte des noyaux

Nous avons vu que l'interaction $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ joue un rôle important dans la modification de la fermeture de couche N = 20 en s'éloignant de la stabilité pour atteindre la limite de liaison nucléaire. Cette interaction correspond à la plus forte possible pour des protons et des neutrons $l = 2$. Nous pouvons alors regarder ce qu'il en est pour $l = 1$ et $l = 3$ correspondant respectivement aux interactions $\pi p_{3/2}\times\nu p_{1/2}$ et $\pi f_{7/2}\times\nu f_{5/2}$.

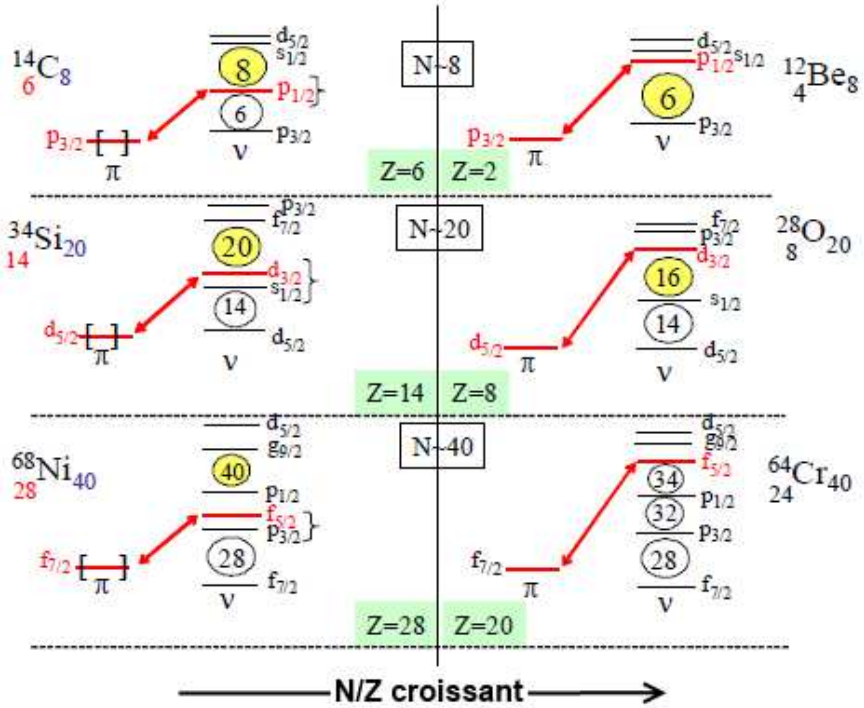


Fig I.1-8 – Evolution schématique des gaps N = 8, N = 20 et N = 40 en fonction du remplissage des protons.

La Fig I.1-8 montre schématiquement qu'une réduction des gaps associés à N = 8 et N = 40 est effectivement observée lorsque l'on retire des protons en $\pi p_{3/2}$ et $\pi f_{7/2}$ respectivement. La réduction du gap N = 8 provient du rapprochement de la couche $\nu p_{1/2}$ avec la couche $\nu s_{1/2}$ lorsque des protons sont retirés de la couche $\pi p_{3/2}$. Pour le gap N = 40, celui-ci disparait du fait que la couche $\nu f_{5/2}$ passe au-dessus de $\nu p_{1/2}$ et se rapproche de $\nu g_{9/2}$. Cela peut être vu aux travers les observables expérimentales $E(2^+)$ présentés Fig I.1-9. Une forte analogie existe entre les évolutions de ces trois fermetures de couches loin de la stabilité, pour les noyaux très riches en neutrons. En effet le comportement des $E(2^+)$ pour les noyaux N ~ 8 et N ~ 40 sont similaires à ceux pour N ~ 20 présentés dans la partie I.1.1.

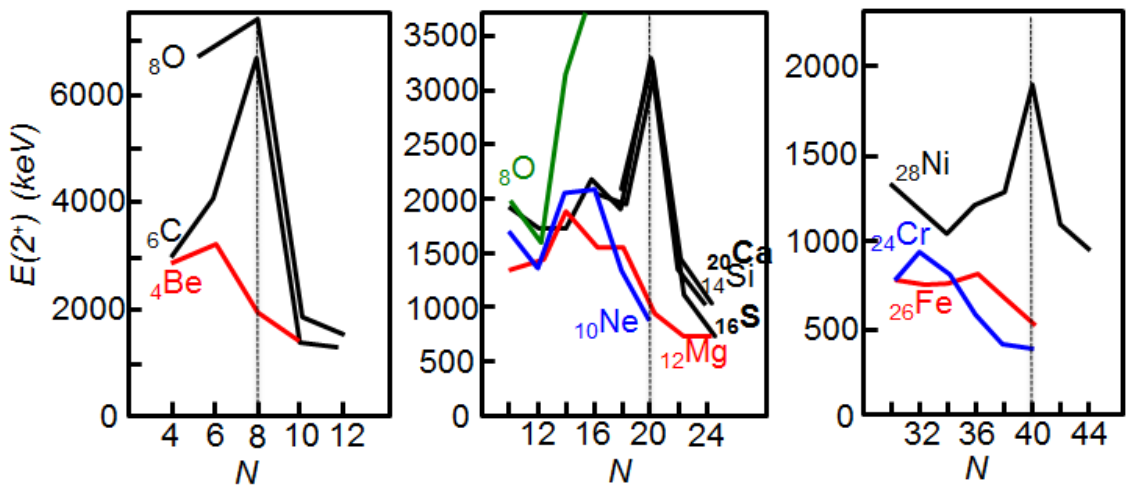


Fig I.1-9 – $E(2^+)$ pour différents isotones du $_4B$ et $_6C$ (gauche), $_{10}Ne$, $_{12}Mg$ et $_{14}Si$ (au milieu) et $_{24}Cr$, $_{26}Fe$ et $_{28}Ni$ (à droite) traduisant l'évolution lors de l'éloignement de la stabilité des fermetures de couche N = 8, N = 20 et N = 40 respectivement.

Dans cette partie, des changements drastiques et rapides dans la structure nucléaire des noyaux appartenant à la région N = 20 ont été mis en évidence et ont été expliqués qualitativement en termes d'interaction nucléaire. Ce phénomène apparait également pour les autres nombres magiques 8 et 40 résultants de l'utilisation d'un potentiel harmonique pour rendre compte du potentiel moyen créé par les nucléons dans le noyau. Il est cependant légitime de se demander si l'extrapolation linéaire des ESPE avec le nombre de proton est valide pour l'ensemble de la carte des noyaux et particulièrement lors de l'approche des drip-lines. En effet, l'interaction entre un proton en $\pi d_{5/2}$ et un neutron en $\nu d_{3/2}$, par exemple, sera-t-elle la même dans les isotopes du Magnésium où les protons et les neutrons restent liés par plusieurs MeV, que dans des noyaux plus légers et encore plus riches en neutron comme les isotopes de l'Oxygène ou les protons restent fortement liés mais ou les neutrons ne sont plus liés au noyau ? En d'autres termes, l'interaction nucléaire effective dépend elle de l'énergie de liaison des nucléons et si oui, de quelle manière ? On peut également s'interroger sur l'influence des moments angulaires des nucléons mis en jeu ainsi que sur le nombre de nœuds que présentent leur fonction d'onde (nombre quantique *n*).
La partie suivante sera consacrée au choix d'un bon noyau candidat pour tester les forces nucléaires loin de la stabilité.

I.2. Le noyau de ^{26}F : sonder les forces nucléaires proche de la drip-line

Comme expliqué dans la partie précédente, les interactions nucléaires sont responsables de changements majeurs de la structure nucléaire à l'approche de la drip-line. La fermeture de couche pour N = 20 disparait pour les noyaux Z ≤ 14 et un nouveau gap à N = 16 émerge autour des noyaux Z ~ 8, provoquant l'apparition de la drip-line à A = 24 pour les isotopes d'Oxygène. Cependant, l'addition d'un unique proton pour former les isotopes du Fluor permet de lier quatre neutrons supplémentaires dans le couche $\nu d_{3/2}$ et au moins encore deux de plus dans les couches *p-f* pour atteindre le ^{31}F. Une bonne connaissance des interactions nucléaires pour cette région est donc requise pour espérer être en mesure de prédire correctement la structure de ces noyaux proches de la drip-line. Nous nous intéresserons dans cette partie au noyau de ^{26}F. Nous expliquerons dans un premier temps pourquoi ce noyau est un bon candidat pour sonder les forces nucléaires loin de la stabilité. Les prédictions issues des modèles en couche UDSA et USDB seront ensuite présentées pour ce noyau ainsi que les expériences déjà réalisées pour étudier ce noyau. Enfin, les travaux restant à réaliser pour obtenir sa structure complète seront explicités.

I.2.1. Les caractéristiques du noyau de ^{26}F

I.2.1.1. Le ^{26}F pour sonder les interactions nucléaires loin de la stabilité

Le noyau de ^{26}F offre l'opportunité d'étudier les différents aspects, discutés précédemment, des interactions nucléaires loin de la stabilité. En effet ce noyau respecte les conditions requises pour que les approximations nécessaires à une telle étude soient valides. Le ^{26}F peut

être modélisé comme un cœur de ^{24}O doublement magique auquel un unique proton fortement lié ($S_p(^{25}F)$ = -15.1 (3) MeV [26]) est ajouté en $\pi d_{5/2}$ et un unique neutron non lié ($S_n(^{25}O)$ = 770 (20) keV [46]) est ajouté en $\nu d_{3/2}$. Le fait que le premier état excité du cœur de ^{24}O se situe à 4.47 MeV d'énergie d'excitation [21] et que les sous couches $\pi d_{5/2}$ et $\nu d_{3/2}$ soient bien séparées en énergie des autres permet d'utiliser l'approche simplifié à « simple particule » nécessaire à la détermination de l'interaction $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ telle que décrite dans la partie I.1.2. On peut alors considérer en première approximation que les quatre premiers états J=1^+, 2^+, 3^+ et 4^+ proviennent majoritairement du couplage entre le proton en $\pi d_{5/2}$ et le neutron en $\nu d_{3/2}$. On peut alors réaliser le même travail que pour le ^{38}Cl dans la partie I.1.2.2 pour déterminer l'intensité de l'interaction $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ à condition de disposer des données expérimentales nécessaires.

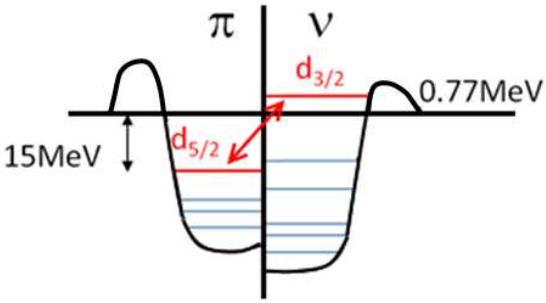


Fig I.2-1 – Représentation schématique de la structure du noyau de ^{26}F. Un seul proton fortement lié est ajouté en $\pi d_{5/2}$ tandis qu'un seul neutron non lié est ajouté en $\nu d_{3/2}$.

L'ajout du proton en $\pi d_{5/2}$ au cœur de ^{24}O donne le noyau de ^{25}F dont l'énergie de liaison est connue :

$$BE(^{25}F) = -183.38\ (8) MeV$$

L'ajout du neutron en $\nu d_{3/2}$ au cœur de ^{24}O donne le noyau de ^{25}O qui est non lié mais dont le seuil de séparation d'un neutron est connu :

$$S_n(^{25}O) = 0.77\ (2)\ MeV$$

Finalement, on obtient l'énergie de liaison du $^{26}F_{free}$ (voir I.1.2.2) :

$$BE(^{26}F_{free}) = BE(^{24}O) + S_p(^{25}F) + S_n(^{25}O) = BE(^{25}F) + S_n(^{25}O)$$

Il faut ensuite déterminer expérimentalement les énergies de liaison des quatre états du ^{26}F issus du couplage du proton en $\pi d_{5/2}$ et du neutron en $\nu d_{3/2}$ pour obtenir l'intensité de l'interaction proton-neutron correspondante. Le paragraphe suivant présente les prédictions théoriques quant à ces quatre états des modèles en couche USDA et USDB.

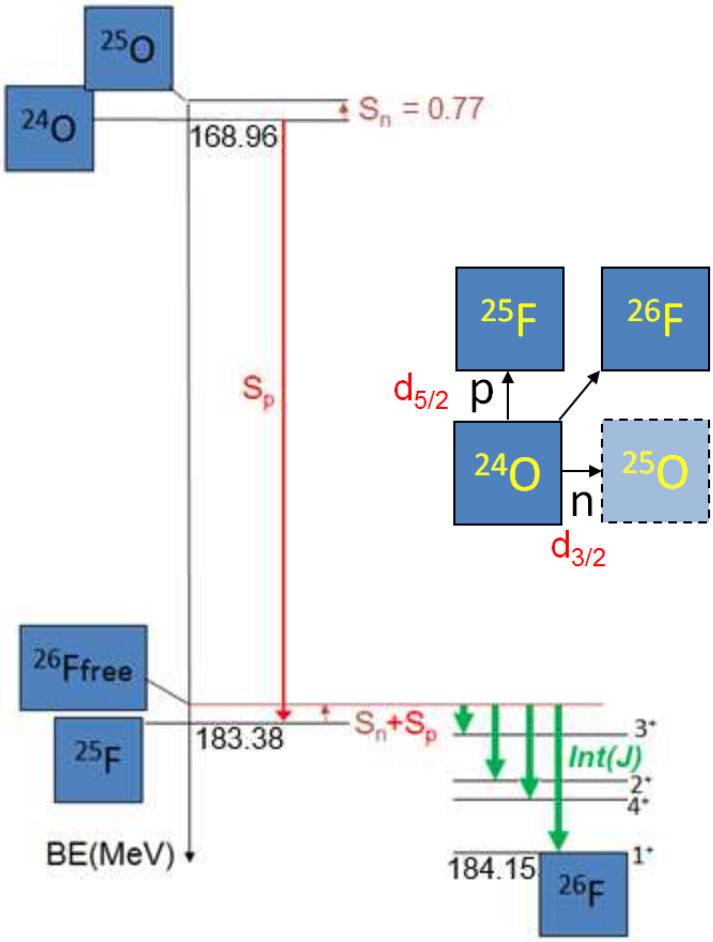


Fig I.2-2 – Principe de détermination des énergies d'interaction Int(J) $\pi d_{5/2}$-$\nu d_{3/2}$ à partir de la structure du ^{26}F.

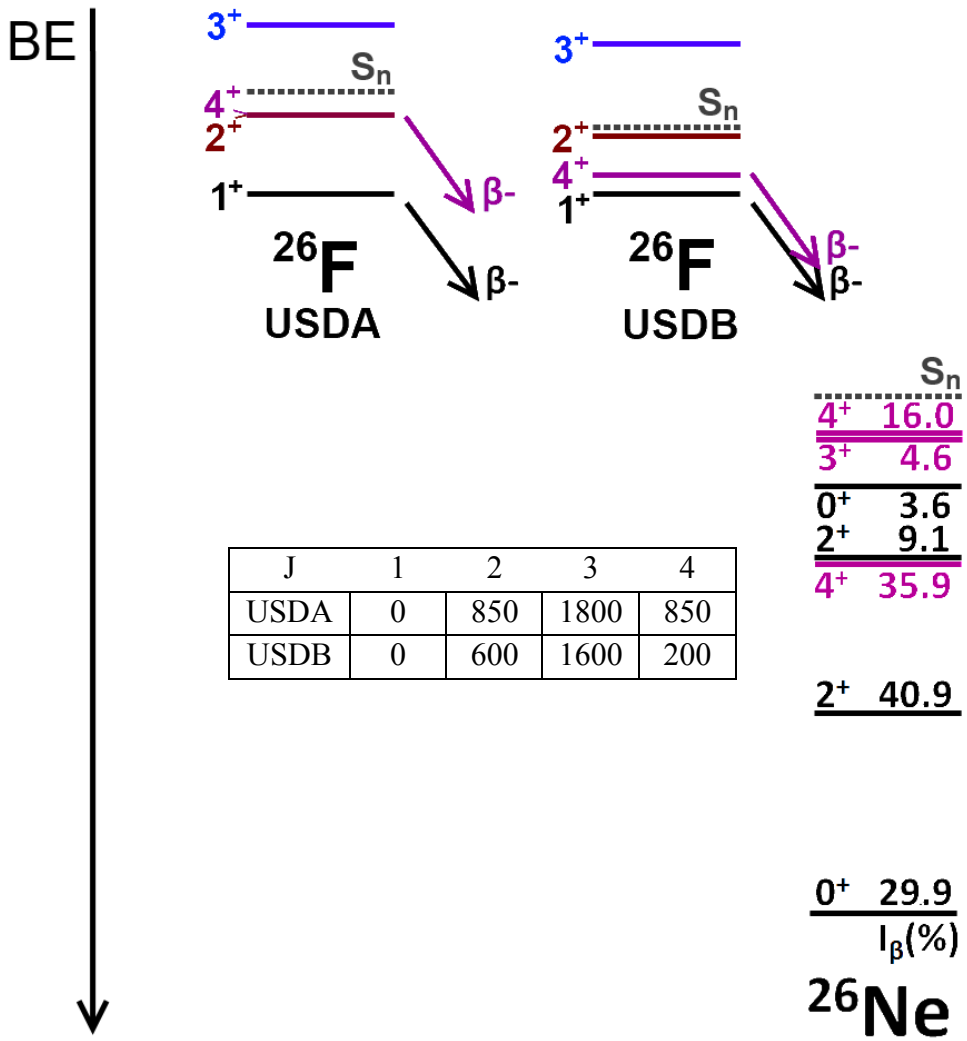
Les modèles en couches USDA et USDB décrit dans les références [6,27] ont été utilisés pour prédire la structure du noyau de ^{26}F et ont été réalisés par A. Brown. Les éléments de matrice à deux corps (*Two-Body Matrix Elements : «* TBME ») rendant compte des interactions dans l'espace de valence *s-d*, utilisé dans ces modèles, sont ajustés de manière à reproduire les données expérimentales sur les noyaux connus. Cependant, le ^{26}F ne fait pas partie du jeu de noyaux utilisés pour obtenir ces TBME. Les calculs concernant les états de ce noyau constituent donc bien des prédictions. La comparaison des résultats expérimentaux et des calculs USDA et USDB représenteront ainsi un test des forces nucléaires dérivées des noyaux plus proches de la stabilité lorsque l'on s'approche de la drip-line.

Comme dans le cas du ^{38}Cl pris en exemple dans le paragraphe I.1.2.2, le noyau de ^{26}F présente un couplage de type particule-particule entre le proton en $\pi d_{5/2}$ et le neutron en $\nu d_{3/2}$. L'interaction quadrupolaire va donc lever la dégénérescence des quatre états $J=1^+$-4^+ en les organisant en une parabole, avec l'état 1^+ prédit comme étant l'état fondamental et l'état 3^+ l'état le moins lié. La configuration dominante prédite pour ces états est la configuration simple particule $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ à environ 85%, allant dans le sens de l'approximation faite dans la partie I.2.1.1.

L'énergie de liaison de l'état fondamental 1^+ du ^{26}F est calculé à -184.79 MeV et -184.39 MeV par les modèles USDA et USDB respectivement. Son mode de décroissance est de type β- vers le ^{26}Ne. D'après les règles de sélection β, les états principalement peuplés dans le ^{26}Ne seront donc les états 0^+, 1^+ et 2^+.
Le seuil d'émission neutron du ^{26}F est calculé à partir des énergies de liaison des noyaux de ^{26}F et ^{25}F

$$S_n(^{26}F) = BE(^{26}F) - BE(^{25}F)$$

L'énergie de liaison de l'état fondamental du ^{25}F est calculée à -183.69 MeV pour le modèle USDA et -183.71 MeV pour le modèle USDB, donnant un seuil d'émission neutron du ^{26}F à 1.10 MeV et 0.68 MeV respectivement. L'état 3^+ étant calculé à 1.80 MeV (USDA) et 1.70 MeV (USDB) d'énergie d'excitation, il est ainsi prédit comme non lié par les deux modèles.
L'état 2^+ est prédit comme lié, à 0.85 MeV et 0.60 MeV d'énergie d'excitation. Sa désexcitation vers l'état fondamental 1^+ se fera au travers l'émission d'un γ lors une transition M1.
Finalement, l'état 4^+ est prédit comme étant isomère, de durée de vie « partielle » β égale à 16.07 ms. Son énergie d'excitation est calculée à 0.85 MeV pour le modèle USDA et 0.20 MeV pour le modèle USDB. C'est pour cet état que la fluctuation entre les deux modèles est la plus importante. Une compétition entre la décroissance β vers les états de spin 3^+ et 4^+ du ^{26}Ne et sa désexcitation vers l'état fondamental 1^+ au travers l'émission d'un γ lors d'une transition M3 est attendue.
Les calculs présentés ci-dessus se restreignent à un espace de valence *s-d*. La configuration des quatre états $J=1^+$-4^+ étant entre 80 et 90% purement $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$, ces calculs sont donc justes en première approximation. Des états de parité négative provenant d'excitation du neutron vers les couches *pf* sont également attendus dans la structure à relativement basse énergie du ^{26}F en étendant l'espace de valence aux sous-couches $\nu p_{3/2}$ et $\nu f_{7/2}$. Cette extension a un sens du fait de la disparition du gap N = 20 pour les noyaux très riches en neutron de cette région. Deux états 4^- et 2^- sont ainsi attendus aux alentours de 1 MeV d'énergie d'excitation. L'ensemble des informations de ce paragraphe est récapitulé Fig I.2-3 et inclut les prédictions quant à la décroissance β de l'état fondamental 1^+ et isomère 4^+ du ^{26}F vers le ^{26}Ne.



J	1	2	3	4
USDA	0	850	1800	850
USDB	0	600	1600	200

*Fig I.2-3 – **Tableau** : Prédictions USDA et USDB pour les énergies d'excitation des quatre premiers états J = 1^+-4^+ du ^{26}F. **Figure** : Prédictions quant à la décroissance de l'état fondamental 1^+ et de l'état isomère 4^+ vers le ^{26}Ne.*

I.2.2. Etudes expérimentales sur le noyau de ^{26}F

Le noyau de ^{26}F a déjà fait l'objet de plusieurs études expérimentales. Les résultats en découlant sont répertoriés dans ce paragraphe.

L'état fondamental 1^+ :
Un spin de J = 1^+ a été proposé par [38] pour l'état fondamental du ^{26}F. Cet assignement provient de l'observation du peuplement des états J = 0^+_1, 2^+_1 et un éventuel état J = 0^+_2 dans le ^{26}Ne par la décroissance β de l'état fondamental du ^{26}F. De cette même expérience, la durée de vie de l'état fondamental du ^{26}F a été déterminée à 10.2 (14) ms et son pourcentage de décroissance vers les états non liés par émission neutron du ^{26}Ne à 11 (4) %. Un excès de masse ΔM égal à 18.680 (80) MeV, correspondant à une énergie de liaison de -184.15 (8) MeV a été mesuré pour l'état fondamental du ^{26}F donc de l'état de spin 1^+ par [28].

L'état excité 2^+ :

La structure du noyau de ^{26}F a été étudiée au travers de la fragmentation des noyaux de $^{27,28}Ne$ réalisée au GANIL [36]. Pour cette expérience, le ^{26}F a été produit par double fragmentation à partir d'un faisceau primaire de ^{36}S. Le faisceau secondaire de $^{27,28}Ne$ a ensuite été envoyé sur une cible « active » composée par un scintillateur plastique de 103.5 mg/cm² pour induire la seconde fragmentation à l'origine de la production du ^{26}F dans son état fondamental et ses états excités. Les rayonnements γ émis par les noyaux produits lors de la seconde fragmentation ont été détectés à l'aide de 74 détecteurs BaF_2 (*Château de Crystal*). Les noyaux de sortie ont ensuite été identifiés à l'aide du spectromètre SPEG. En sélectionnant le noyau de ^{26}F en sortie, une seule raie gamma a été observée à 657 (7) keV et a été assignée à la décroissance de l'état 2^+ vers l'état fondamental 1^+. L'absence d'une autre raie gamma qui aurait pu provenir de la transition de l'état excité 4^+ vers l'état excité 2^+ (ou inversement) a contribué à confirmer l'hypothèse que l'état 4^+ pouvait être un état isomère β. En effet, ce type d'état ne peut pas être observé avec un tel dispositif expérimental. Le spectre obtenu en sélectionnant le noyau de ^{26}F en sortie de la chambre de réaction est visible Fig I.2-4.

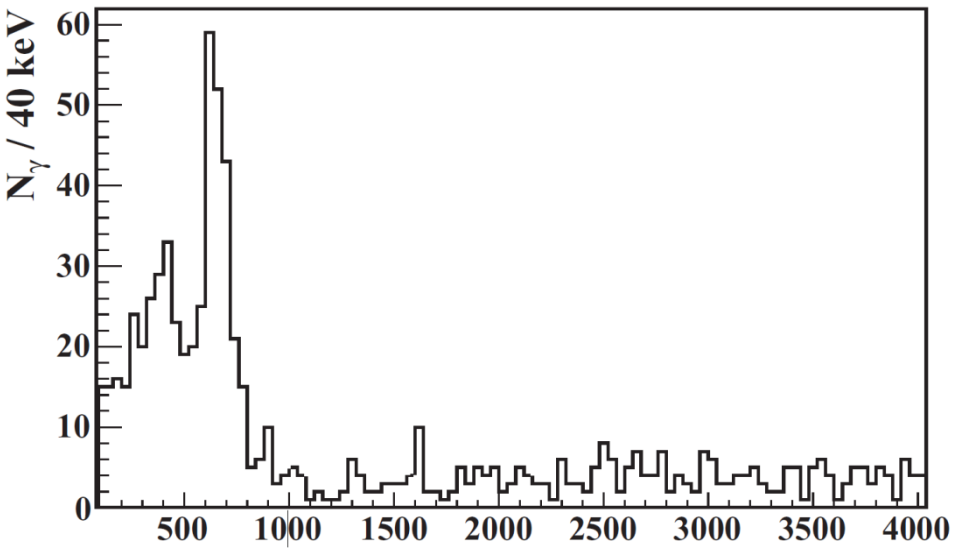


Fig I.2-4 – Spectre en énergie des rayonnements γ détectés par les détecteurs de BaF_2 en sélectionnant le noyau de ^{26}F en sortie de la chambre de réaction lors de l'expérience présentée dans la référence [36].

L'état excité 3^+ :

Une étude sur les niveaux du ^{26}F non liés par émission neutron a été réalisée à NSCL [37] par une réaction d'échange de charges à partir d'un faisceau de ^{26}Ne sur une cible de ^{9}Be. Le mécanisme le plus probable est la capture d'un neutron en $\nu d_{3/2}$ et l'émission d'un proton en $\pi d_{5/2}$ menant à la population du ^{26}F dans ses états de spin $J=1^+$-4^+. Une seule résonnance, dont la largeur n'est pas indiquée, est proposée à 271 (37) keV au-dessus du seuil d'émission neutron du ^{26}F. Etant donné que seul l'état 3^+ est attendu comme non lié dans ce quadruplet, il semble raisonnable d'attribuer cette résonnance à l'état 3^+ du ^{26}F décroissant ensuite par l'émission d'un neutron $l = 0$ vers l'état fondamental $5/2^+$ du ^{25}F. La Fig I.2-5 présente le spectre en énergie de décroissance des neutrons, soit l'énergie d'excitation par rapport au seuil d'émission neutron du ^{26}F, détecté pour la réaction $^{26}Ne \rightarrow {}^{26}F^* \rightarrow {}^{25}F + n$ tiré de [37].

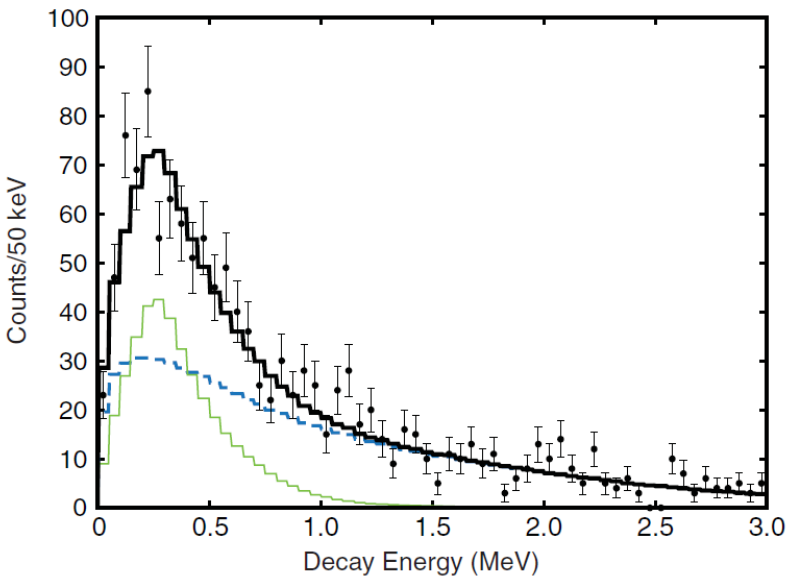


Fig I.2-5 – Spectre de l'énergie de décroissance des neutrons pour la réaction $^{9}Be(^{26}Ne,^{25}F+n)$ tiré de [37]. La ligne pleine verte correspond à une résonnance à 271 (37) keV et la ligne pointillée bleue à un « fond non résonnant ». Dans cette expérience, le traitement du fond n'est pas explicité.

A l'issue de ces études, deux choses restent donc à être réalisées. L'état 4^+, prédit comme isomère, n'a pas encore été déterminé expérimentalement, et l'état 3^+ doit être confirmé.

Détermination de l'état isomère 4^+ :
Attendu comme isomère, l'étude en vol précédente ayant permis de déterminer l'état 2^+ ne permettait pas d'observer la décroissance de l'état 4^+. Cet état étant celui présentant le facteur de pondération le plus important pour le calcul de l'intensité de l'interaction $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ (paragraphe I.1.2.2), et dont la variation est la plus importante entre les calculs USDA et USDB, sa détermination était donc de la plus haute importance. La décroissance β du noyau de ^{26}F a fait l'objet d'une expérience menée au GANIL en 2011. Elle est présentée dans le Chapitre II. Cette expérience a permis la détermination de l'énergie d'excitation de l'état 4^+, manquant pour compléter le quadruplet d'états formés par le couplage $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$. Le taux isomérique 4^+ a également été déterminé et sa valeur importante nous a conduit à modifier la mesure de masse. La décroissance β de l'état fondamental 1^+ et de l'état isomère 4^+ du ^{26}F vers différents états du ^{26}Ne et ^{25}Ne a permis la détermination de plusieurs nouveaux états excités dans la structure de ces deux noyaux. Ces résultats sont présentés dans le Chapitre III.

Confirmation de l'état 3^+ :
Enfin, l'étude sur les états non liés par émission neutron du ^{26}F réalisée par Frank et al. [37] ne permet pas d'affirmer avec certitude que la résonnance observée correspond bien à l'état J = 3^+. Ainsi, nous proposons une étude complémentaire consistant à peupler les états du ^{26}F à partir du retrait d'un proton du noyau de ^{27}Ne. Cette réaction a été étudiée lors d'une expérience réalisée à GSI en 2010. Lors d'une réaction de ce type, on s'attend à ce que le proton soit la plupart du temps retiré de la sous couche $\pi d_{5/2}$, tandis que le neutron reste majoritairement en $\nu d_{3/2}$, peuplant ainsi les états du quadruplet J=1^+-4^+. Parmi ces états du

multiplet, seul l'état 3^+ est non lié, donnant lieu à la réaction $^{27}Ne \rightarrow {}^{25}F + n$. Les résultats relatifs à cette expérience sont présentés dans le Chapitre IV.

Chapitre II. Expérience et Analyse

L'expérience présentée dans cette partie a été réalisée en juin 2011 au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds. Ses principaux objectifs étaient de prouver l'existence d'une transition M3 dans le ^{26}F entre l'état isomère 4^+ et le fondamental 1^+, ainsi qu'étudier la décroissance β du ^{26}F vers le ^{26}Ne au travers l'observation des photons émis suite à cette décroissance. D'autres noyaux ont également été produits et leurs décroissances β ont été étudiées durant cette expérience, comme le ^{24}O, les $^{27\text{-}28}Ne$, les $^{29\text{-}30}Na$, le ^{22}N, le ^{24}F, le ^{23}F et le ^{21}O.
Dans un premier temps, la méthode de production du cocktail de noyaux exotiques riches en neutrons incluant le ^{26}F sera exposée, ainsi que leur sélection avec le spectromètre LISE. Le dispositif expérimental permettant l'étude des noyaux d'intérêt sera ensuite présenté. Enfin la méthode d'analyse utilisée pour exploiter les données obtenues lors de l'expérience sera décrite.

II.1. Production et sélection des noyaux

II.1.1. Production des noyaux

Les noyaux riches en neutrons d'intérêt pour cette étude ont été produits par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{36}S sur des noyaux cibles de Béryllium, lors de laquelle des protons et des neutrons sont arrachés du projectile.

Les ions de ^{36}S composants le faisceau primaire sont obtenus dans différents états de charges à partir des installations du GANIL (voir Fig II.1-1). Les ions d'état de charge 8^+ sont tout d'abord sélectionnés et accélérés dans un premier cyclotron compact C01 ou C02. Ils sont ensuite envoyés dans le cyclotron à secteurs séparés CSS1 puis sont épluchés pour atteindre l'état de charge 16^+ avant d'être à nouveau accélérés par le deuxième cyclotron à secteur séparés CSS2 pour atteindre une énergie de 77.6 MeV/A avec une intensité moyenne de 2µAe.
La cible de Béryllium servant à la production du cocktail de noyaux radioactif par fragmentation du ^{36}S est placée à l'entrée du spectromètre LISE (voir Fig II.1-1). Un grand nombre de noyaux sont produits par cette réaction de fragmentation dont la majorité ne présente pas d'intérêt pour l'expérience présentée ici. Il y a alors nécessité de filtrer les noyaux, ce qui est fait avec le spectromètre LISE, présenté dans la partie suivante.
Le nombre de noyaux produits lors de la réaction de fragmentation, ainsi que leur dispersion en angle et en moment, est fonction de l'épaisseur de la cible. Une cible épaisse produira plus de noyaux, mais avec une dispersion en angle et en moment importante. Le spectromètre LISE possède une acceptance en moment ($\Delta p_{max}/p$) de ±2.5% et angulaire ($\Delta\Omega_{max}/\Delta\Omega$) de ±17.4 mrad. Il faut donc choisir la cible de manière à avoir un bon compromis entre transmission et production. Pour cette expérience, une cible de Béryllium d'épaisseur 1997µm incliné à 21° (soit une épaisseur effective de 2139µm) a été utilisée.

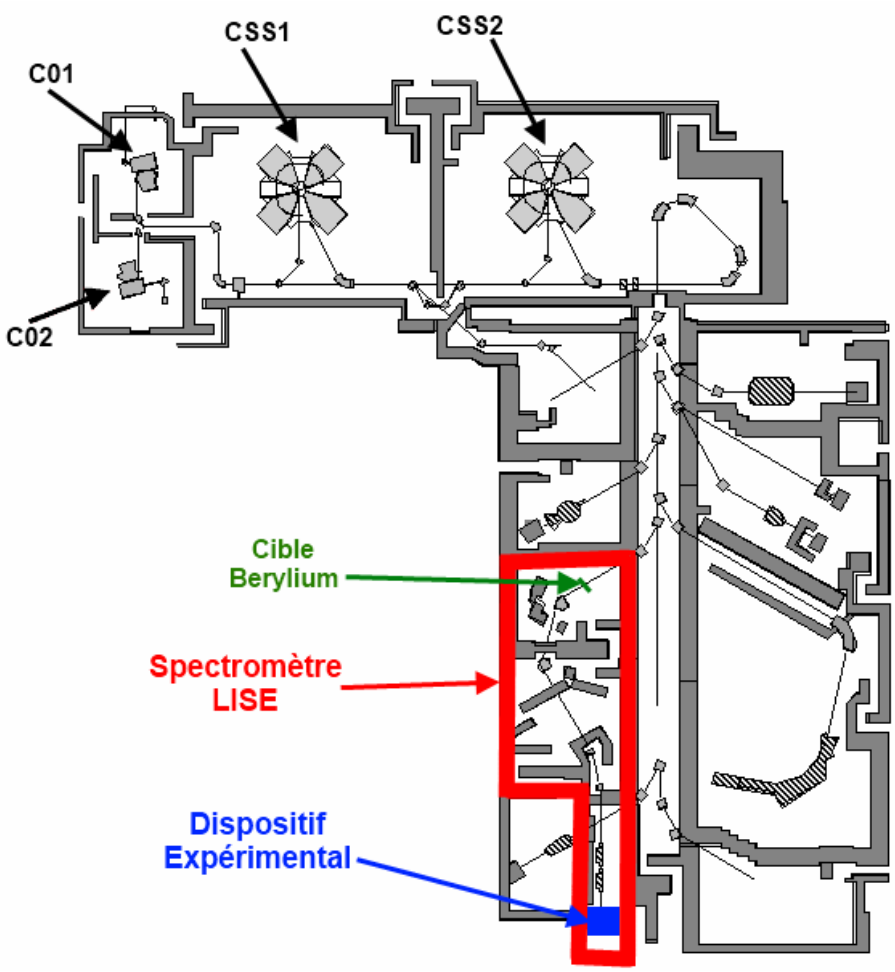


Fig II.1-1 - Schéma représentant les installations du GANIL, avec l'accélérateur et les aires expérimentales. Le spectromètre LISE, décrit dans la suite, est mis en évidence en bas de la figure. L'emplacement du dispositif expérimental est marqué d'un carré noir.

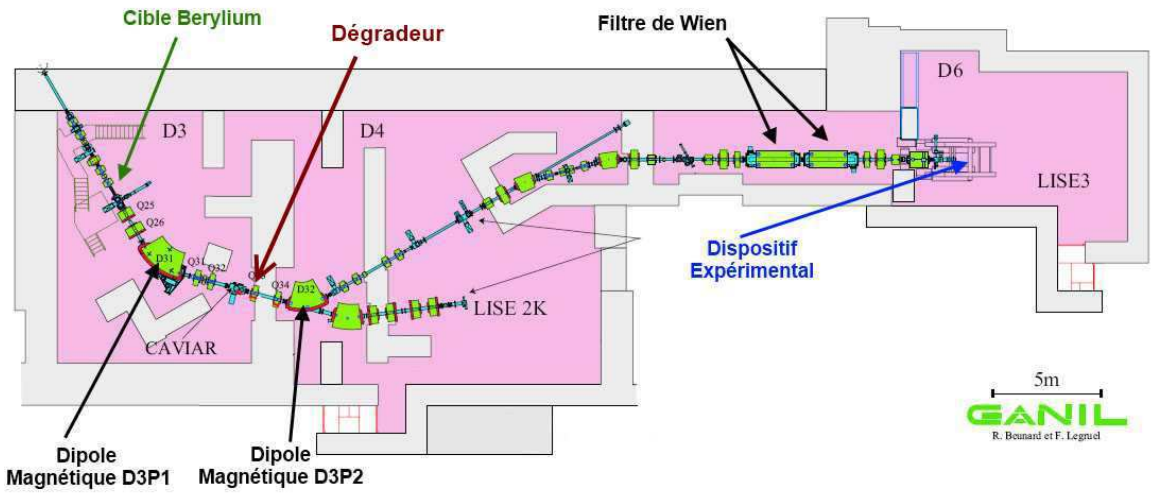


Fig II.1-2 - Schéma du spectromètre LISE. Ses différentes parties sont explicitées dans le paragraphe suivant.

II.1.2. Sélection des noyaux d'intérêt avec le spectromètre LISE

Le spectromètre LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés), représenté Fig II.1-2, permet la sélection des noyaux d'intérêt parmi tous les noyaux produits après la collision entre le faisceau primaire de ^{36}S et la cible de Béryllium.
Cette sélection est faite en suivant les étapes successives explicitées ci-dessous :

Une première sélection est réalisée à l'aide du dipôle magnétique (noté D3P1 Fig II.1-2). Une particule traversant un champ magnétique B décrit une trajectoire courbée dont le rayon de courbure ρ satisfait l'équation suivante :

$$B \cdot \rho = 3.105 \cdot \frac{A}{Z} \cdot \beta\gamma$$

Le produit Bρ est appelé "rigidité magnétique". Dans cette expression, A est la masse du noyau, Z sa charge, $\beta = v/c$ avec v la vitesse du noyau et enfin $\gamma = 1/\sqrt{(1-\beta^2)}$.

On règle alors le champ magnétique du dipôle de manière à faire coïncider la trajectoire du noyau choisi avec l'axe optique du dipôle. Des fentes de sélections, notées FH31, sont placées en sortie du dipôle D3P1 et centrées sur son axe optique. Leur ajustement permet de régler l'acceptance en Bρ ($\Delta B\rho_{max}/B\rho$), donc en A/Z, du spectromètre et ainsi sélectionner les noyaux dont le Bρ correspond à cette acceptance.

Une seconde sélection est effectuée en combinant le dipôle noté D3P2 avec un dégradeur achromatique placé au plan focal intermédiaire de la ligne. Les noyaux traversant ce dégradeur perdent alors de l'énergie, et donc de la vitesse, qui est fonction de sa charge Z et de sa masse A. Le champ magnétique du dipôle D3P2 est alors ajusté pour compenser la perte de vitesse des noyaux d'intérêt dans le dégradeur. Cela réalise une deuxième sélection des noyaux proportionnelle à A^3/Z^2. Un autre jeu de fentes (FH43 et FV43) situé après le dipôle D3P2, au premier point focal achromatique, permet la sélection des noyaux.

Une troisième sélection est possible avec l'utilisation d'un filtre de Wien. Le principe de ce filtre est d'appliquer un champ électrique vertical $\vec{E}$ et un champ magnétique $\vec{B}$ dirigé perpendiculairement au champ électrique. Les noyaux sélectionnés seront ceux dont la force électrique $\overrightarrow{F_E} = q\vec{E}$ compense la force magnétique $\overrightarrow{F_M} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$, donc ceux dont la vitesse v est égale à l'intensité du champ électrique sur celle du champ magnétique $v = E/B \pm \Delta v$.

Après ces filtrages, les noyaux restant sont envoyés vers le dispositif expérimental, décrit dans la partie suivante, pour y être identifiés, implantés et étudiés.
Trois différents réglages du spectromètre LISE ont été utilisés durant cette expérience, respectivement optimisé sur le ^{26}F, le ^{24}F et le ^{23}F. Les caractéristiques de chaque réglage sont répertoriées dans le Tableau II.1-1 ci-après.

	Optimisation ^{26}F	Optimisation ^{23}F	Optimisation ^{24}F
Cible (µm)	2139	2607	1997
Dégradeur (µm)	2097	2309	2309
$B\rho$ DP1 (T.m)	3.2397	2.9708	3.0969
$B\rho$ DP2 (T.m)	3.0823	2.8293	2.9553
Fentes F31 (mm)	±5	±5	±2
Fentes F43 (mm)	Hor. ±5, Vert. ±5	Hor. ±5, Vert. ±5	Hor. ±2, Vert. ±5
Filtre de Wien	Pas utilisé	±1800 kV/cm, 148.5 A	±1800 kV/cm, 148.5 A
Temps (heures)	91.03	0.94	7.13

Tableau II.1-1 – Tableau récapitulant les différents réglages utilisés durant l'expérience.

II.2. Dispositif expérimental

II.2.1. Description

Le dispositif expérimental est schématisé Fig II.2-1. Les noyaux produits lors de la collision entre le faisceau et la cible (flèche jaune sur la figure) passent dans plusieurs détecteurs de Silicium (E1, $E2_{xy}$, E3), permettant une identification en perte d'énergie - temps de vol (voir figure Fig II.2-3), puis sont implantés dans un détecteur Silicium à deux faces strippées (DSSSD). Ils vont ensuite décroitre et émettre des rayonnements β, qui seront détectés directement par le DSSSD, et des rayonnements γ, détectés par quatre Clovers d'EXOGAM disposés autour du DSSSD (un Clover d'EXOGAM étant composé de quatre cristaux de Germanium). Ce dispositif comprend également un ralentisseur en Aluminium et un autre détecteur de Silicium placé derrière le DSSSD (Veto) permettant de contrôler la bonne implantation des noyaux d'intérêt dans ce dernier (un spectre en énergie obtenu avec le détecteur veto est présenté plus tard, figure Fig II.7-1).

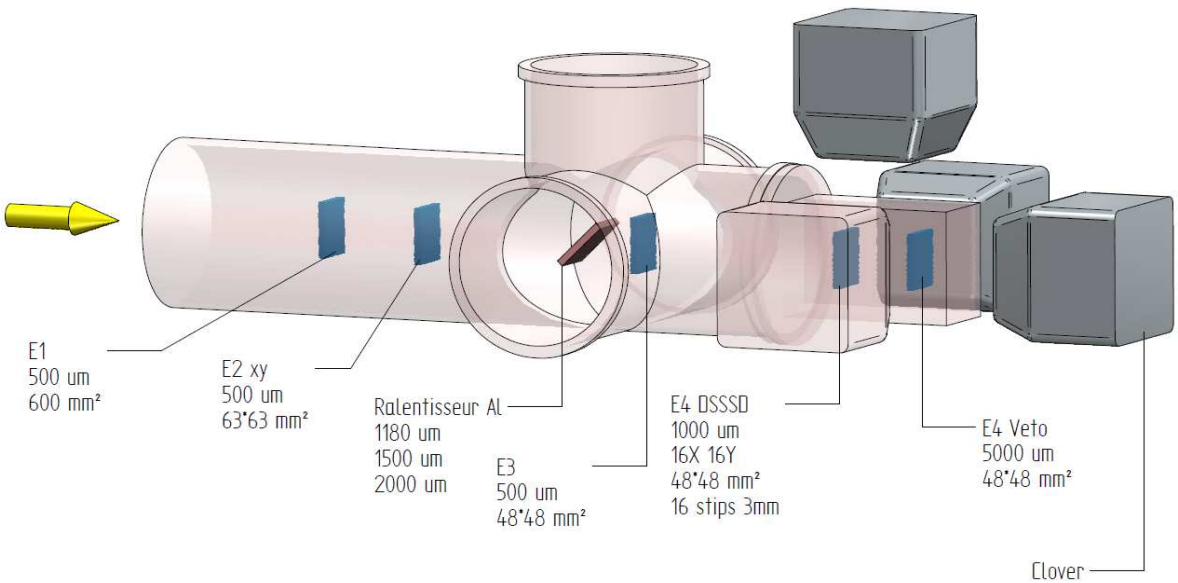


Fig II.2-1 - Schéma du dispositif expérimental de l'expérience de juin 2011. Le VETO, un autre détecteur de Silicium, permet de vérifier que les noyaux produits ne traversent pas le DSSSD et sont bien implantés dans celui-ci. Les caractéristiques (épaisseur en µm, dimensions en mm,…) sont indiquées pour les détecteurs et le ralentisseur.

II.2.2. Identification des noyaux

Un large panel de noyaux est produit lors de la collision du faisceau primaire de ^{36}S et la cible de Béryllium. Bien qu'une grande partie soit filtrée par étape successives avec les différentes parties du spectromètre LISE, plusieurs noyaux différents arrivent jusqu'au DSSSD et s'y implantent. La première priorité est alors d'identifier ces noyaux. Cela est effectué par la mesure de la perte d'énergie dans les détecteurs de Silicium placés avant le DSSSD, et par le temps de vol entre la sortie du cyclotron et ces mêmes détecteurs de Silicium. La perte d'énergie du noyau dans une épaisseur donnée de Silicium nous donne une information sur sa charge, donc son nombre de protons Z, alors que le temps de vol nous renseigne sur sa masse, soit son nombre total de nucléons A (temps de vol proportionnel à A/Q).
Lors de cette expérience, c'est le détecteur E3 qui a été utilisé pour mesurer ces deux grandeurs. Le graphe bidimensionnel représentant cette perte d'énergie des noyaux incidents dans le détecteur E3 en fonction de leurs temps de vol entre la sortie du cyclotron et le détecteur permet de séparer les différents noyaux. Une simulation de ces deux grandeurs a été réalisée à l'aide du programme LISE++ et a été comparée aux résultats expérimentaux (Fig II.2-2). Les mesures expérimentales pour les réglages optimisés sur les noyaux de $^{24\text{-}23}F$ sont présentées Fig II.2-3.
On estime alors pour chaque noyau combien ont été implantés dans le DSSSD.

Pour le réglage optimisé sur la production du ^{26}F :

- 1.91 10^6 noyaux de ^{26}F implantés, soit 5.81 par seconde (LISE++ : 4.13).
- 3.24 10^6 noyaux de ^{28}Ne implantés, soit 9.88 par seconde (LISE++ : 11.60).
- 0.28 10^6 noyaux de ^{27}Ne implantés, soit 0.87 par seconde (LISE++ : 0.01).
- 0.10 10^6 noyaux de ^{24}O implantés, soit 0.32 par seconde (LISE++ : 0.12).
- 0.01 10^6 noyaux de ^{30}Na implantés, soit 0.04 par seconde (LISE++ : 0.30).
- 1.91 10^6 noyaux de ^{29}Na implantés, soit 5.82 par seconde (LISE++ : 1.8).
- 0.01 10^6 noyaux de ^{22}N implantés, soit 0.03 par seconde (LISE++ : 9e-4).

Les rapports des taux de productions simulés sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus expérimentalement. On retrouve également une carte d'identification en perte d'énergie et temps de vol similaire. Un cocktail de noyaux assez large passe pour ce réglage du spectromètre LISE qui n'utilise pas le filtre de vitesse.

Pour le réglage optimisé sur la production du ^{24}F :

- 1.54 10^6 noyaux de ^{24}F implantés, soit 60.21 par seconde (LISE++ : 103).
- 0.04 10^6 noyaux de ^{22}O implantés, soit 1.63 par seconde (LISE++ : 1.41).
- 0.14 10^6 noyaux de ^{27}Na implantés, soit 5.35 par seconde (LISE++ : 13.8).
- 0.02 10^6 noyaux de ^{25}Ne implantés, soit 0.89 par seconde (LISE++ : 10.7).

La simulation LISE++ donne également le noyau de ^{26}Ne à un taux de 1.77 par seconde alors que nous n'en avons pas de produit dans l'expérience. Ce noyau n'est pas présent dans la simulation des distributions de profondeur d'implantation dans le DSSSD car il aurait été stoppé dans le détecteur Silicium E3.

Pour le réglage optimisé sur la production du ^{23}F :

- 0.67 10^6 noyaux de ^{23}F implantés, soit 198.52 par seconde (LISE++ : 288).
- 0.03 10^6 noyaux de ^{21}O implantés, soit 8.42 par seconde (LISE++ : 36.1).
- 0.02 10^6 noyaux de ^{24}Ne implantés, soit 5.18 par seconde (LISE++ : non transmis).

On observe ici que selon la simulation, le ^{24}Ne n'est pas transmis. Ces écarts peuvent s'expliquer par le fait que les réglages du spectromètre ont été modifiés et affinés durant l'acquisition des données sur le ^{23}F.

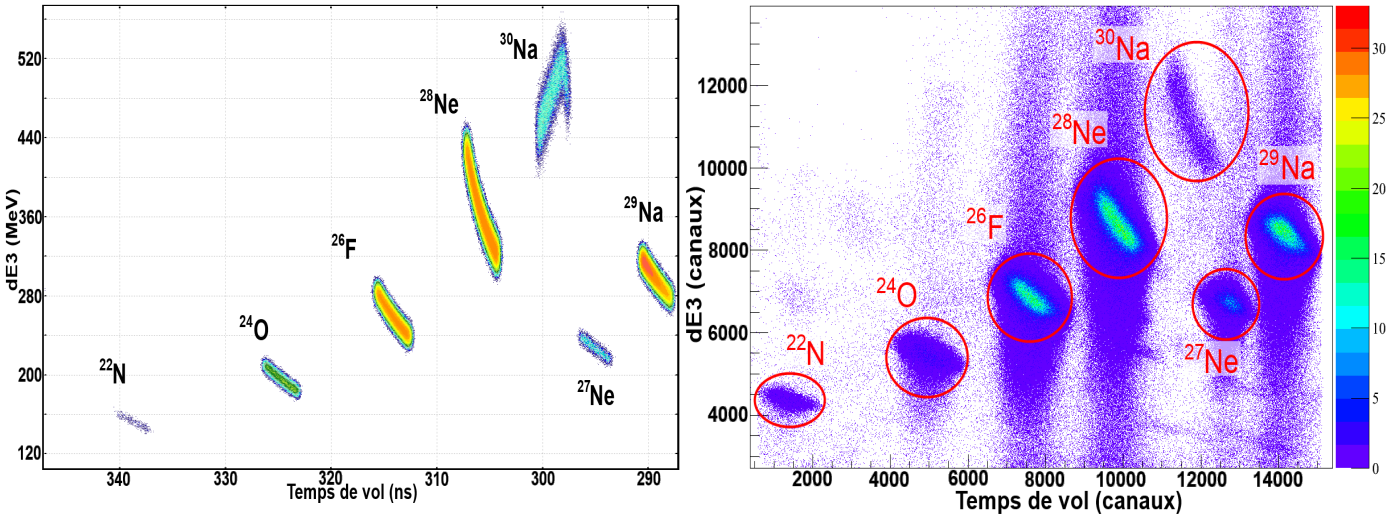


Fig II.2-2 – Perte d'énergie des noyaux incidents dans le détecteur E3 en fonction de leur temps de vol entre la sortie du cyclotron et leur détection pour le réglage du spectromètre optimisés sur la production de ^{26}F. A gauche : Simulation réalisée à l'aide du programme LISE++. A droite : Mesures expérimentales.

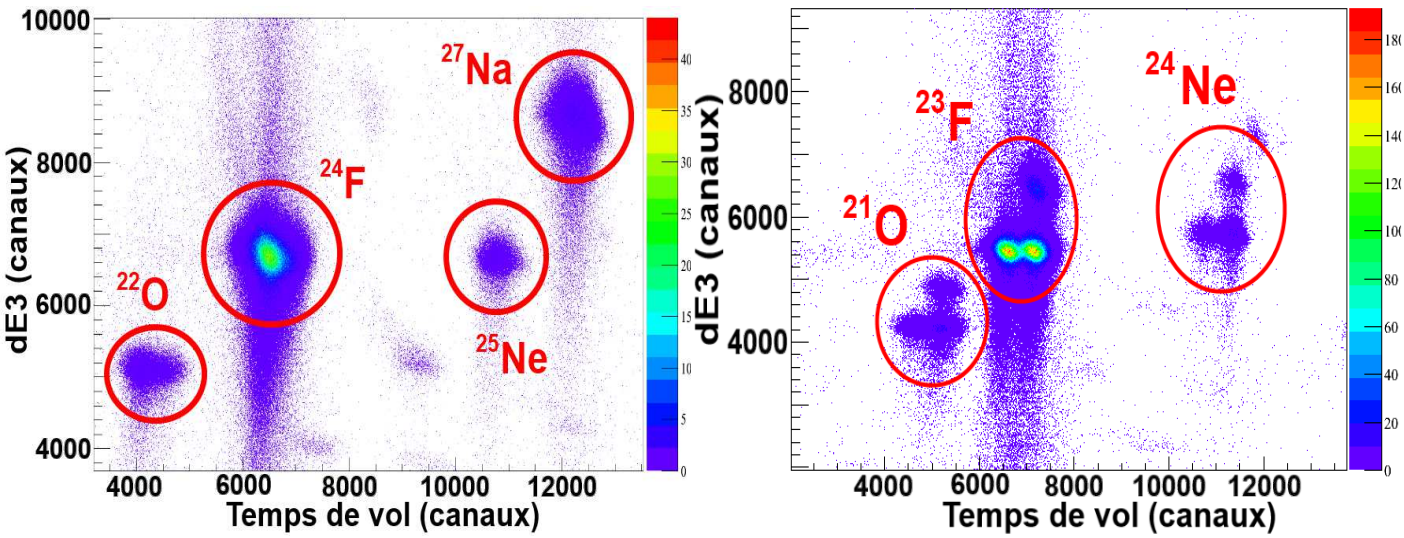


Fig II.2-3 – Pertes d'énergies des noyaux dans le détecteur Silicium E3 en fonction du temps de vol entre la sortie du cyclotron et le détecteur E1. Les deux grandeurs sont exprimées en canaux. La partie de gauche concerne le réglage faisceau optimisé sur le ^{24}F, et celle de droite sur le ^{23}F. Pour ce dernier, les réglages du spectromètre ont été ajustés en cours de run, ce qui donne plusieurs tâches pour un même noyau dans la matrice d'identification.

II.2.3. Implantation et décroissance des noyaux d'intérêt

Le but principal de cette expérience était la recherche de l'état 4^+ du ^{26}F attendu comme étant isomère. Sa décroissance β vers le ^{26}Ne a été étudiée, ainsi sa transition M3 vers l'état fondamental 1^+. Le dispositif expérimental ayant permis cette étude est présenté dans cette partie.

II.2.3.1. Le DSSSD (Double Sided Silicon Striped Detector)

Chacune des deux faces du DSSSD est divisée en 16 pistes de largeurs égales (3mm chacune), l'une en X, l'autre en Y. On dispose alors de 256 pixels fournissant l'information sur la position d'implantation du noyau. L'information sur l'énergie déposée dans chacune des pistes est également accessible. Le DSSSD est schématisé sur la Fig II.2-4 et une photo est visible Fig II.2-5.

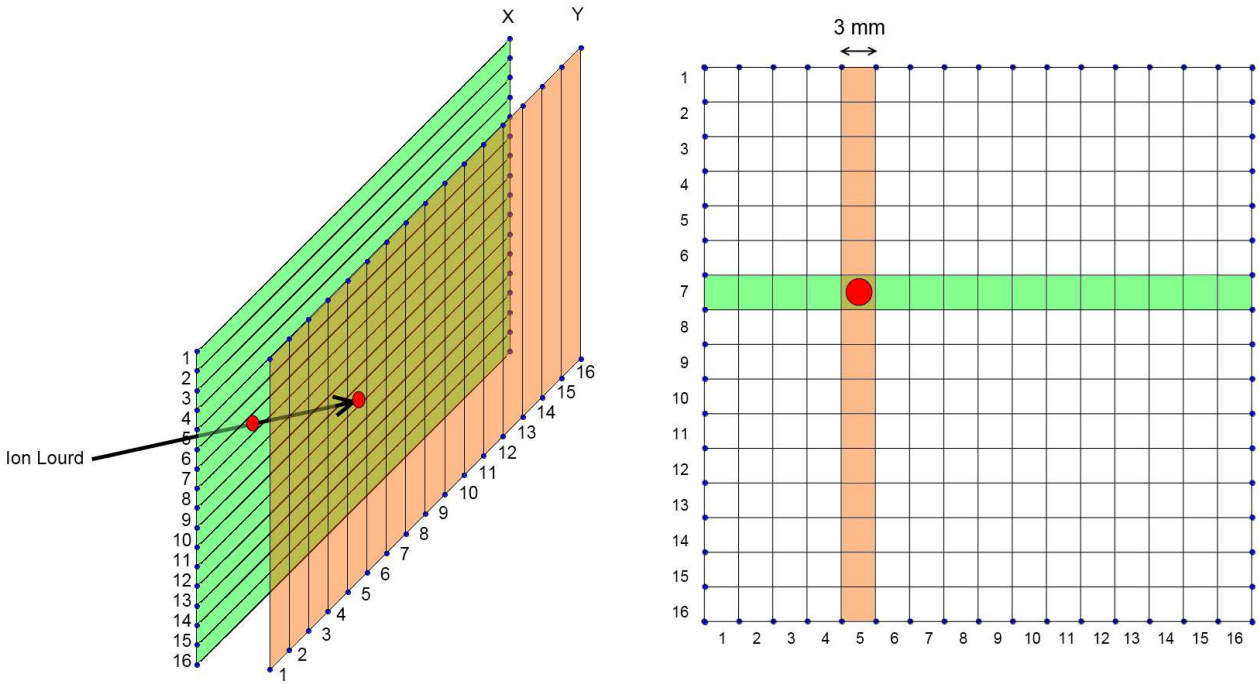


Fig II.2-4 - Schéma descriptif du DSSSD. Sur la partir gauche sont représentées en perspective les deux faces « strippées ». Un exemple d'implantation d'ion est donné, les cercles représentant les points d'interaction.

La position d'implantation des noyaux est déterminée à l'aide de modules U2M (voir paragraphe II.2.4). Ces derniers fournissent un "bit pattern", codé sur seize bits, correspondant aux numéros des pistes touchées. Pour comprendre le fonctionnement d'un U2M, un exemple concret est donné ci-après : si l'U2M renvoie la valeur de 18, cela signifie que les pistes 2 et 5 ont été touchées en commençant le comptage des pistes à 1 car

$$18 = 0*2^0 + 1*2^1 + 0*2^2 + 0*2^3 + 1*2^4 + 0*2^5 + ...$$

et ce jusqu'à 2^{15}, la piste 1 correspondant au premier bit (2^0), la piste 2 au deuxième (2^1), etc… La figure Fig II.2-6 montre le spectre brut fourni par un U2M où les pistes sont marquées en canaux, et le spectre obtenu après traitement pour convertir les canaux en numéro de piste allant de 1 à 16.

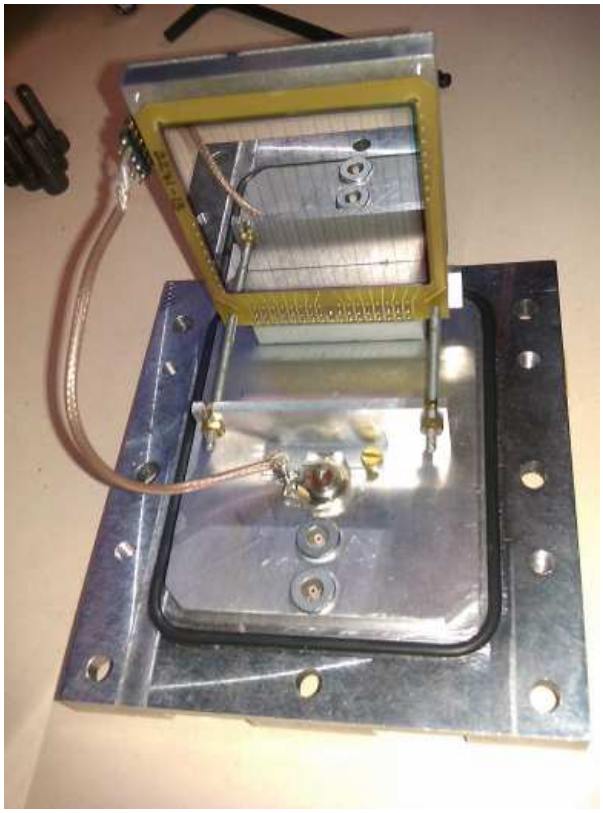


Fig II.2-5 – Photo du DSSSD.

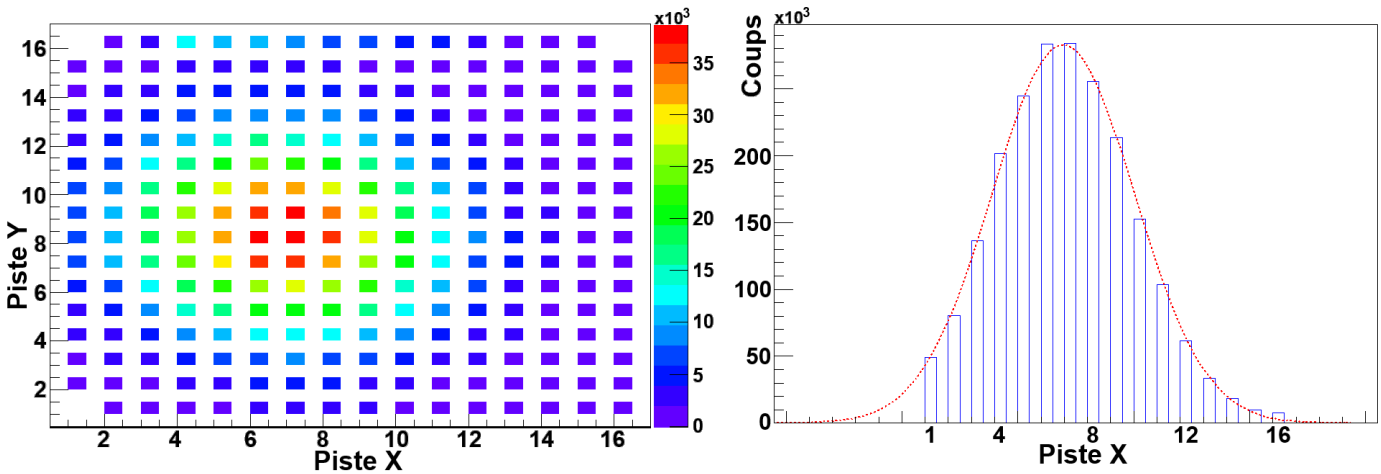
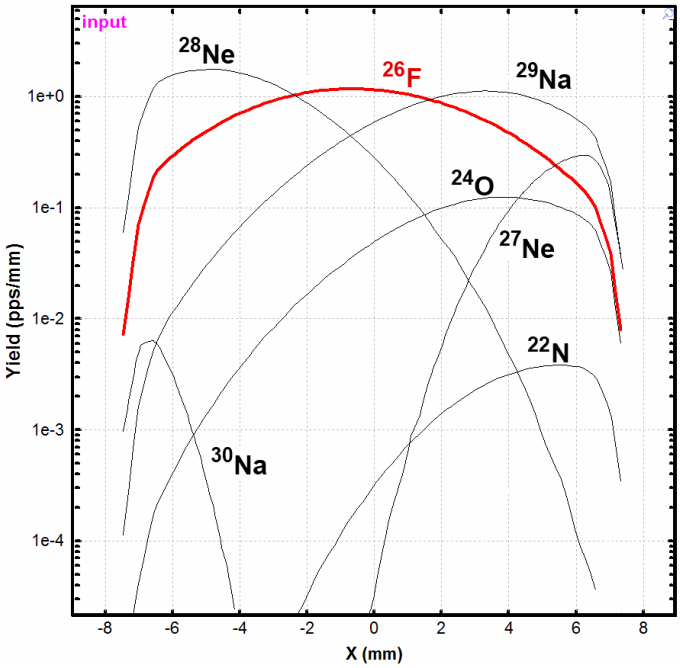
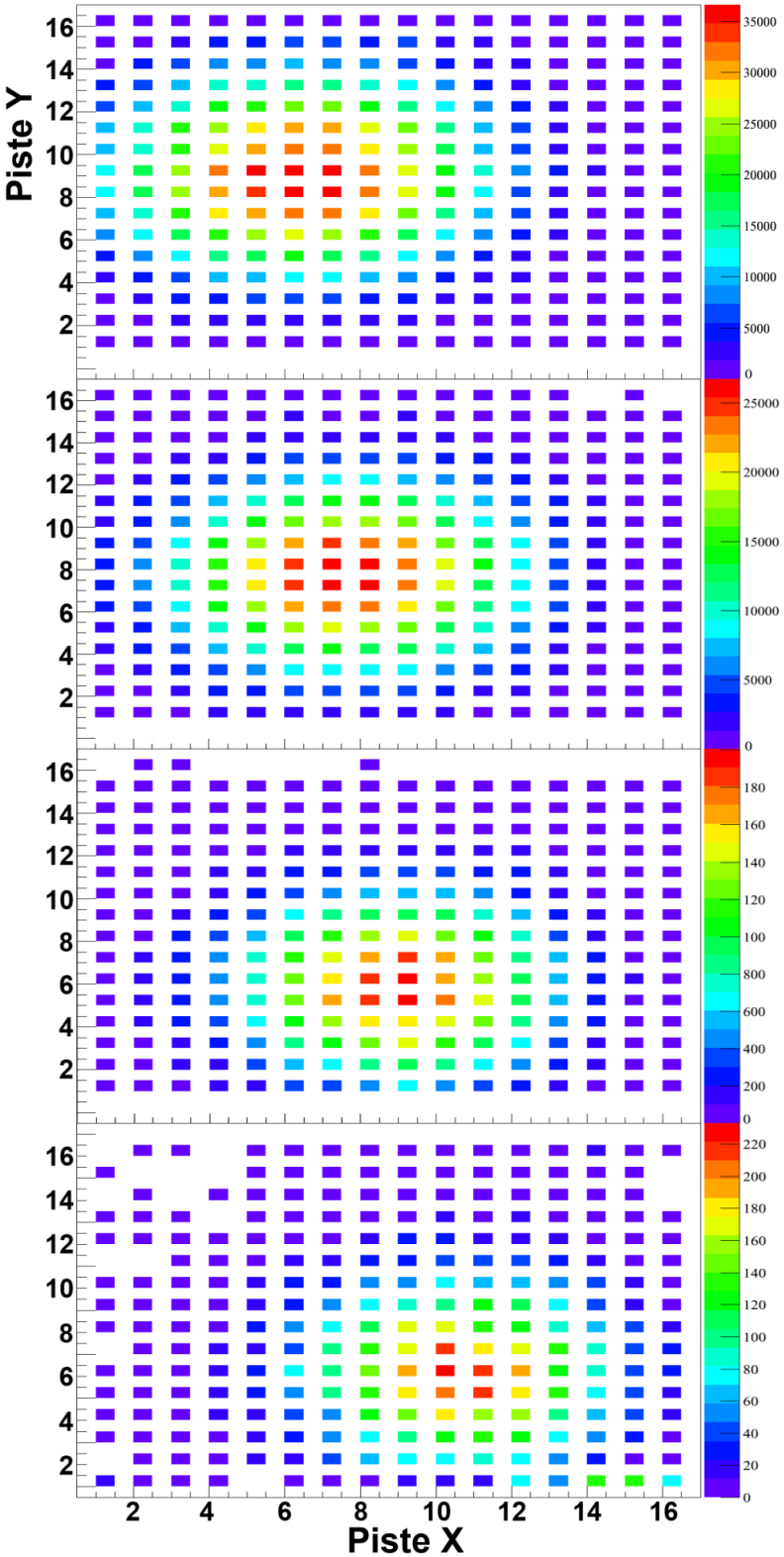


Fig II.2-6 - A gauche : Grandeur codée en canaux par le module U2M utilisé pour marquer les voies ions lourds en X. L'axe des abscisse est en échelle logarithmique. A droite : Résultat obtenu après traitement de conversion des canaux en numéro de piste pour le ^{26}F et son ajustement par une gaussienne.

Il est alors possible de vérifier la bonne implantation au centre du DSSSD et minimiser les pertes de noyaux qui passeraient éventuellement à côté du détecteur sans s'y implanter. Les profils d'implantation en deux dimensions du ^{28}Ne, ^{26}F, ^{24}O et ^{22}N sont présentés Fig II.2-7. On peut comparer ces profils expérimentaux à la simulation par le programme LISE++ de la distribution en X des différents noyaux produits à l'entrée du DSSSD (panneau haut gauche de cette même figure) et noter la consistance des résultats. On retrouve bien le ^{28}Ne implanté sur la gauche du DSSSD tandis que le ^{22}N se situe plus sur la droite, conformément aux résultats de la simulation. Le choix a été fait, pour cette expérience, de défocaliser au niveau du DSSSD pour augmenter l'aire de la zone d'implantation et ainsi diminuer le nombre de noyaux implantés par seconde dans chaque pixel. En effet, une fois implantés dans le DSSSD, les noyaux vont décroitre par décroissance β suivie de désexcitations par émission de rayonnements γ. Les électrons sont détectés directement dans le DSSSD ce qui permet d'effectuer une corrélation spatiale avec l'ion qui l'a émis, implanté plusieurs millisecondes avant (voir partie II.3.2).
Le nombre total de noyaux implantés dans les pistes X du DSSSD est égal à 1.90 10^6, tandis que le nombre de ^{26}F détecté dans le détecteur E3 est 1.91 10^6. L'efficacité de détection d'implantation du ^{26}F selon l'axe X du DSSSD est donc de 99.5 %. On fait ensuite de même pour les pistes en Y pour obtenir l'efficacité d'implantation globale du noyau dans le DSSSD. Ces valeurs pour les différents noyaux implantés sont listées dans le tableau inclus Fig II.2-7.
A la sortie du spectromètre LISE, les noyaux possèdent une énergie variant entre environ 45 MeV/u pour le ^{22}N et 60 MeV/u pour le ^{30}Na. Pour que les noyaux s'arrêtent dans le DSSSD il est nécessaire de les ralentir. Avec seulement les 3 détecteurs de Silicium E1, $E2_{xy}$ et E3, l'énergie des noyaux à l'entrée du DSSSD seraient de l'ordre de 42 MeV/u et le traverseraient. C'est pourquoi un dégradeur en Aluminium de 2mm, a été utilisé. L'inclinaison a ensuite été réglée à 17,5° pour le réglage du ^{26}F et à 30° pour ceux du ^{24}F et ^{23}F. Les épaisseurs effectives d'Aluminium ainsi traversées sont respectivement égales à 2,097mm et 2,309mm. Sur la figure Fig II.2-8 est représenté le résultat de la simulation de l'implantation des différents noyaux sélectionnés à la sortie de LISE en fonction de la profondeur dans le DSSSD. On voit que dans les trois cas, 100% des noyaux s'arrêtent dans le DSSSD. Cependant la profondeur d'implantation varie fortement en fonction du noyau implanté avec par exemple le ^{26}F implanté à peu près au centre du détecteur tandis que le ^{28}Ne y est implanté à l'entrée. Cela aura donc une conséquence sur l'efficacité de détection β associée à ces noyaux. En effet, l'émission des rayonnements issus de la décroissance β des noyaux implantés est isotrope. Dans le cas du ^{28}Ne on voit bien que près de 50% des rayonnements β seront émis vers l'entrée du DSSSD et auront alors une épaisseur de matière bien plus faible pour interagir (et donc une probabilité d'être détecté plus faible) que ceux émis dans la direction opposée.
Le détecteur de Silicium noté Veto Fig II.2-1 a permis de vérifier la bonne implantation des noyaux dans le DSSSD lors de l'expérience.





Noyau	$Eff_{ILX}(\%)$	$Eff_{ILY}(\%)$
^{26}F	99.5	99.7
^{28}Ne	96.4	99.6
^{27}Ne	97.7	93.3
^{24}Ne	98.5	99.9
^{24}O	99.6	96.6
^{30}Na	94.0	99.2
^{29}Na	90.7	99.2
^{22}N	99.7	94.9
^{24}F	98.8	99.6
^{22}O	99.4	99.6
^{27}Na	90.4	99.8
^{25}Ne	95.4	99.9
^{23}F	99.9	99.9
^{21}O	99.9	99.7

*Fig II.2-7 – **Panneau haut gauche :** Simulation avec le programme LISE++ de la distribution en X des noyaux produits à l'entrée du DSSSD. **Panneau droit :** Profil d'implantation en X en abscisse et Y en ordonnée pour le ^{28}Ne (1er), ^{26}F (2ème), ^{24}O (3ème) et ^{22}N (4ème). **Tableau bas gauche :** Efficacités d'implantations en X et en Y pour les différents noyaux.*

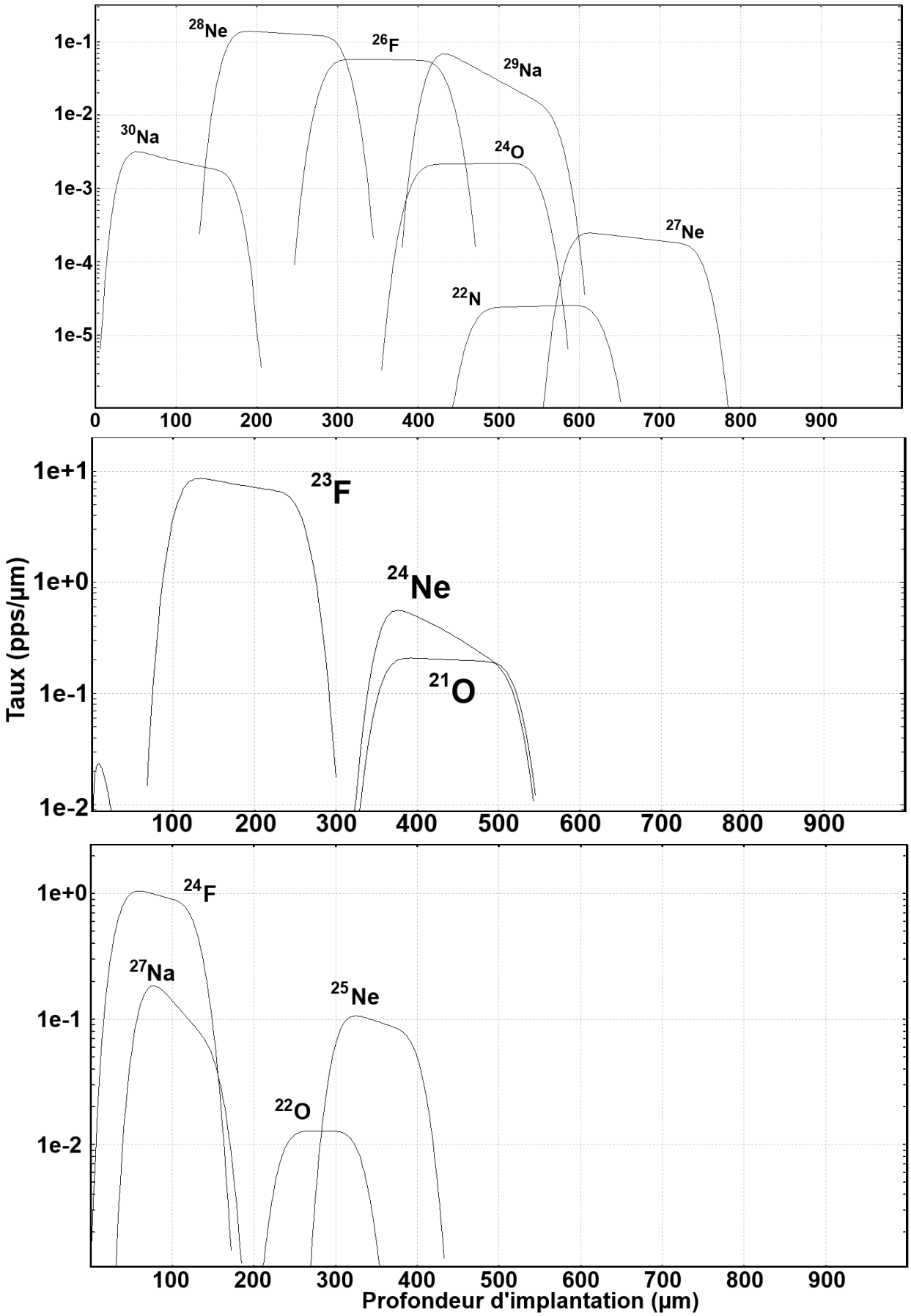


Fig II.2-8 - Résultats de la simulation par le programme LISE++ de l'implantation des différents noyaux produits en fonction de la profondeur dans le DSSSD. Les trois réglages du spectromètre utilisés durant l'expérience y sont représentés.

II.2.3.2. Les détecteurs clovers d'EXOGAM

Les rayonnements γ sont, quant à eux, détectés par quatre clovers d'EXOGAM, chacun composé de quatre cristaux de Germanium. Chaque cristal de Germanium fourni un signal traduisant l'énergie qu'il a collecté. La disposition de ces clovers autour du DSSSD est visible sur la Fig II.2-1, ainsi que sur la Fig II.2-9, où les différents cristaux les composant ont été labellisés.

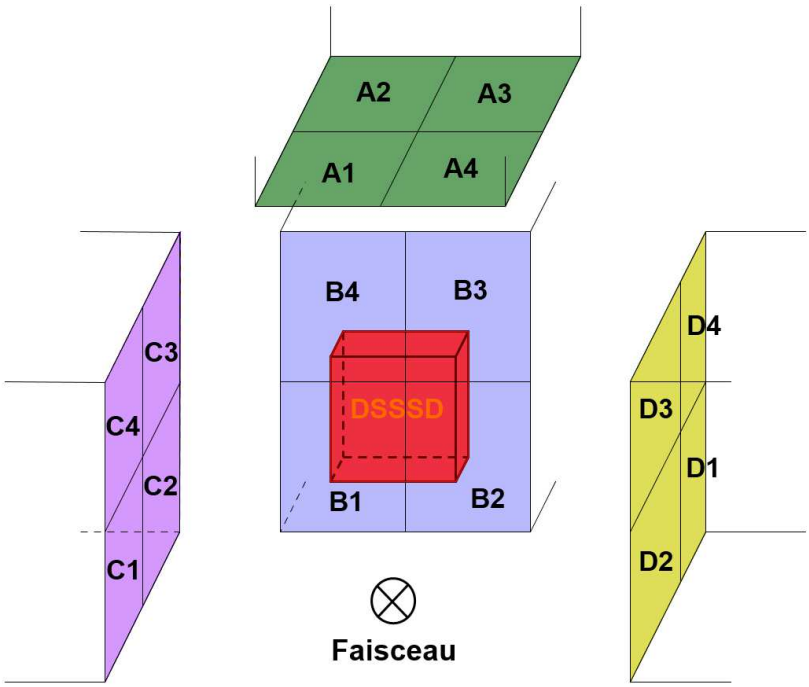


Fig II.2-9 - Représentation schématique de la disposition des clovers autour du DSSSD et labels des différents cristaux de Germanium composant les clovers.

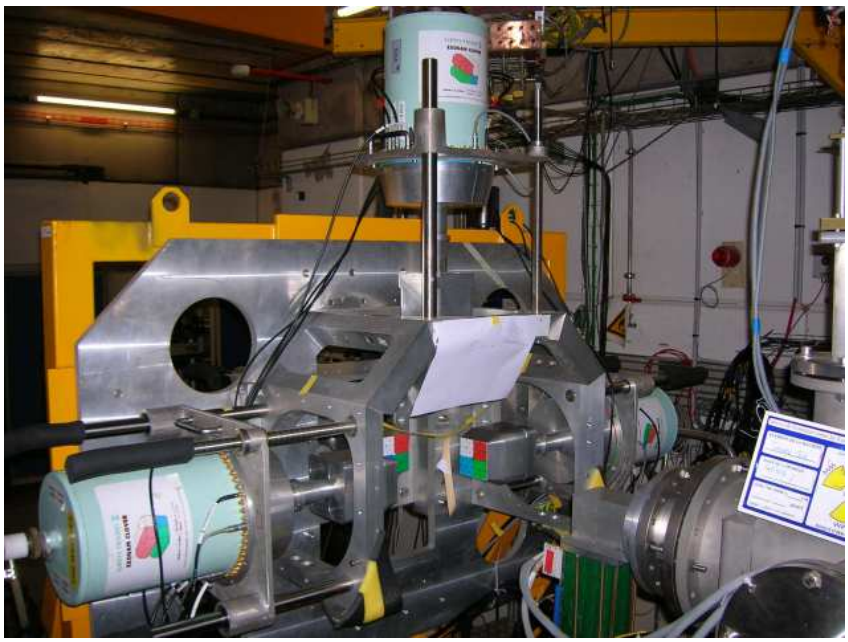


Fig II.2-10 – Photo de la disposition des quatre clovers d'EXOGAM. Les quatre cristaux de Germanium composant ces clovers sont différencié par la couleur de leur face d'entrée.

II.2.4. Electronique et acquisition

Afin d'obtenir les informations exploitables des détecteurs, les signaux produits par ces derniers sont traités à l'aide de modules électroniques. Les chaines électroniques associées aux différents détecteurs sont détaillées ci-après.

Pour les détecteurs E1, E2$_{xy}$ et E3, les informations d'intérêt sont la perte d'énergie des noyaux ainsi que leur temps de vol entre la cible de production à l'entrée du spectromètre LISE et ces détecteurs. La chaine électronique utilisée pour le traitement des signaux fournis par E1 est visible Fig II.2-11 et est décrite ci-dessous. Elle est identique pour les deux autres détecteurs.
Le détecteur E1 fournit en sortie un signal énergie de faible amplitude. Il est tout d'abord pré-amplifié à l'aide d'un préamplificateur (noté PA sur la figure) placé le plus proche possible du détecteur afin de minimiser l'atténuation du signal et l'apparition de bruit. Il est ensuite envoyé dans un amplificateur, qui produit en sortie un signal de forme gaussienne dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie perdue dans le détecteur. Pour finir, ce signal est envoyé dans un ADC (Analog to Digital Converter) qui sert à convertir l'amplitude du signal analogique en nombre entier lorsqu'une fenêtre est ouverte pour autoriser le codage. Cette fenêtre est ouverte par le signal temps de E1 (sortie du deuxième Linear FanIn/FanOut noté "Trigger GMT", voir description de la partie Temps au paragraphe suivant). Lorsqu'une fenêtre de codage est ouverte, toutes les entrées de l'ADC sont codées, et pas uniquement celles concernant le détecteur E1.
Un signal temps est également fourni en sortie du détecteur. Il est tout d'abord pré-amplifié avant d'être envoyé dans un amplificateur rapide (TFA) qui, contrairement au traitement fait pour la voie énergie, n'a pas pour but de mettre en forme le signal mais de l'amplifier le plus rapidement possible en maximisant le rapport Signal sur Bruit. La sortie de ce TFA est alors envoyée sur un Discriminateur à Fraction Constante (CFD) qui va sélectionner les signaux dont l'amplitude est supérieure à un seuil fixé. La sortie de ce CFD est un signal logique d'amplitude négative constante (standard NIM). Ce dernier est alors transmis vers un Logic FanIn/FanOut, module dont le rôle est de dupliquer à l'identique le signal d'entrée dans ses différentes sorties. L'une est utilisée, comme expliqué au paragraphe précédent, comme déclenchement pour l'acquisition (trigger GMT voie 4). Une des autres sorties est envoyée vers les échelles de comptage. Enfin, deux autres servent comme signal "start" à deux TAC (Time to Amplitude Converter), dont l'un a pour « stop » la radiofréquence du cyclotron CSS2, et l'autre un signal "ou" de tous les cristaux de Germanium. Pour finir, les sorties de ces deux TAC sont envoyées dans le même ADC que le signal Energie, pour y être codé.

Pour le DSSSD, les grandeurs à récupérer sont l'énergie déposée dans les pistes X et Y par les rayonnements β ainsi que les numéros des pistes touchées par les ces derniers et par les ions lourds. Chaque piste fournit un signal qui est tout d'abord, comme pour les autres détecteurs, pré-amplifié. Les chaines électroniques nécessaires pour ce traitement sont identiques en X et en Y. Seule la partie X (schématisée Fig II.2-12) sera donc explicitée ci-dessous.
Les signaux obtenus en sortie du préamplificateur sont envoyés vers un amplificateur de marque CAEN seize voies d'entrée. Le traitement pour les ions lourds et les rayonnements β

sera différent en sortie des PA. En effet, les ions lourds vont produire des signaux d'amplitude très élevée qui vont saturer les sorties de l'amplificateur, permettant uniquement de récupérer l'information sur le numéro de la piste dans laquelle ils sont implantés. Les rayonnements β, d'énergie plus faible, vont générer des signaux de faible amplitude permettant le codage de leur énergie en plus du marquage de la piste touchée. L'amplificateur CAEN possède trois voies de sortie :

- une sortie OUT à gain ajustable fournissant un signal gaussien d'amplitude positive utilisé pour le marquage des pistes touchées par les rayonnements β. Elle est tout d'abord dirigée vers deux inverseurs rapides à 8 voies avant d'être envoyé vers un discriminateur à seuil CAEN CT207. Comme pour le détecteur E1, cela permet de filtrer les signaux d'amplitude inférieure au seuil. Le discriminateur fournit seize signaux de sorties logiques redirigés vers un module U2M donnant l'indication sur les numéros des pistes dans lesquelles des rayonnements β ont été détectés. Ils sont également utilisés pour créer une validation pour le codage des entrées de l'ADC. Un « ou » de toutes les pistes β est également généré.
- une sortie XOUT correspondant à une multiplication par dix du signal OUT utilisée pour coder l'énergie déposée par les rayonnements β dans les pistes du DSSSD. Elle est envoyée directement dans un ADC.
- une sortie FOUT fournissant un signal de sortie très rapide, d'amplitude inverse à celui de OUT, et de gain faible, utilisée pour le marquage des pistes dans lesquelles les ions lourds sont implantés. Elle est directement envoyée dans un discriminateur CAMAC Lecroy 4413 dont la sortie est redirigée vers un autre module U2M. Le faible gain appliqué à cette sortie permet de la réserver uniquement aux ions lourds. En effet, les rayonnements β ne produiront pas des signaux d'amplitude suffisante pour dépasser le seuil du discriminateur utilisé dans cette partie de la chaine électronique.

Pour les cristaux de Germanium composant les clovers d'EXOGAM, la seule donnée utile extraite a été l'énergie des rayonnements γ déposée dans les cristaux.
Le signal est en premier lieu pré-amplifié avant d'être envoyé dans un amplificateur CAEN 16 voies de même type que ceux utilisés pour le traitement des pistes X et Y du DSSSD (la voie 1 correspondant au cristal A1, la voie 2 au cristal A2, jusqu'à la voie 16 pour le cristal D4). La sortie XOUT est directement envoyée sur un ADC pour le codage des énergies individuelles des seize cristaux de Germanium, alors que la sortie FOUT est connectée aux entrées de deux discriminateur CAMAC FCC8 pour filtrer les signaux d'amplitude inférieure au seuil de détection fixé (~500 keV), ainsi que de créer une validation pour le codage des entrées de l'ADC. Le schéma de la chaine électronique associée est présenté Fig II.2-13.

Pour le détecteur Silicium veto, le traitement a pour but de récupérer l'énergie déposée par les particules dans ce dernier, ainsi que d'obtenir un signal temps entre n'importe quelle particule le déclenchant et un "ou" des rayonnements β ou γ. Le schéma de la chaine électronique associée est présenté Fig II.2-14.

Ici encore, le signal passe avant tout dans un préamplificateur réglé sur un gain de 100mV/MeV. La sortie Energie est envoyée dans un amplificateur puis directement dans un ADC pour y être codée. La sortie Temps passe d'abord par un TFA suivi d'un CFD puis d'un Linear FanIn/FanOut, de la même manière et pour les mêmes raisons que celles décrites dans la partie concernant le détecteur E1. Une de ses sorties sert de déclenchement de l'acquisition (trigger GMT voie 5). Les deux autres servent à donner le signal "start" pour deux TAC dont les "stop" sont respectivement donnés par le "ou" des rayonnements β et le "ou" des rayonnements γ. Les sorties des TAC sont ensuite envoyées vers l'ADC pour y être codées.

Enfin, une horloge a été utilisée durant toute la durée de l'expérience pour associer un temps à chaque évènement (avec comme référence $t_0 = 0$, le début de l'expérience) permettant ensuite de faire des différences en temps entre deux évènements.

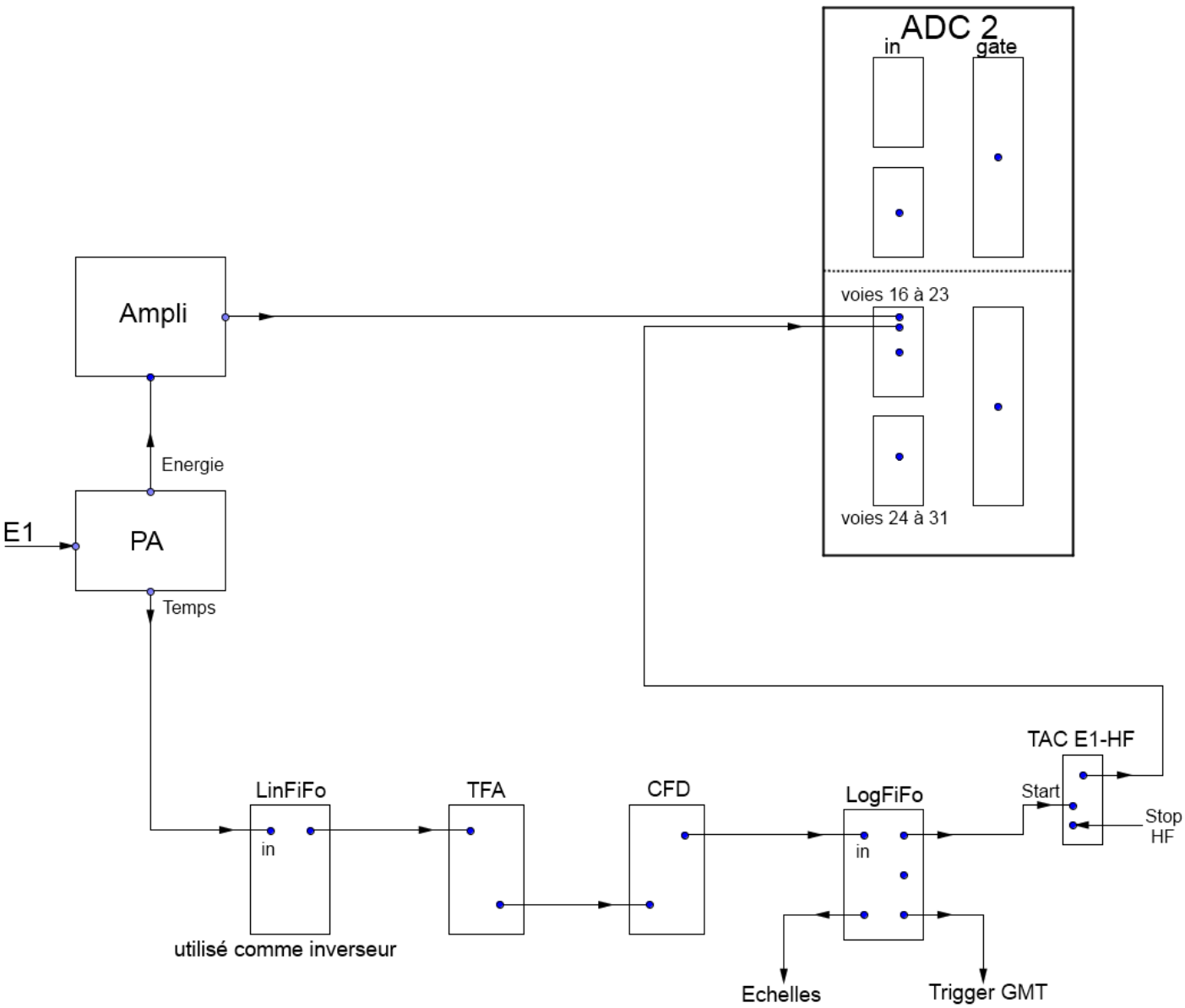


Fig II.2-11 - Schéma de la chaine électronique associé au traitement du signal issu de E1. Cette chaine est identique pour les détecteurs E2 et E3. PA = Préamplificateur, LogFiFo = Logic FanIn/FanOut, HF = radiofréquence CSS2.

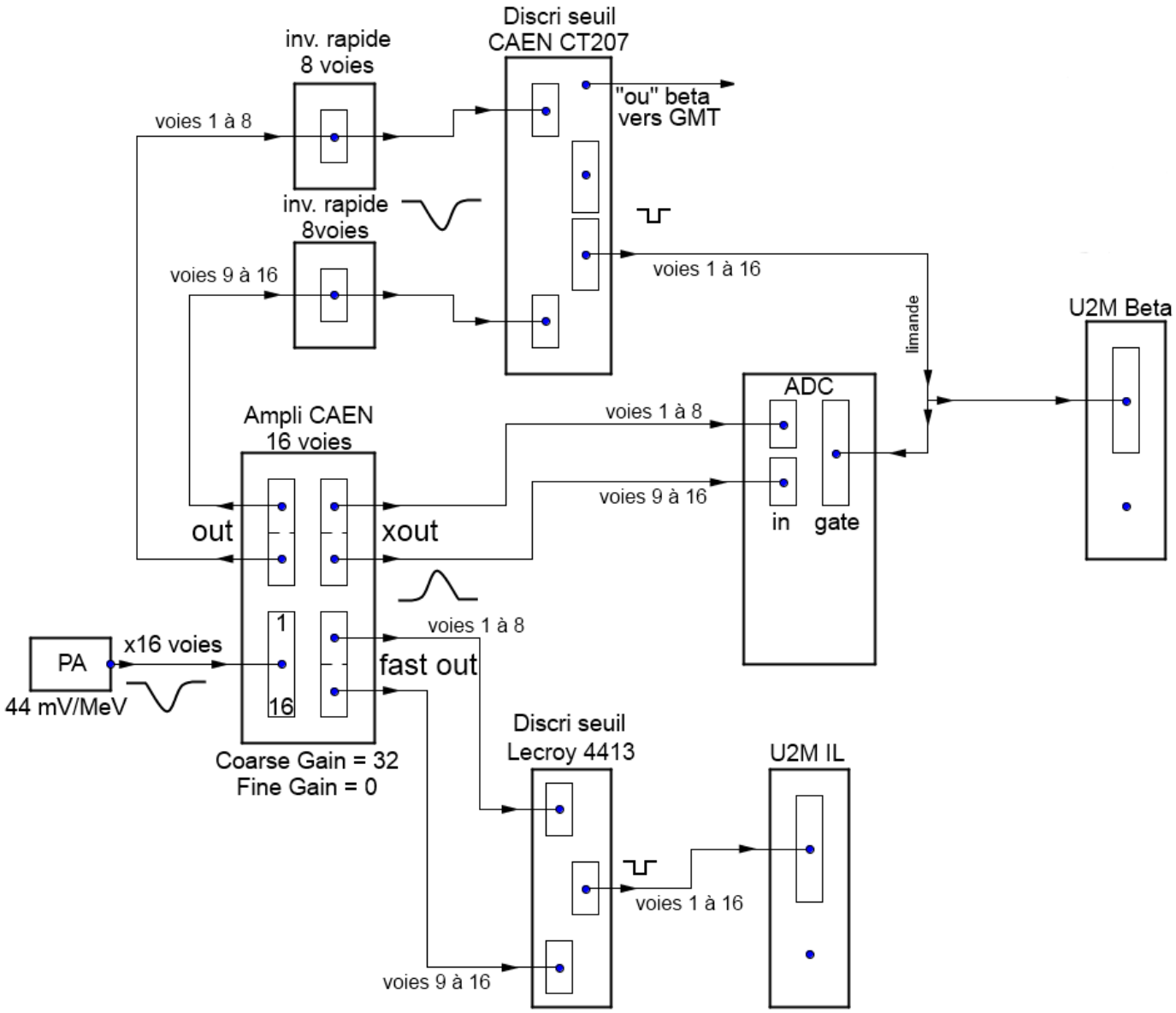


Fig II.2-12 - Schéma de la chaine électronique associé au traitement du signal issu du DSSSD. Inv. = inverseur

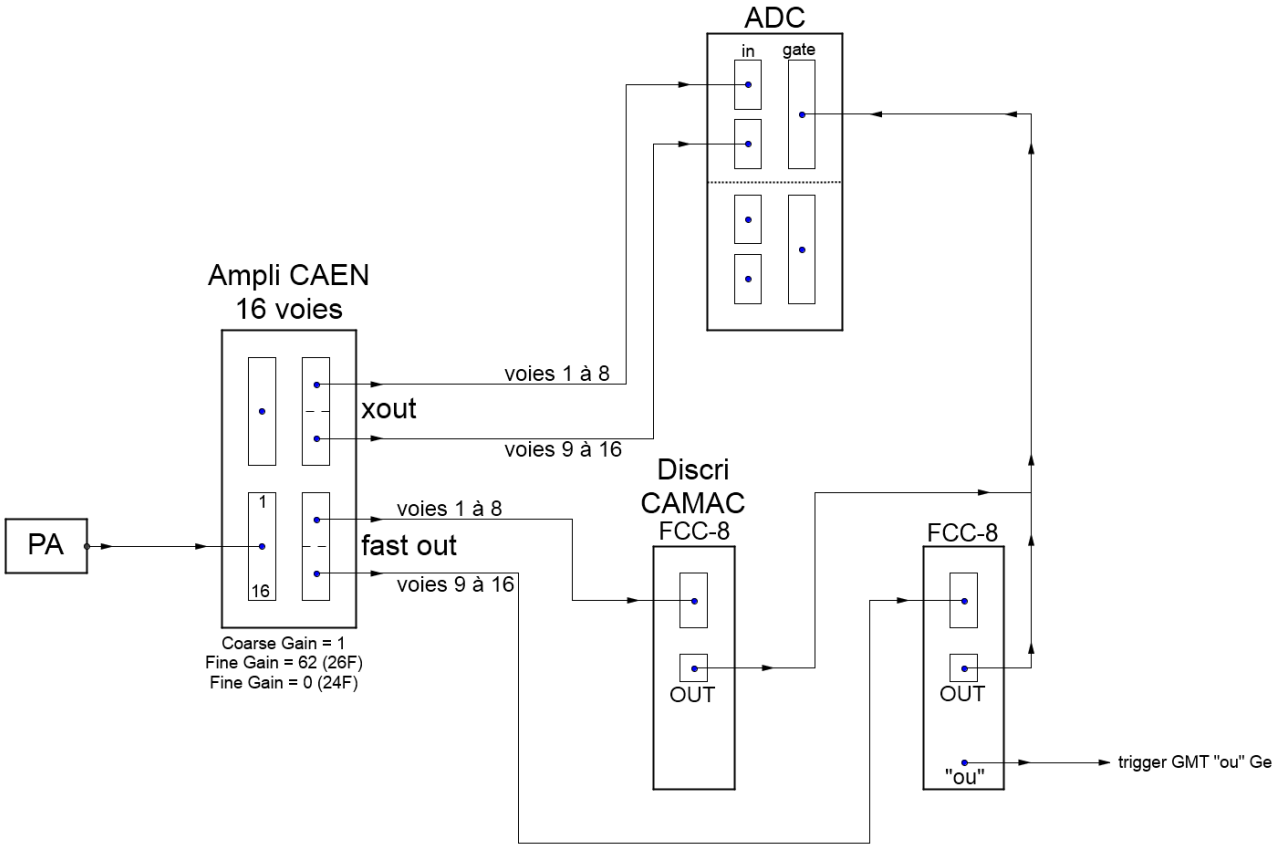


Fig II.2-13 - Schéma de la chaine électronique associé au traitement du signal issu des Germaniums.

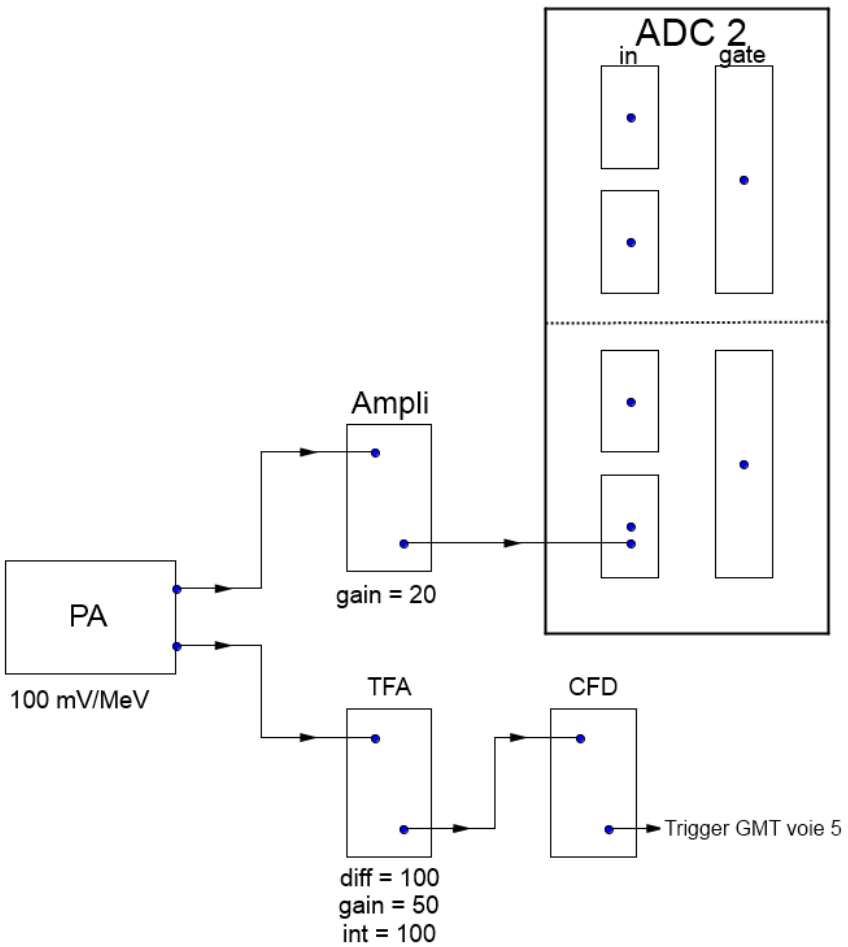


Fig II.2-14 - Schéma de la chaine électronique associé au traitement du signal issu du veto.

II.3. Analyse des électrons issus de la décroissance β des noyaux implantés

II.3.1. Dépôt d'énergie des électrons dans le DSSSD

Les noyaux implantés dans le DSSSD lors de l'expérience sont émetteurs β, c'est-à-dire que lors de cette décroissance, un neutron est transformé en proton par l'intermédiaire de la force nucléaire faible. Lors de cette conversion, deux particules sont émises : un β^- (un électron) et un anti-neutrino. Le dispositif étant réglé de manière à ce que les noyaux produits et sélectionnés par le spectromètre LISE s'implantent dans la partie centrale du DSSSD, les électrons ainsi émis lors de la décroissance des noyaux vont y déposer de l'énergie. Un exemple de spectre brut de l'énergie déposée par les électrons dans la piste numéro 6 en X du DSSSD est visible sur la Fig II.3-1 (en rouge, le plus intense).

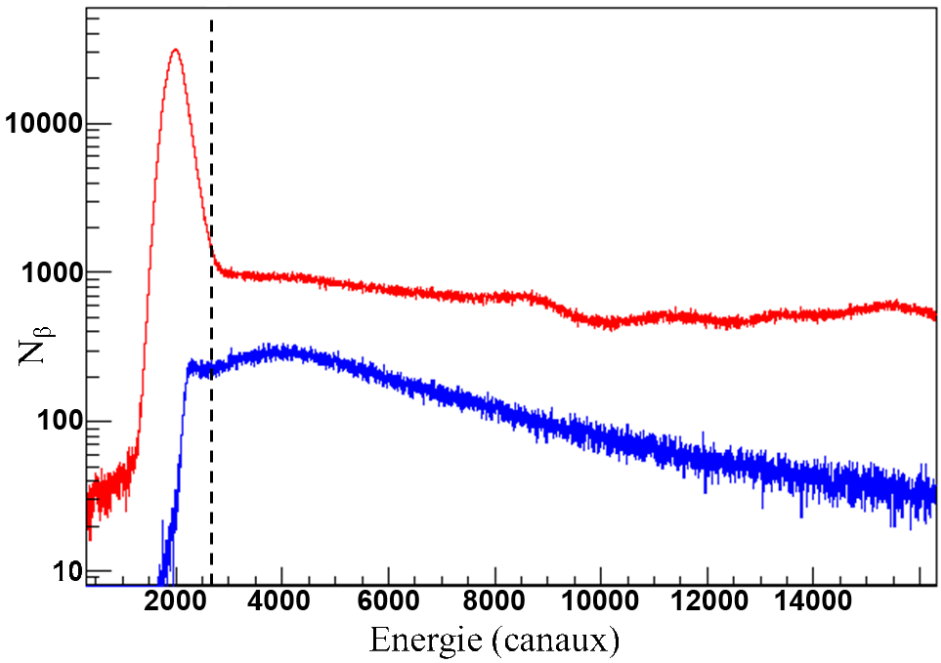


Fig II.3-1 – En rouge (haut) : Spectre en énergie des rayonnements β détectés dans la piste numéro 6 en X du DSSSD. En bleu (bas) : Ajout de la condition de coïncidence avec le veto pour éliminer les évènements de bruit de fond. La ligne en pointillés représente le seuil utilisé lors de l'analyse pour cette piste (~150 keV).

Une composante de signal à basse énergie est visible au début des spectres en énergie β des pistes du DSSSD. Cette dernière disparait en sélectionnant uniquement les évènements de coïncidences entre le Veto (détecteur Silicium placé après le DSSSD - voir partie II.2.1) et une piste du DSSSD. Ainsi, les vrai rayonnements β émis du DSSSD et le traversant en direction du détecteur Veto présentent le profil bleu visible Fig II.3-1. Pour l'analyse, de nouveaux seuils ont donc été déterminés voie par voie, de manière à rejeter ces évènements de bruit de fond dont est intégralement constituée la composante de signal à basse énergie présente dans le profil en rouge. On voit que peu de bons évènements seront ainsi rejetés

comparé à la quantité de bruit de fond éliminée. La nouvelle valeur de seuil utilisée pour la piste numéro 6 en X, servant d'exemple ici, est représentée sur cette même figure par un trait vertical en pointillé (~150 keV).

II.3.2. Corrélation des rayonnements β émis avec les ions lourds implantés

Les durées de vie β des noyaux étudiés lors de cette expérience sont de l'ordre de la milliseconde, voire de la centaine de millisecondes, les produits de décroissance de ces noyaux seront donc codés dans un autre évènement que le passage du noyau lui-même dans les détecteurs E1 et E3 et son implantation dans le DSSSD. Pour reconstruire un évènement de décroissance et réassocier un rayonnement β au noyau précurseur, nous avons utilisé les informations fournis par les U2M quant aux numéros de pistes dans lesquelles les ions lourds ont été implantés ainsi que celles touchées par des rayonnements β. On considère ainsi qu'un β est corrélé à un ion lourd s'il est détecté dans le même pixel, à plus ou moins une piste en X et en Y près, que celles où l'ion a été implanté. Quand cette condition est respectée, on réassocie pendant l'analyse l'évènement de décroissance au noyau dont il est originaire. Cependant, lors de cette expérience, les U2M β n'ont pas fonctionné de la manière attendue. La détermination de la piste touchée a donc été faite en considérant celle présentant le dépôt d'énergie le plus important.
L'horloge utilisée durant l'expérience (voir partie II.2.4) permet d'associer à chaque évènement un temps absolu. On obtient ainsi la différence en temps entre un évènement β et l'évènement d'implantation de l'ion lourd avec lequel il est corrélé. A la condition de corrélation du β avec un ion lourd, s'ajoute éventuellement une condition sur le temps maximal de validation d'un évènement β après l'implantation de cet ion, que l'on fixe en fonction du noyau étudié selon sa durée de vie.

II.4. Analyse des rayonnements γ émis suite aux désintégrations β des noyaux implantés

Lors des décroissances β des noyaux implantés, des niveaux d'énergies autres que les niveaux fondamentaux des noyaux fils sont peuplés. Des rayonnements γ sont alors émis lors de la désexcitation des noyaux fils et sont détectés par les quatre cristaux de Germanium composant chacun des quatre clovers d'EXOGAM (géométrie expliquée à la partie II.2.3).

II.4.1. Calibration des cristaux de Germanium

Comme pour le DSSSD, l'énergie des rayonnements γ détectés par les cristaux de Germanium est fournie en canaux par le système d'acquisition. Une source de ^{152}Eu a été utilisée pour réaliser la calibration en énergie des cristaux de Germanium. Ses principales raies sont listées dans le tableau ci-dessous. Il est à noter que le gain issus de la chaine électronique des détecteurs Germanium ne varie pas linéairement à basse énergie (<400 keV).

De plus, durant l'expérience, les gains des cristaux de germanium ont varié indépendamment les uns par rapport aux autres, et de manière aléatoire. Pour illustrer ces variations de gains, des raies de bruit de fond, observable tout au long de l'expérience, ont été suivies au court du temps. La Fig II.4-1 présente l'énergie du cristal B1 en fonction du numéro de l'évènement, zoomé sur la raie à 1460.8 keV du ^{40}K avant calibration. On remarque que l'amplitude de cette variation est d'environ 40 canaux, soit 10 keV pour le cristal B1. Ces variations sont différentes pour chacun des seize cristaux et dépendent de manière linéaire de l'énergie du γ. Il a donc fallu appliquer un traitement supplémentaire pour obtenir des spectres en énergies de résolution satisfaisante au cours du déroulement de l'expérience (voir figure Fig II.4-4).

Energie (keV)	Origine
121.7821	^{152}Eu
244.6989	^{152}Eu
344.2811	^{152}Eu
511	Annihilation
778.903	^{152}Eu
964.055	^{152}Eu
1085.842	^{152}Eu
1112.087	^{152}Eu
1408.022	^{152}Eu
1460.8	^{40}K (bruit de fond de la salle)
2614.5	^{208}Ti (bruit de fond de la salle)

II.4-1 - Tableau récapitulatif des raies γ utilisées pour la calibration des cristaux de Germanium

Ce traitement a consisté à découper en tranche toute la gamme des évènements, puis à relever pour chaque cristal la position de pics de bruit de fond dans ces tranches. Les pics choisis sont le pic d'annihilation à 511 keV, celui du ^{40}K à 1460.8 keV et celui du ^{208}Ti à 2614.5 keV. En comparant ces positions à celles correspondant au moment où la source de ^{152}Eu a été utilisée pour les calibrations, on obtient, pour la tranche en énergie choisie, la déviation de la position du pic par rapport à sa position de référence, en fonction de l'énergie du γ. Le choix de la taille des tranches d'évènement doit être fait de manière à ce qu'elles soient le plus petite possible pour maximiser la résolution finale en énergie, mais suffisamment grande pour que la statistique permette la détection des pics suivis. Diviser la gamme des évènements en 1000 tranches, soit des tranches d'environs 230000 évènements, permet d'avoir une statistique suffisante dans chacun des trois pics sus cités, et ce dans chacun des seize cristaux. Le suivi du pic du ^{40}K à 1460.8 keV pour le cristal B1 est visible Fig II.4-1. Le résultat après correction de la variation du gain en énergie au cours du temps est visible Fig II.4-2 et le spectre en énergie correspondant au cristal B1 après calibration et correction, pour une source de ^{152}Eu, l'est Fig II.4-3. La comparaison entre le spectre en énergie somme des seize cristaux centré sur la raie de bruit de fond du ^{40}K, avec et sans le traitement décrit ci-dessus est

représentée Fig II.4-4. Le gain en résolution est non négligeable, avec des largeurs à mi-hauteur (FWHM) passant de 4.0 à 3.0 keV pour la raie de bruit de fond à 1460 keV, soit une amélioration de 29%. La symétrie des pics s'en trouve également améliorée. La résolution à basse énergie (< 150 keV) s'en trouve cependant fortement dégradé du fait de la non linéarité des gains des détecteurs Germanium à basse énergie couplé au fait que le point de plus basse énergie utilisé pour la correction de la variation des gains en fonction du temps est à 511 keV.

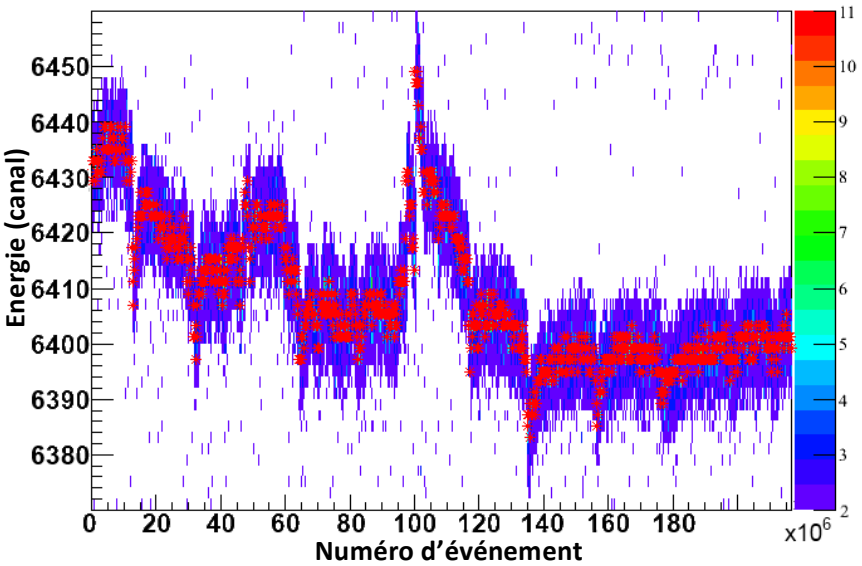


Fig II.4-1 - Spectre à deux dimensions représentant l'énergie en canaux du cristal B1 en fonction du numéro d'évènement. L'axe Y est zoomé sur la raie à 1460.8 keV du ^{40}K avant calibration et l'échelle de l'axe X est à multiplier par 10^6. Les points rouges correspondent aux résultats de la détection de la position du pic pour une tranche d'évènements donnée.

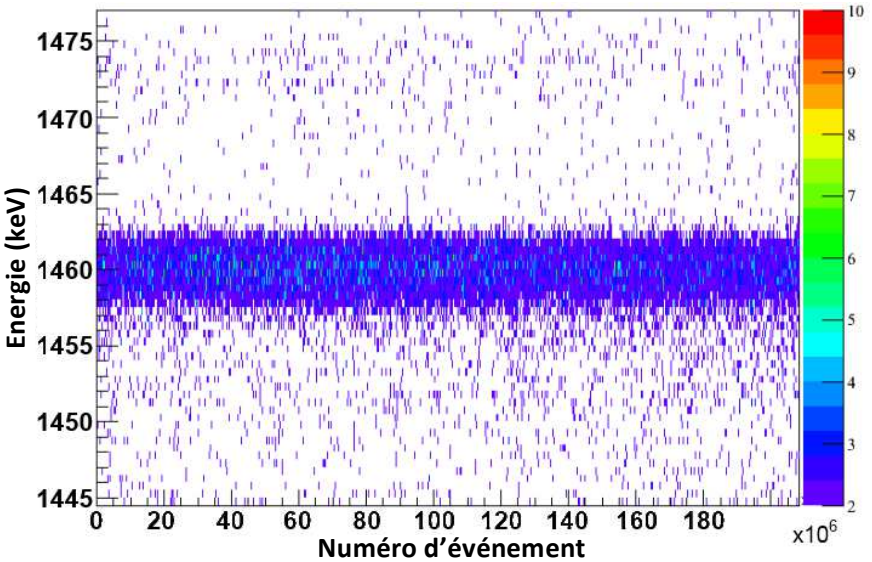


Fig II.4-2 – Même spectre qu'au-dessus mais après correction de la variation des gains en énergie au cours du temps.

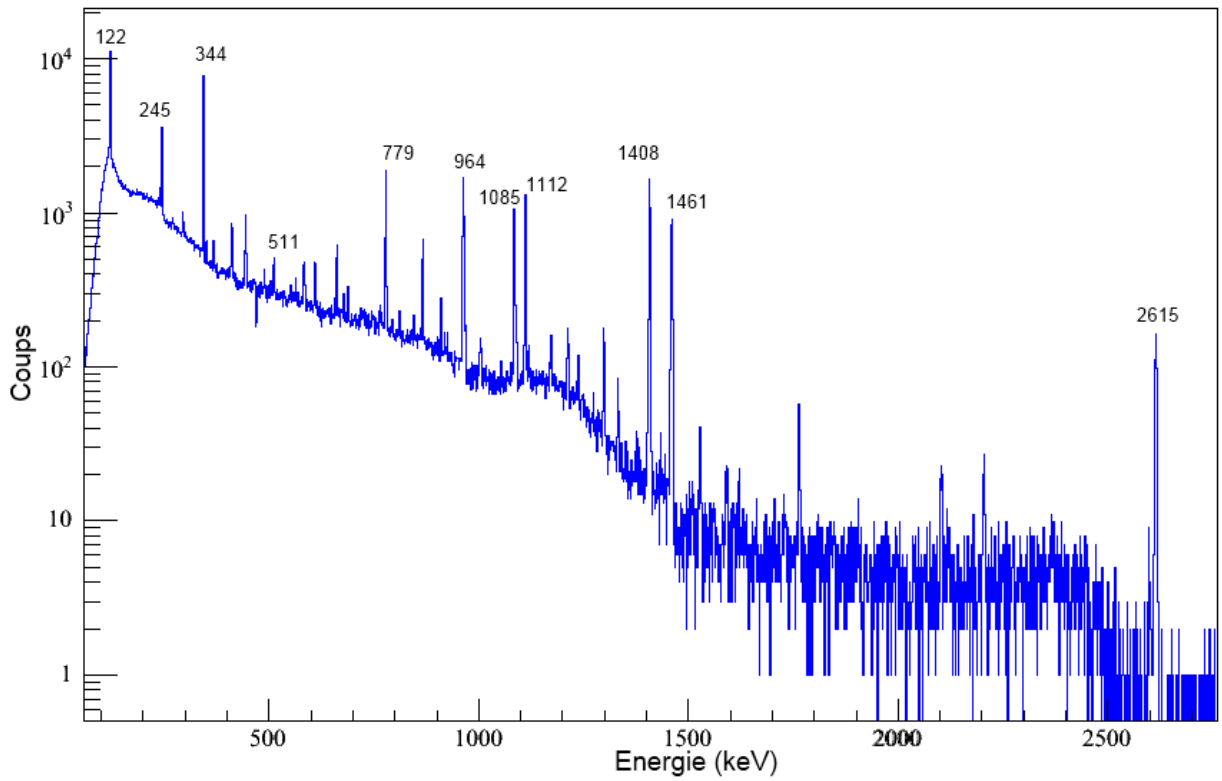


Fig II.4-3 - Spectre en énergie (après calibration) des rayonnements γ détectés par le cristal B1 avec une source de ^{152}Eu. L'axe Y est en échelle logarithmique.

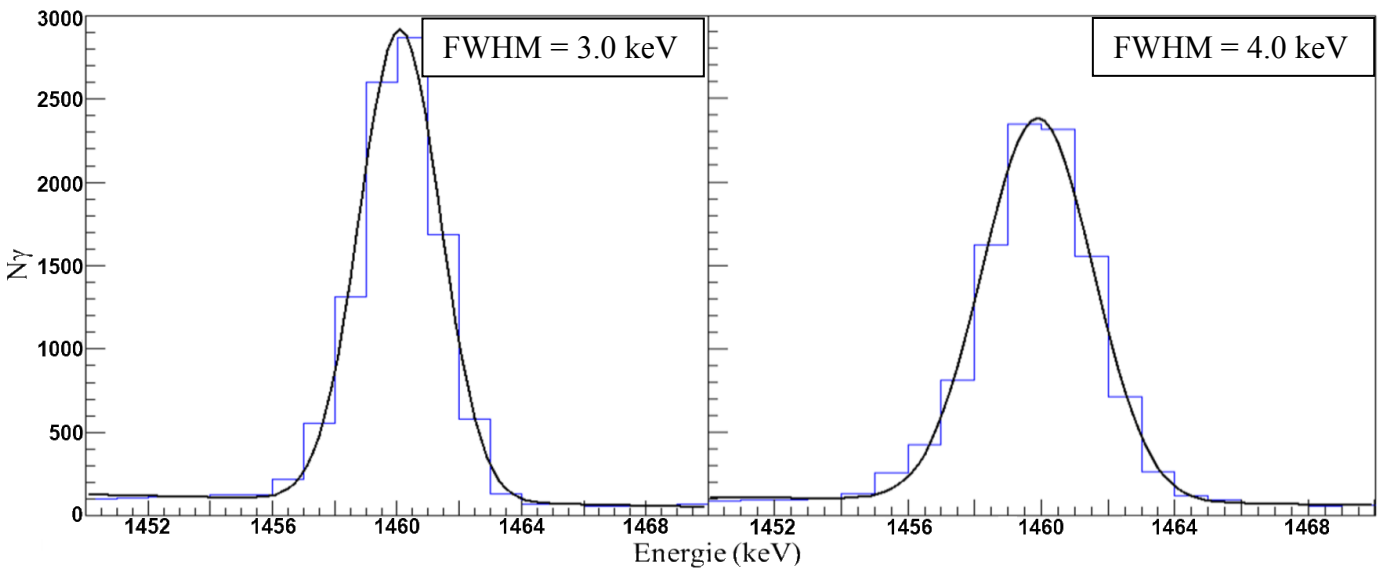


Fig II.4-4 - A droite : spectre en énergie somme des seize cristaux pour l'ensemble de l'expérience sans traitement du changement de gain des cristaux au cours du temps. A gauche : idem que la partie droite mais avec traitement. On voit que la résolution est améliorée mais aussi que la forme du pic est plus symétrique après correction.

II.4.2. Corrélation des rayonnements γ émis avec les ions lourds implantés

Comme expliqué précédemment, les produits de décroissance des noyaux implantés ne sont pas codés dans le même évènement électronique (quelques microsecondes) par le dispositif d'acquisition du fait des durées de vie de l'ordre de la milliseconde, voire de la centaine de milliseconde de ces noyaux. Il y a alors nécessité de corréler ces produits de décroissance avec le noyau radioactif leur correspondant. La partie II.3.2 a expliqué comment effectuer cette corrélation entre les ions lourds et les rayonnements β à l'aide des pistes X et Y dans lesquelles ils ont été respectivement implantés et détectés. Cependant une telle corrélation n'est pas disponible pour les rayonnements γ qui ne vont que peu interagir avec le Silicium. La seule manière de corréler des rayonnements γ avec un ion lourd est donc de ne considérer que ceux détectés par les clover d'EXOGAM en coïncidence avec un β dans le DSSSD. On corrèle alors le rayonnement γ en question avec l'ion lourd auquel est lui-même corrélé le β.

II.4.3. Traitement de "l'*Add-back*"

Un photon interagit avec la matière principalement de trois façons :

- Par effet photoélectrique, où le photon transfert la totalité de son énergie à un atome qui en libère une partie par émission d'un électron.
- Par effet Compton, où le photon diffuse sur un électron et lui transfère seulement une partie de son énergie.
- Par création de paires électron-trou. Ce processus n'est possible que si le photon a une énergie supérieure à 1022 keV, énergie nécessaire à la création de la paire e^+e^-.

Le domaine de prédominance d'un processus sur les deux autres en fonction du milieu absorbeur et de l'énergie du photon est présenté Fig II.4-5. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, pour le germanium (Z = 32), la diffusion Compton est le processus dominant de l'interaction rayonnement-matière.
Les évènements de multiplicité supérieure à 1 (lorsque plusieurs cristaux des détecteurs Germanium ont collecté une énergie) ne sont donc pas nécessairement du à plusieurs γ. Il peut aussi s'agir d'un même γ interagissant avec la matière par effet Compton et déposant de l'énergie dans plusieurs cristaux. Cependant ces évènements Compton peuvent en partie être « récupérés » grâce à ce que l'on appelle la correction de l'*Add-back*. Ce traitement s'applique aux évènements de multiplicité supérieure à 1, où nous additionnons alors les énergies de cristaux adjacents.
Nous considérons que l'addition des énergies se fera si, pour un même évènement, deux cristaux d'un même clover ont été touchés et si ces deux cristaux sont adjacents par une arrête. La Fig II.4-6 symbolise les 4 cristaux d'un clover : une addition possible des énergies lors de la correction *Add-back* est représentée par une double flèche verte, une addition impossible par une double flèche rouge. Nous ne considérons pas d'Add-back possible sur la diagonale car les centres des deux cristaux sont trop éloignés.

Le gain du à la correction de l'*Add-back* en fonction de l'énergie γ est présenté Fig II.4-7. Il atteint sa valeur maximale de 50% aux alentours de 2.5 MeV.
Avant la correction de l'*Add-back*, chaque interaction par effet Compton d'un même rayonnement γ est considérée comme un γ distinct. En additionnant ces différentes contributions nous allons donc diminuer le bruit de fond, majoritairement à basse énergie, tout en récupérant des coups dans les vraies raies γ. De plus, chaque cristal sature individuellement aux alentours de 3.8 MeV. Les raies d'énergies supérieures ne seront donc pas vues par effet photoélectrique. Cependant, ces rayonnements γ de hautes énergies interagissent majoritairement par effet Compton en déposant des quantités d'énergie plus faible dans différents cristaux, ne les saturant pas. Le traitement de l'*Add-back* va donc permettre de récupérer ces raies γ.

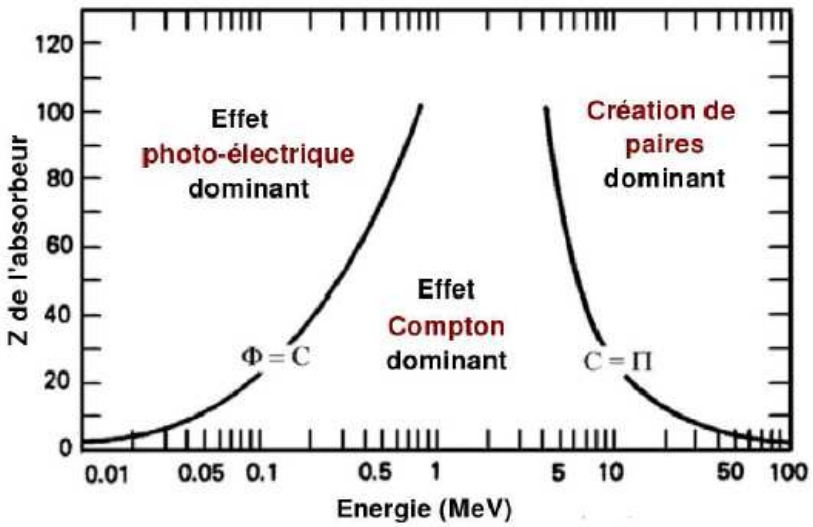


Fig II.4-5 - Effet dominant de l'interaction d'un photon avec la matière en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique Z du milieu absorbeur.

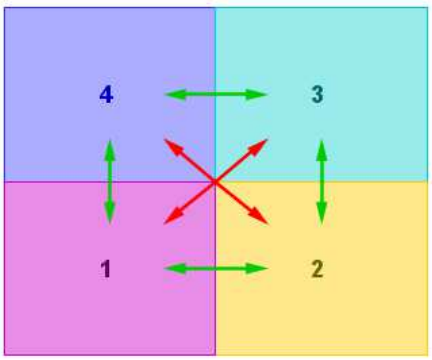


Fig II.4-6 – Représentation schématique des quatre cristaux d'un clover d'EXOGAM. Les doubles flèches vertes représentent une addition possible des énergies collectées dans deux cristaux, tandis qu'une flèche rouge représente une addition impossible non prise en compte.

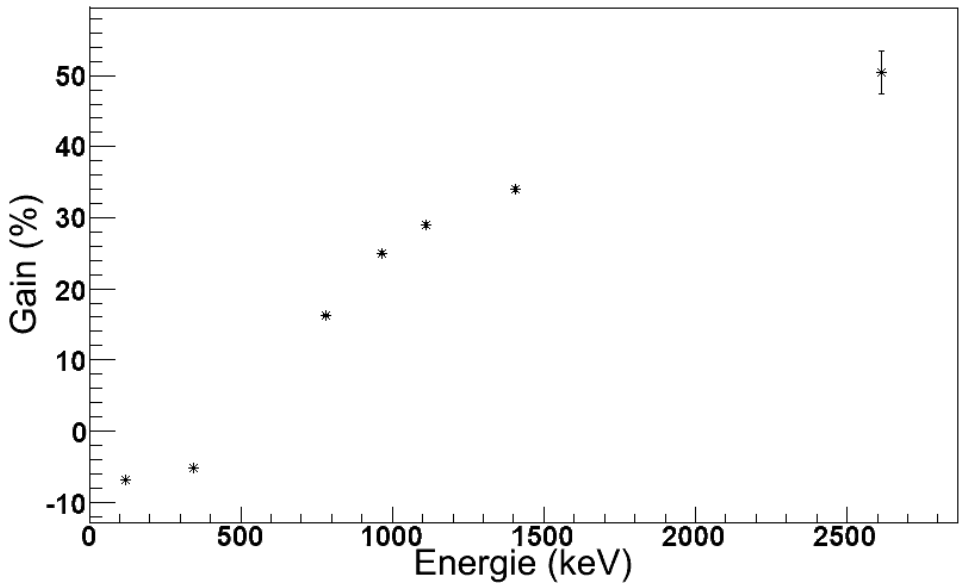


Fig II.4-7 – Gain en pourcentage en fonction de l'énergie du γ incident. Les transitions observées avec la source d'^{152}Eu ont été utilisées, ainsi que les raies de bruit de fond ambiant du ^{40}K à 1460.8 keV et du ^{208}Ti à 2615.4 keV.

II.5. Test de la méthode d'analyse à l'aide du noyau de ^{28}Ne

Le noyau de ^{28}Ne, et notamment sa décroissance β vers le ^{28}Mg, a déjà fait l'objet d'une étude [29]. Ce noyau était un contaminant dans notre expérience, mais nous avons choisi d'en garder en limitant le comptage de manière à pouvoir comparer à d'autres expériences. Environ 3 10^6 noyaux de ^{28}Ne ont été implantés durant le réglage optimisé sur la production de ^{26}F. Cette partie a pour but de vérifier et de valider la méthode d'analyse précédemment décrite dans ce chapitre à l'aide du ^{28}Ne en comparant les résultats obtenus avec ceux issus de l'étude préalable sur ce noyau. Lors de cette étude, deux raies γ précédemment inconnues ont en plus été observées. Le noyau de ^{28}Ne a également été utilisé pour déterminer les efficacités γ, les données qui auraient dû servir à leur détermination n'ayant pas été sauvées suite à de graves problèmes informatiques en fin d'expérience.

II.5.1. Décroissance β du ^{28}Ne

La chaine de décroissance β du ^{28}Ne est représentées Fig II.5-1. Son temps de demi-vie est de 18.4 (5) ms et son β-n est de 12 (1) % [29]. L'état fondamental du ^{28}Ne étant un état 0^+, les seuls états peuplés dans le ^{28}Na seront, d'après les règles de sélections β, les états 1^+ ($\Delta J = \pm 1$ et $0^+ \rightarrow 0^+$ interdit). Suivant ces mêmes règles, les états peuplés dans les noyaux fils de la chaine de décroissance β du ^{28}Ne seront les états :

- 0^+, 1^+ et 2^+ pour le ^{28}Mg, l'état fondamental du ^{28}Na étant 1^+.
- 0^+ et 1^+ pour le ^{28}Al, l'état fondamental du ^{28}Mg étant 0^+.
- 2^+, 3^+ et 4^+ pour le ^{28}Si, l'état fondamental du ^{28}Al étant 3^+.

Les schémas des niveaux des noyaux peuplés dans la chaine de décroissance β du ^{28}Na sont présentés sur les figures ci-dessous. Les raies γ associées sont répertoriées dans les tableaux suivants, avec leurs intensités absolues respectives. Ces informations sont tirées des références [30] pour le ^{28}Mg, [31] pour le ^{28}Al et pour le ^{28}Si.

La décroissance β du ^{28}Ne peut également se produire vers des états non liés par émission neutron du ^{28}Na. Cela mène donc à la chaine de décroissance β-n partant du noyau ^{27}Na. Le seul état excité dont la population a été observée lors de la décroissance *β-n* du ^{28}Ne vers le ^{27}Na est le premier état excité à 63 keV d'énergie d'excitation [29]. Les schémas de niveaux des noyaux peuplés dans la chaine de décroissance du ^{27}Na sont présentés sur les figures en fin de paragraphe. Ces informations sont tirées des références [30] pour le ^{27}Mg et [32] pour le ^{27}Al.

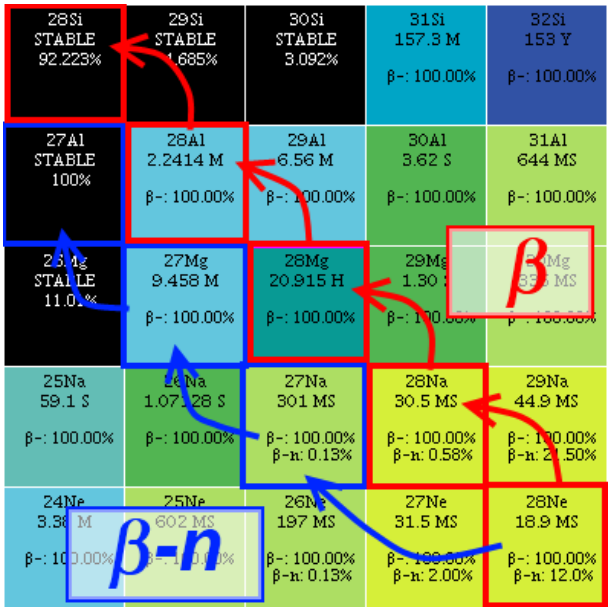


Fig II.5-1 –Chaine de décroissance β du ^{28}Ne jusqu'au ^{28}Si qui est un noyau stable.

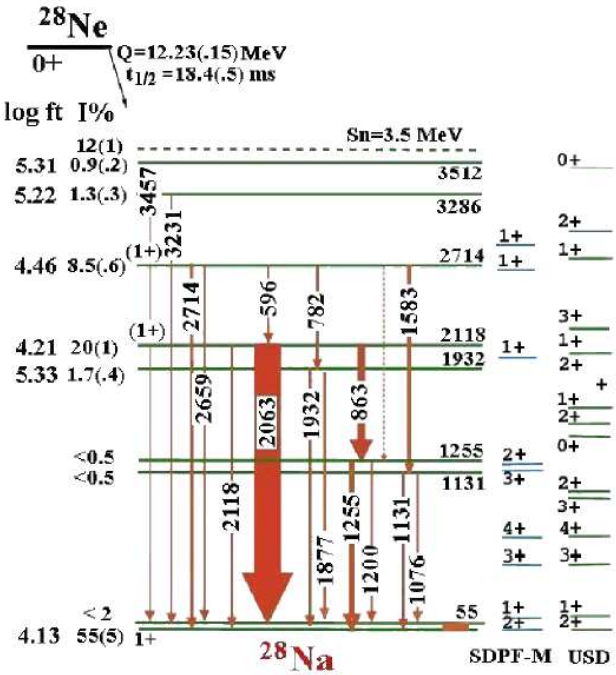


Fig II.5-2 - Schéma de niveau du ^{28}Na peuplé par décroissance β du ^{28}Ne issu de [29]

Energie (keV)	Intensité absolue (pour 100 décroissances)	Erreur (%)
55	14.63	1.53
596	1.29	0.16
782	1.68	0.20
863	4.38	0.38
1076	1.41	0.20
1131	1.28	0.19
1200	1.23	0.19
1255	3.21	0.34
1584	2.35	0.30
1877	1.81	0.27
1932	1.58	0.25
2063	15.62	1.10
2118	1.34	0.25
2659	1.29	0.25
2715	1.87	0.31
3231	1.26	0.27
3457	0.94	0.23

Tableau II.5-1 - Energies et intensités absolues des transitions γ connues du ^{28}Na d'après [33].

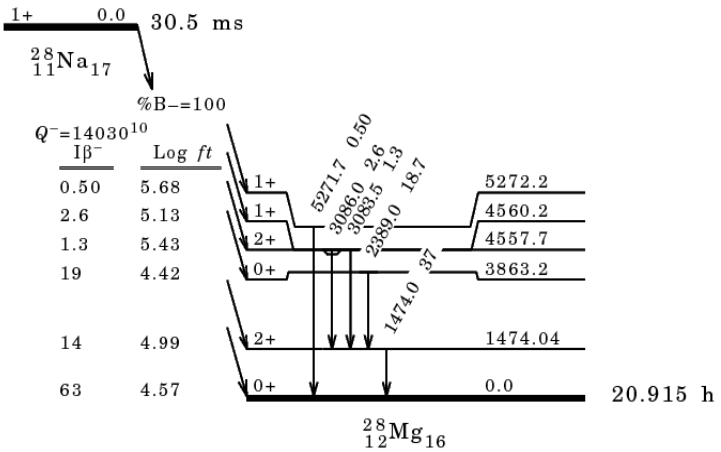


Fig II.5-3 - Schéma de niveau du ^{28}Mg peuplé par décroissance β du ^{28}Na issu de [30].

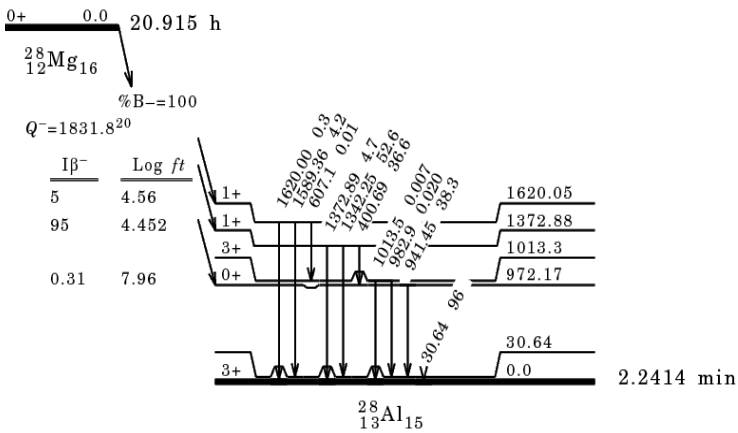


Fig II.5-4 - Schéma de niveau du ^{28}Al peuplé par décroissance β du ^{28}Mg issu de [31]

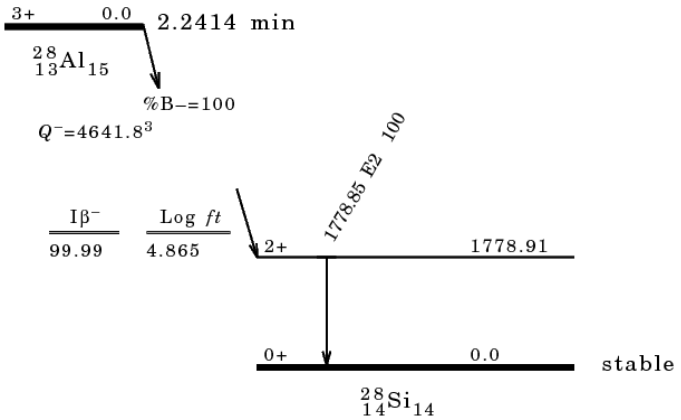


Fig II.5-5 - Schéma de niveau du ^{28}Si peuplé par décroissance β du ^{28}Al issu de [^{31}].

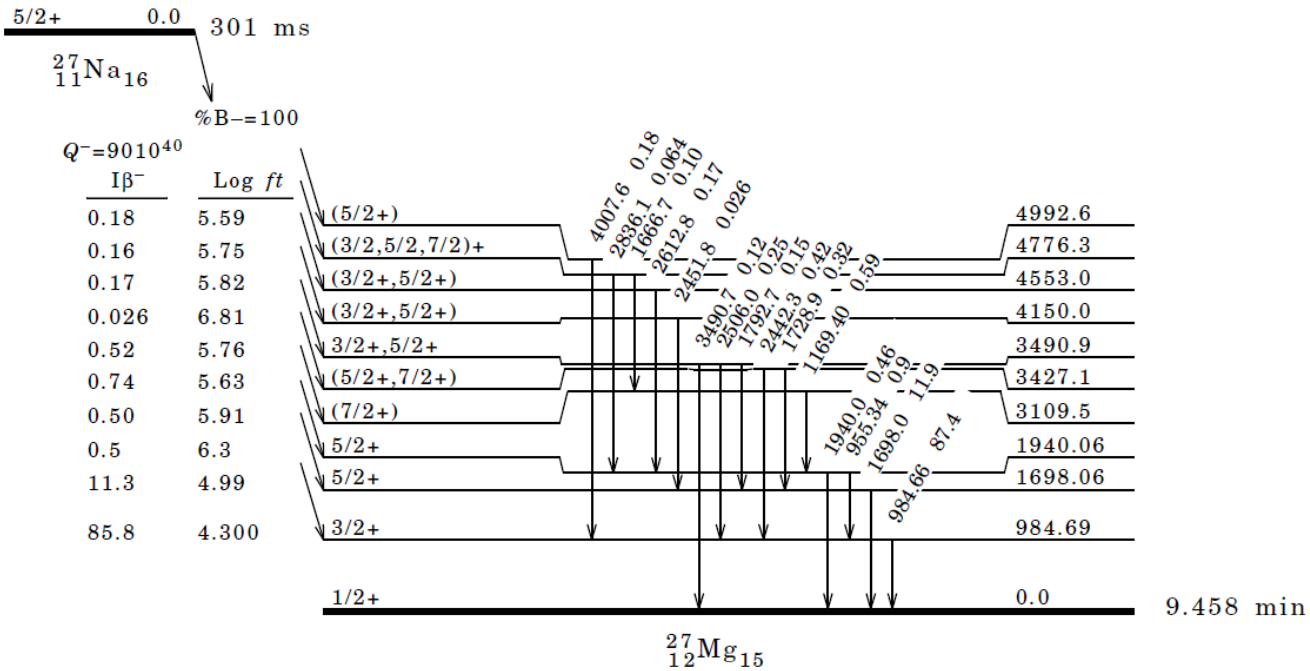


Fig II.5-6 - Schéma de niveau du ^{27}Mg peuplé par décroissance β du ^{27}Na issu de [^{30}].

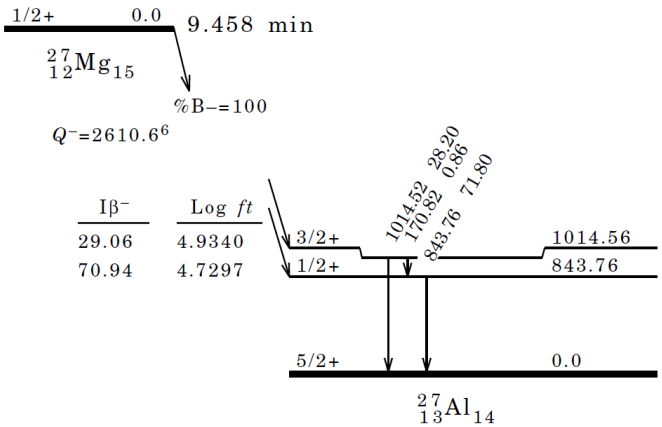


Fig II.5-7 - Schéma de niveau du ^{27}Al peuplé par décroissance β du ^{27}Mg issu de [^{32}].

II.5.2. Raies γ observées pour la corrélation avec du ^{28}Ne

Le spectre présenté Fig II.5-8 montre les énergies des rayonnements γ corrélés à un noyau de ^{28}Ne, détectés moins de 40 ms après l'implantation (en bleu), soit environ deux fois la durée de vie du ^{28}Ne. Sur cette figure est également représenté le spectre en énergie de ces mêmes rayonnements γ, mais cette fois ci détectés entre 120 ms et 1000 ms après l'implantation. Cet intervalle en temps est choisie de manière à ce que le nombre de décroissance de ^{28}Ne soit sensiblement le même qu'entre 0 et 40 ms après l'implantation.
La comparaison des deux permet ainsi de classer les raies observées en trois catégories :

- celles provenant de la désexcitation du ^{28}Na, produit dans ses états excités par la décroissance β du ^{28}Ne. Ces raies γ domineront dans le spectre du haut (bleu) car produites les premières dans la chaine de décroissance β du ^{28}Ne.
- celles effectivement issues de la chaine de décroissance du ^{28}Ne, mais provenant de la décroissance β des noyaux fils du ^{28}Na. Ces raies γ domineront dans le spectre du bas (rouge) car provenant de noyaux produits plus tardivement dans la chaine de décroissance.
- celles provenant du bruit de fond, c'est-à-dire les rayonnements γ détectés aléatoirement en coïncidence avec un β corrélé à un noyau de ^{28}Ne. Ces rayonnements γ peuvent provenir soit du bruit de fond typique de la salle d'expérience, soit de la décroissance des autres noyaux implantés plus tôt dans le même pixel, ou dans les pixels voisins. Ces corrélations étant totalement aléatoires, les transitions auront la même intensité dans les deux spectres.

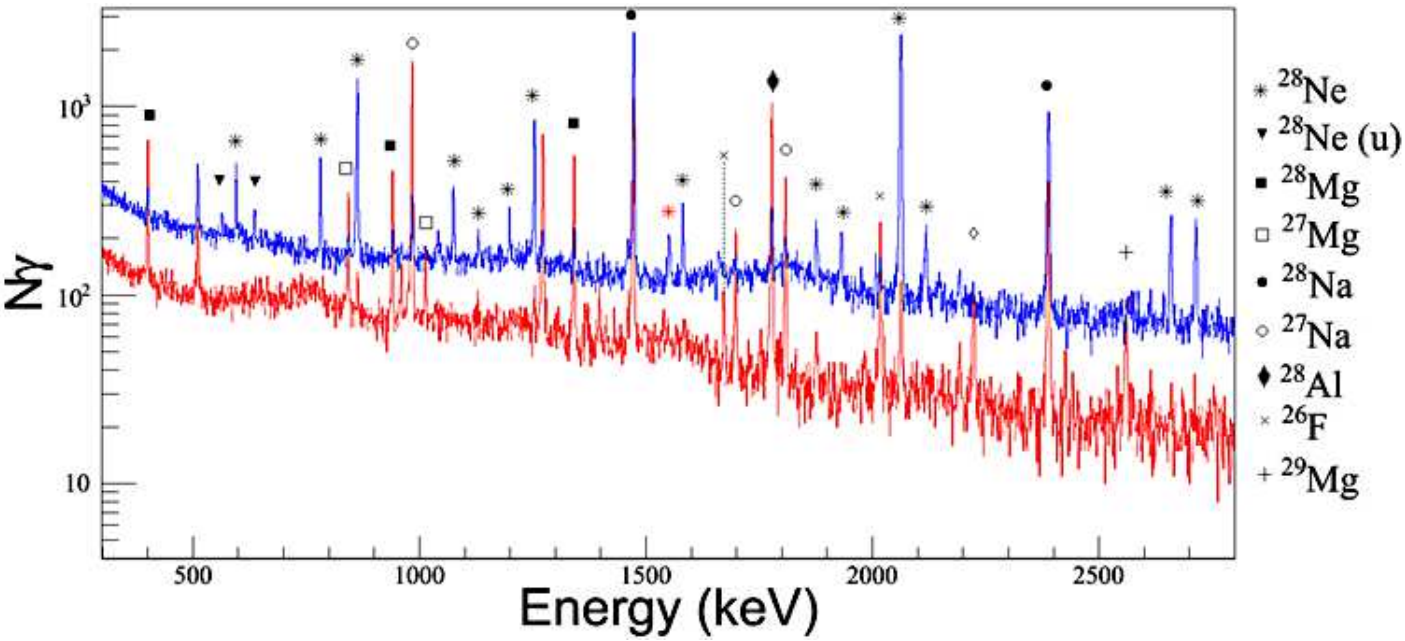


Fig II.5-8 - Spectres en énergies pour des rayonnements γ corrélés à un noyau de ^{28}Ne. En bleu (haut), les γs ont été détectés moins de 40 ms après une implantation. En rouge (bas) entre 120ms et 1000ms après l'implantation. Les raies sont annotées en fonction du noyau dont la décroissance β peuple l'état à l'origine de la transition γ dans le noyau fils.

On repère ainsi les raies connues du ^{28}Na listées dans la partie II.5.1 excepté les raies à 3231 keV et 3457 keV. Ces deux transitions possèdent pourtant des branchements β similaires à ceux des transitions à 2659 keV et 2715 keV (~1%) qui ressortent très bien du bruit de fond (Fig II.5-8). Seule une importante différence d'efficacité de détection γ pourrait expliquer la non observation des deux raies au-dessus de 3 MeV. Leur cas est rediscuté dans la partie traitant de la détermination de ces efficacités de détection γ (partie II.6.2). La raie à 55 keV n'est pas considérée ici, et ne le sera pas par la suite, car le traitement que nous avons dû réaliser pour calibrer les cristaux de Germaniums (partie II.4.1) rend l'exploitation des énergies inférieures à 150 keV impossible. On note également la présence de trois raies γ non répertoriées dans le tableau cité précédemment mais respectant les conditions d'attributions au ^{28}Na. Ces raies possèdent des énergies de 565 keV, 635 keV et 1552 keV. La raie à 1552 keV (repérée par une étoile rouge sur la Fig II.5-8) correspond au simple échappement d'un électron d'une paire, créée par la transition à 2063 keV du ^{28}Na tandis que les deux autres raies n'ont pas d'identification immédiate et nécessitent une analyse plus approfondie (voir partie III.2.2).

Pour la même raison que celle citée précédemment à propos de la raie à 55 keV, il ne nous est pas possible de nous prononcer sur le peuplement par la décroissance *β-n* du ^{28}Ne du premier état excité à 66 keV dans le ^{27}Ne. Cependant aucune raie γ provenant de niveaux d'énergie plus élevée dans le ^{27}Ne n'est observée. Cela est en accord avec [29]. Plusieurs raies γ provenant de niveaux excités du ^{27}Mg, ^{27}Al et ^{27}Si sont cependant observées, montrant que le pourcentage P_n de décroissance *β-n* du ^{28}Ne n'est pas nul.

II.5.3. Effet des conditions de corrélation

Les spectres présentés dans la sous partie précédente ont été obtenus en utilisant le premier β détecté après l'implantation du noyau de ^{28}Ne pour effectuer la corrélation. Il est cependant possible de considérer les β suivants de la même manière. La Fig II.5-9 montre une comparaison entre les énergies des γ détectés en coïncidence avec le premier β corrélé à une implantation de ^{28}Ne (haut en bleu), le deuxième β (milieu en rouge) et le troisième (bas en vert) sans conditions en temps. On remarque un changement des intensités relatives des raies en fonction du numéro du β considéré. Dans le premier cas, les raies issues de la désexcitation du ^{28}Na, qui est le premier noyau peuplé dans la chaine de décroissance β du ^{28}Ne, dominent. Ce sont celles du ^{28}Mg (noyau suivant le ^{28}Na dans la chaine de décroissance) qui sont les plus abondantes dans le deuxième. De même pour le troisième, on note logiquement que les raies provenant du ^{28}Al y sont plus intense. Cependant on commence également à voir une corrélation aléatoire plus importante avec le gain en intensité important (~120%) pour la raie à 2017.6 keV provenant de noyaux de ^{26}F implantés dans des pixels adjacents.
On peut ainsi vérifier le conditionnement optimal à appliquer sur les corrélations pour obtenir le meilleur rapport Signal sur Bruit (S/B). La Fig II.5-10 présente la comparaison pour le ^{28}Ne de trois spectres obtenus en utilisant uniquement le premier β pour la corrélation (haut en bleu), les deux premiers β (milieu en rouge, multiplié par 0.53) et les trois premiers (bas en vert, multiplié par 0.44). Les facteurs multiplicatifs ont été choisis arbitrairement de manière à pouvoir visualiser immédiatement la condition donnant le meilleur rapport S/B.

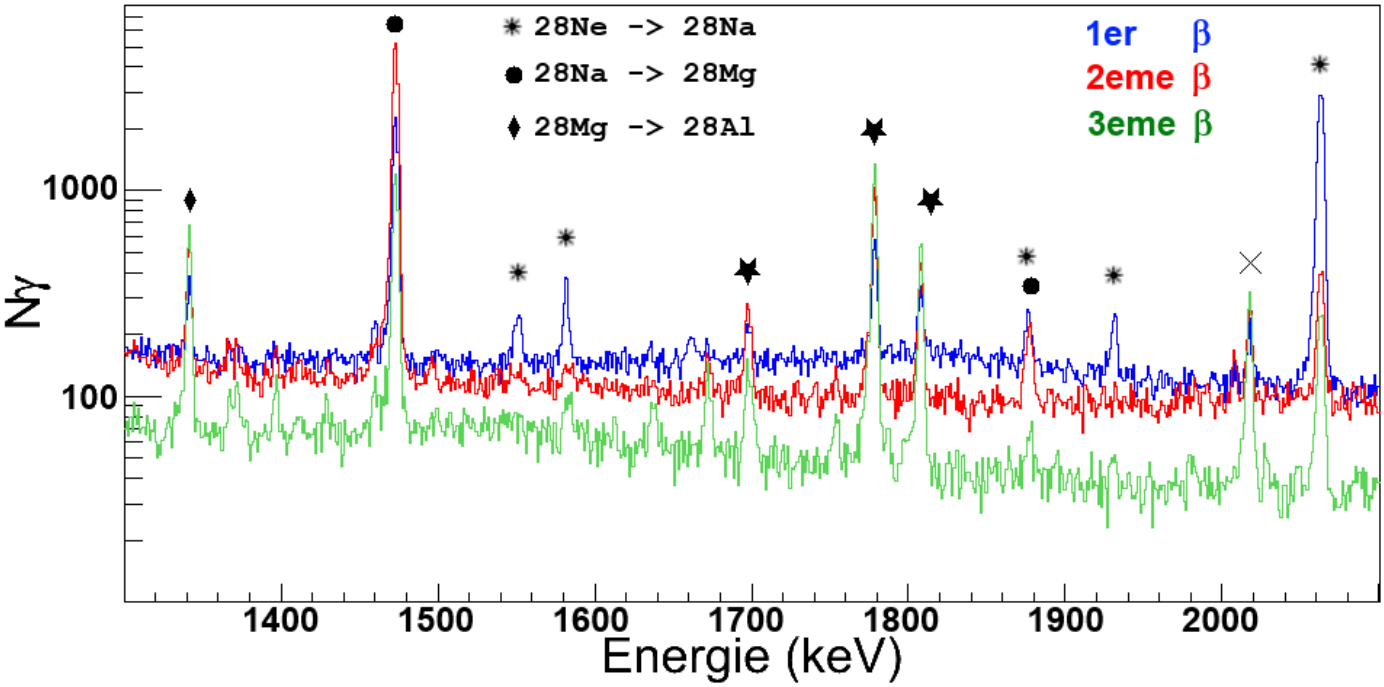


Fig II.5-9 – Spectres en énergie des γ détectés en coïncidences avec un β corrélé à un ^{28}Ne. Seul le premier β est considéré pour le spectre du haut (bleu), le deuxième pour celui du milieu (rouge) et enfin le troisième pour celui du bas (vert). Les étoiles sont utilisées pour annoter les transitions provenant de la partie β-n de la décroissance du ^{28}Ne. La croix marque une raie de corrélation fortuite (^{26}F).

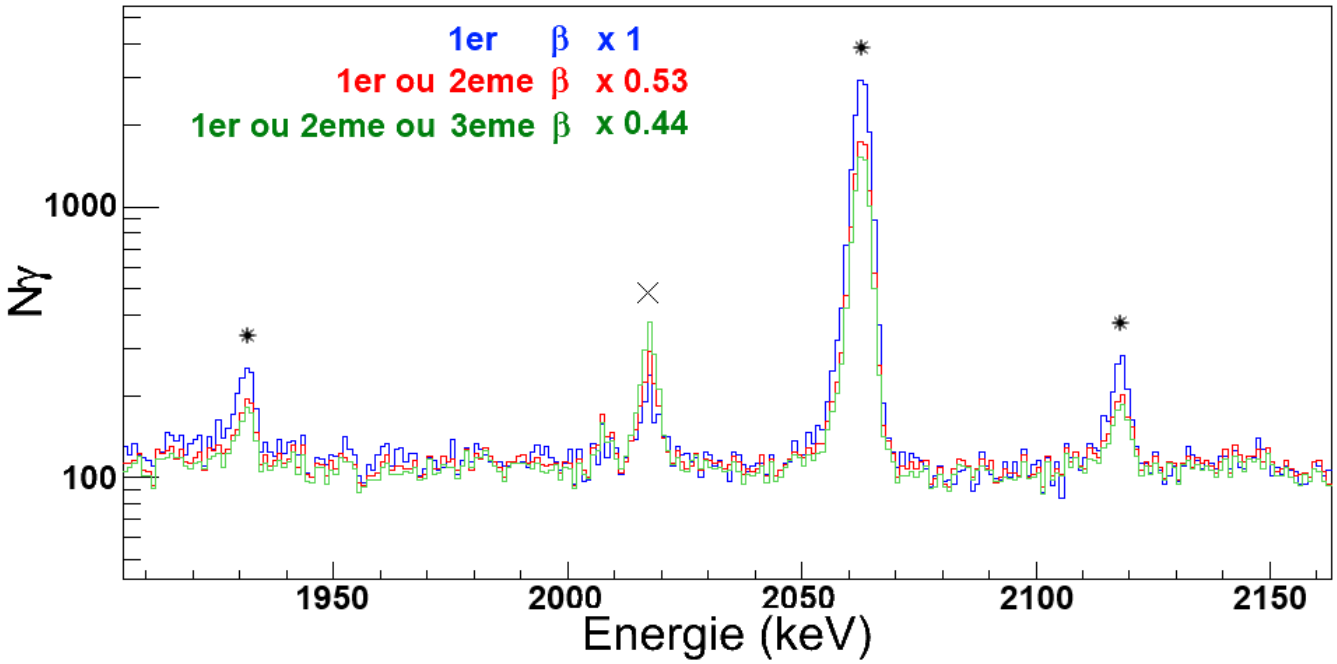


Fig II.5-10 – Comparaison du rapport Signal sur Bruit en fonction du nombre de β acceptés après l'implantation pour effectuer la corrélation avec un ion lourd. Pour le ^{28}Ne, la condition donnant le meilleur rapport S/B sera donc de n'utiliser que le premier β détecté après l'implantation. Les symboles utilisés pour les annotations sont les mêmes que pour la figure du dessus.

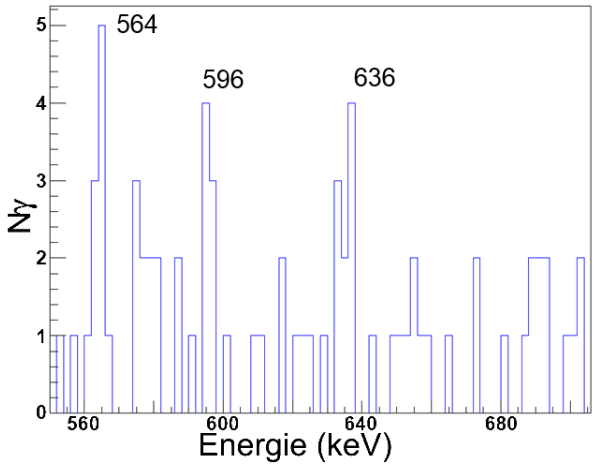
Ces trois spectres ont été remis à la même échelle pour permettre une comparaison visuelle du rapport S/B. Dans le cas du noyau de ^{28}Ne (dont les transitions sont repérées par une étoile noire), on voit immédiatement que ce rapport est le meilleur lors de l'utilisation du premier β uniquement. Cela s'explique par la durée de vie courte (18.4 ms) de ce noyau. Pour des noyaux comme le ^{24}O possédant des durées de vie plus longues (de l'ordre de 70 ms) ces conditions ne seront pas identiques (voir partie III.4.1).

II.5.4. Coïncidences γ-γ pour la corrélation avec du ^{28}Ne

On vérifie ensuite que les coïncidences connues entre les raies du ^{28}Na sont bien observées. Les raies présentant la statistique la plus forte, i.e. les raies à 2063 keV, 1255 keV et 863 keV, sont utilisées. D'après le schéma de niveau de la Fig II.5-2, les coïncidences attendues sont :

- la raie à 596 keV en conditionnant par le γ de 2063 keV.
- les raies à 782 keV et 863 keV en conditionnant par le γ de 1255 keV.
- les raies à 596 keV, 1255 keV et 1200 keV en conditionnant par le γ de 863 keV.

Les coïncidences susmentionnées sont effectivement observées et visible sur les figures ci-dessous.



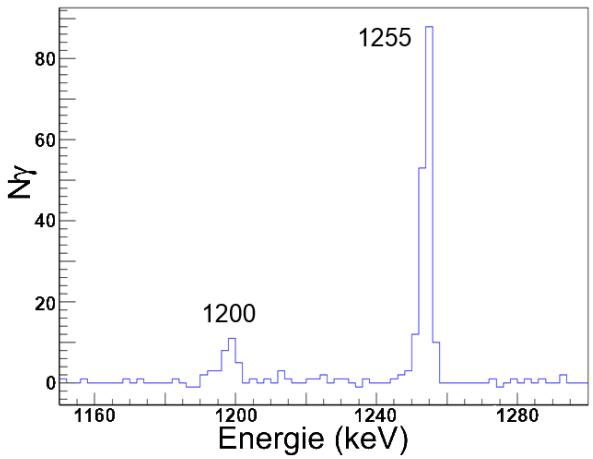


Fig II.5-11 – Rayonnements γ en coïncidences avec la transition à 863 keV dans le ^{28}Na. Pour des raisons d'échelle, le spectre a été séparé en deux.

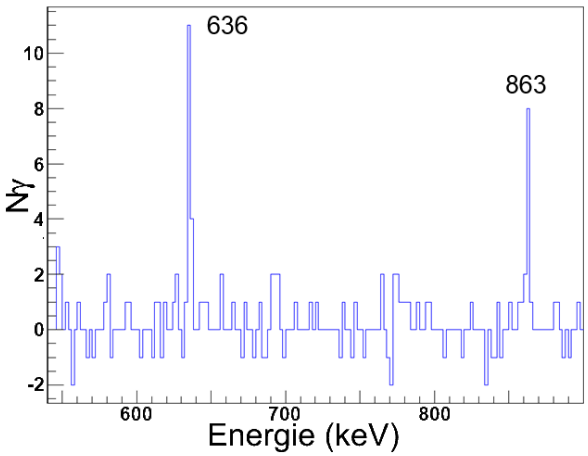


Fig II.5-13 – Rayonnements γ en coïncidences avec la transition à 564 keV dans le ^{28}Na

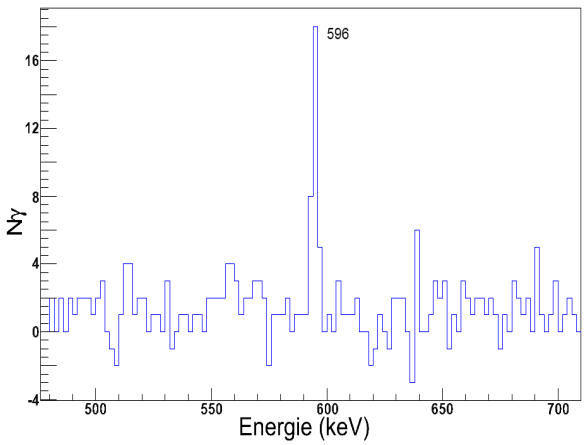


Fig II.5-12 – Rayonnements γ en coïncidences avec la transition à 2063 keV dans le ^{28}Na.

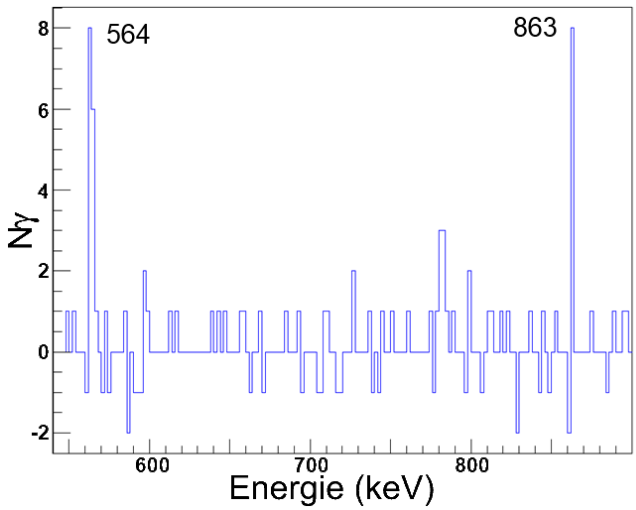


Fig II.5-14 – Rayonnements γ en coïncidences avec la transition à 636 keV dans le ^{28}Na

Cependant, dans le cas de la raie à 863 keV, deux pics supplémentaires et non observés dans la référence [29] sont présents aux énergies des deux transitions non identifiées précédemment, soit à 564.3 et 635.5 keV. De plus, la somme de ces deux énergies est égale à 1200 keV, ce qui correspond à la transition connue dans le ^{28}Na du niveau à 1255 keV (niveau d'arrivé de la transition à 863 keV) vers le niveau à 55 keV. Cela permet d'affirmer la présence d'un état jusqu'alors non observé dans le ^{28}Na situé entre le niveau à 55 keV et celui à 1255 keV. La position exacte de cet état est discutée plus loin dans la partie III.2.2.

II.5.5. Durée de vie associée aux raies γ du ^{28}Ne

Comme expliqué dans la partie traitant de l'électronique, la différence en temps entre la détection d'un évènement β et/ou γ et l'implantation d'un ion lourd est connue. Les figures ci-dessous présentent le nombre de γ détectés dans le pic à 2063 keV et 863 keV respectivement, en fonction de la différence en temps entre la détection de ces γ et l'implantation de l'ion de ^{28}Ne auquel ils sont corrélés. Ce graphe est tout simplement l'activité relative à la transition de l'état à 2118 keV vers l'état à 55 keV dans le ^{28}Na. Celle-ci s'écrit :

$$A(t) = \lambda \cdot N_\gamma \cdot e^{-\lambda t} + F_{bdf}(t)$$

Avec $\lambda = \ln(2)/t_{1/2}$, où $t_{1/2}$ est le temps de demi vie du noyau, N_γ le nombre total de γ détecté pour la transition étudiée et $F_{bdf}(t)$ la fonction décrivant le bruit de fond.
C'est cette fonction qui est utilisée pour ajuster les profils de temps de vie des différentes transitions.
Les temps de demi-vie extraits sont 18.6 (2) ms pour la raie à 2063 keV et 18.2 (5) ms pour celle à 863 keV, ce qui est en accord avec la précédente mesure de 18.4 (5) ms [29].

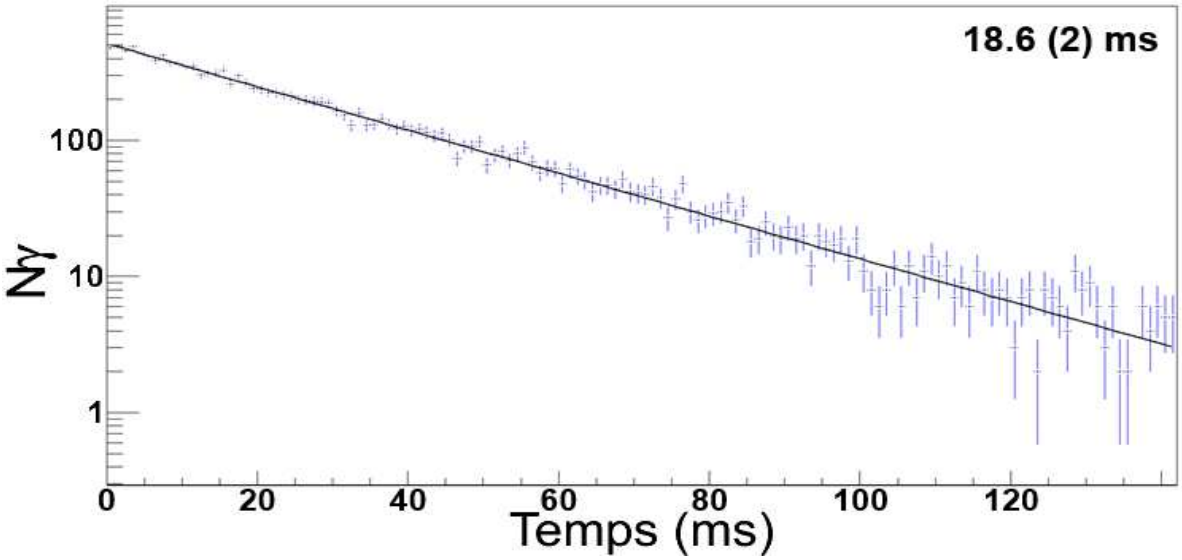


Fig II.5-15 – Temps de vie associé à la transition à 2063 keV du ^{28}Na. L'axe Y est en échelle logarithmique.

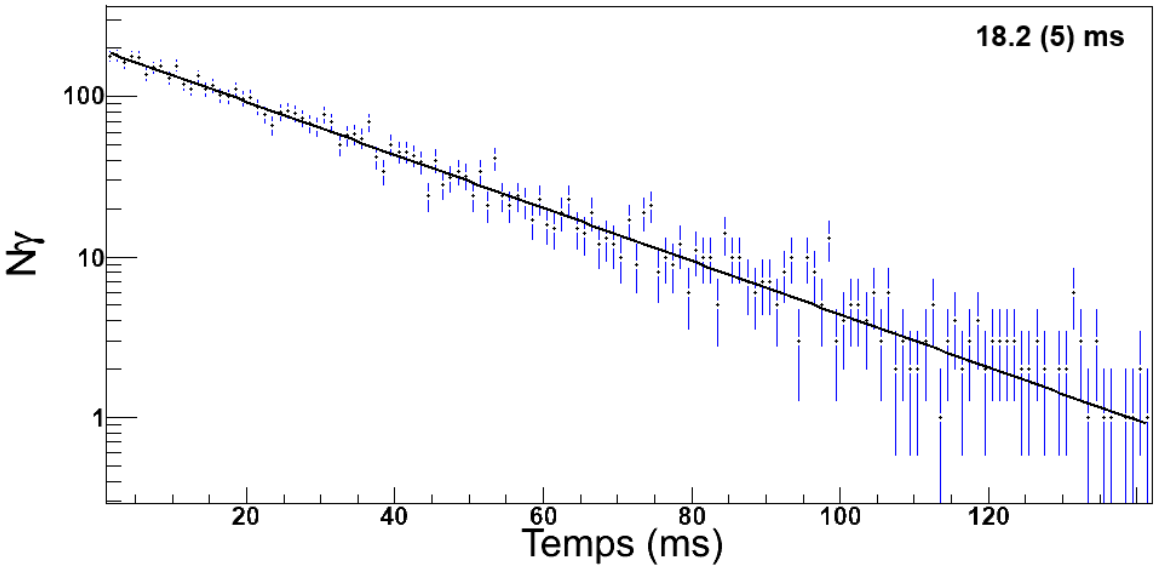


Fig II.5-16 - Temps de vie associé à la transition à 863 keV du ^{28}Na. L'axe Y est en échelle logarithmique.

II.6. Efficacités de détection des rayonnements β et γ

II.6.1. Première méthode de détermination de l'efficacité β

Les efficacités de détections des rayonnements β par le DSSSD vont être fonction du noyau qui a été implanté puisque les Q_β de ces derniers sont différents ainsi que leurs positions d'implantation dans le détecteur (dans le plan (X,Y) mais également en terme de profondeur).
La méthode utilisée ici consiste simplement en un comptage du nombre de rayonnements γ détectés dans un pic issu d'une transition connue retardée par la décroissance β du ^{28}Ne, lorsque l'on applique ou non une condition de coïncidence entre les rayonnements γ détectés et des rayonnements β corrélés à un noyau de ^{28}Ne implanté. Le rapport des deux résultats donne directement l'efficacité de détection β pour les conditions de corrélation utilisées.
On applique alors cette méthode à la raie la plus intense du ^{28}Na, à savoir la raie à 2063 keV, en n'acceptant que le premier β jusqu'à 120 ms après l'implantation pour effectuer la corrélation. Le rapport des intensités des deux raies citées précédemment donne $\varepsilon_\beta(^{28}Ne) = 48$ (1) %. Cette valeur assez faible s'explique par le fait que, comme vu dans la partie II.2.3, les noyaux de ^{28}Ne sont implantés en bord de détecteur et à une faible profondeur. Ainsi environ la moitié des rayonnements β émis lors de la décroissance des noyaux de ^{28}Ne implantés le sont dans des directions non favorables à leur détection dans le DSSSD, ce qui est conforme à la valeur d'efficacité trouvée.
Il faut noter que les efficacités de détection β déterminées dépendent du nombre de β maximal accepté pour la corrélation avec l'implantation d'un ion lourd ainsi que le temps maximal choisi pour accepter ou non une corrélation β – ion lourd. Par exemple, en acceptant les trois premiers β détectés après l'implantation d'un noyau de ^{28}Ne pour réaliser la corrélation avec ce dernier, on obtient $\varepsilon_\beta(^{28}Ne) = 60$ (1) %. Puis, en restreignant le temps maximal de corrélation aux 40 premières millisecondes suivant l'implantation (environ deux fois la durées de vie du ^{28}Ne), on obtient $\varepsilon_\beta(^{28}Ne) = 45$ (1) %. Toutes les efficacités β données par la suite seront donc toujours dépendantes de ces deux paramètres, dont nous pouvons déterminer l'influence pour obtenir des rapports de branchement I_β.

II.6.2. Détermination de l'efficacité γ

II.6.2.1. Méthode

Les efficacités γ absolues pour cette expérience auraient dû être obtenues à l'aide d'une source de ^{207}Bi. Cependant des problèmes techniques au niveau de l'acquisition ont entrainé la perte des données concernant cette source. Des raies γ issues de la décroissance β des noyaux produits et dont les intensités absolues sont connues ont alors été utilisées. En comparant le nombre de rayonnements γ mesurés pour une raie donnée, avec le nombre attendus pour cette transition, on obtient les efficacités de détection γ :

$$\varepsilon_\gamma(E_\gamma) = \frac{N^{\gamma}_{mesuré}(E_\gamma)}{N_0({}^{A}_{Z}X) \cdot \varepsilon_\beta({}^{A}_{Z}X) \cdot I\gamma_{abs}(E_\gamma)}$$

Avec :

- $N_0(X)$ le nombre total de noyaux dont la raie γ considérée est issue.
- $\varepsilon_\beta(X)$ l'efficacité de détection β du DSSSD pour le noyau considéré déterminé à l'aide de la méthode décrite dans la partie II.6.1.
- $I\gamma_{abs}(E_\gamma)$ l'intensité γ absolue (pour 100 décroissances) de la transition d'énergie E_γ extraits de [33].

II.6.2.2. *Les noyaux utilisés*

Pour obtenir un nombre de point couvrant une gamme en énergie maximale, les raies suivantes vont être utilisées :

- Les raies à 863, 1255, 2063 et 2659 keV, provenant de la décroissance du ^{28}Ne.
- La raie à 305 keV, provenant de la décroissance du ^{30}Na.
- La raie à 1586, 2560 et 3169 keV, provenant de la décroissance du ^{29}Na.

Si le ^{28}Ne a été présenté dans la partie II.5.1 et son efficacité β associée déterminée, ce n'est pas le cas des noyaux de $^{29\text{-}30}Na$. Les résultats relatifs à ces noyaux sont donc présentés ici.

Pour le ^{29}Na :
La condition de corrélation donnant le meilleure rapport S/B pour ce noyau de durée de vie intermédiaire (~40 ms) est de n'utiliser que le premier β. Le spectre en énergie des rayonnements γ corrélés au ^{29}Na est visible Fig II.6-1. Sa décroissance β a déjà été étudiée par [34]. Les branchements β et γ sont indiqués dans la référence. L'efficacité de détection β pour le noyau de ^{29}Na a été obtenue égale à $\varepsilon_\beta(^{29}Na)$ = 45 (1) %.

Le Tableau II.6-1 donne les comptages obtenus pour les trois raies choisies pour déterminer les efficacités de détection γ. Ces comptages sont évidemment réalisés en utilisant les mêmes conditions de corrélations que celles utilisées pour déterminer l'efficacité de détection β. Les intensités absolues y sont également données. Ces dernières sont obtenues à partir des données présentées dans la référence [34].

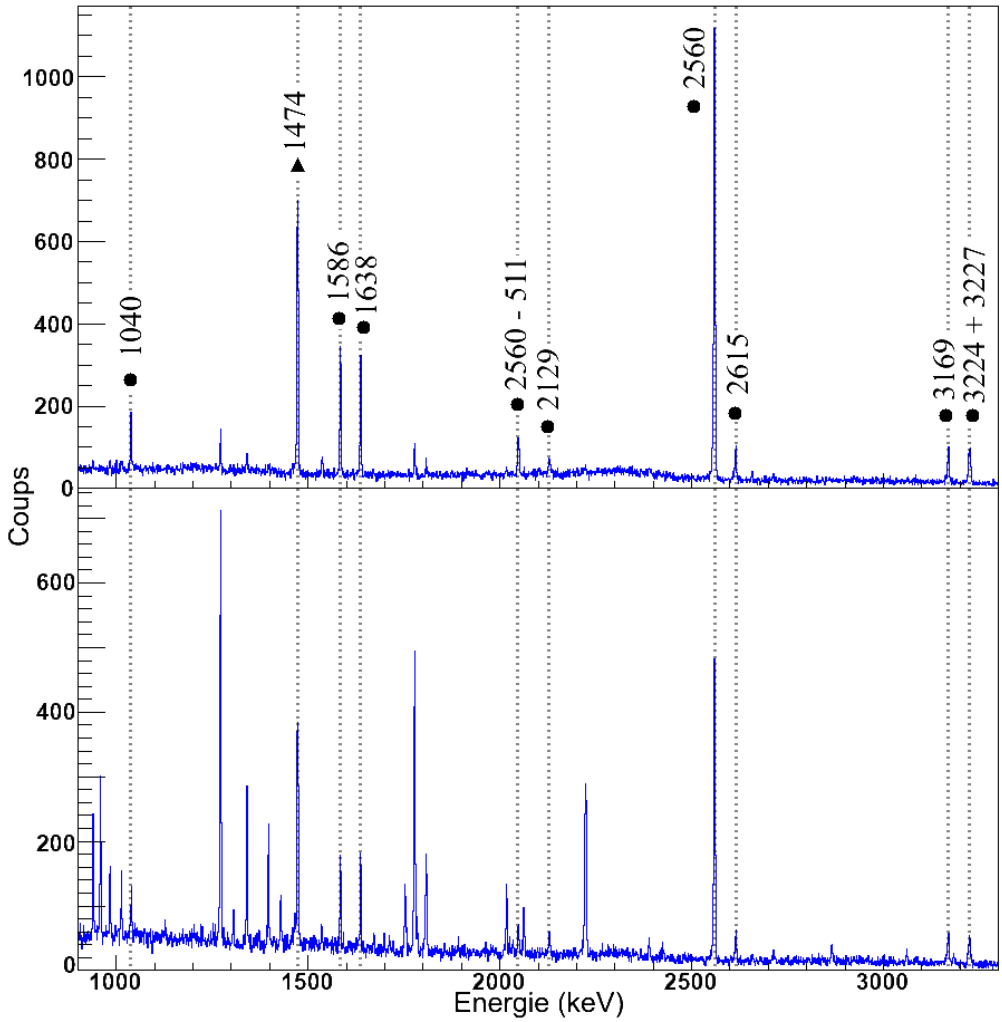


Fig II.6-1 – Spectre en énergie des rayonnements γ corrélés au noyau de ^{29}Na, détectés moins de 40 ms après l'implantation (panneau haut) et entre 80 et 2500 ms après l'implantation (panneau bas). Les raies provenant de la filiation du ^{29}Mg ou de corrélations fortuites sont plus intenses dans du bas que dans celui du haut et sont ainsi clairement identifiables. Les raies annotées à l'aide d'un point noir (triangle noir) proviennent de la décroissance du ^{29}Na sur des états liés (non liés par émission neutron) du ^{29}Mg.

Energie (keV)	N_γ	ΔN_γ	$I\gamma_{abs}$ (%)	$\Delta\ I\gamma_{abs}$ (%)
1586	3043	70	5.7	1.1
2560	14265	136	36.1	6.9
3169	1357	46	3.7	0.8

Tableau II.6-1 – Comptage et intensités absolues (extraites de [34]) pour les trois raies issues de la décroissance β du ^{29}Na choisies pour déterminer les efficacités γ.

Pour le ^{30}Na :

Le noyau de ^{30}Na a été très peu produit lors de l'expérience. La statistique est donc insuffisante pour faire les comptages de ses raies les moins intenses en utilisant que le premier β détecté après l'implantation pour effectuer les corrélations. Les conditions sur le nombre de β maximal acceptés ont donc été relâchées pour ce noyau. La conséquence en terme

d'efficacité β est une augmentation de cette dernière bien que les noyaux de ^{30}Na soient implantés à l'entrée du DSSSD. Le spectre en énergie des rayonnements γ détectés en coïncidence avec un β corrélé à une implantation de ^{30}Na est présenté Fig II.6-2. La durée de vie du noyau de ^{30}Na est 48 (2) ms et son taux de décroissance β vers les états non liés par émission neutron du ^{30}Mg est 30 (4) % [30].
La raie à 1482.1 keV a été choisie, étant la plus intense et fournissant donc la mesure la plus précise. Son comptage est de 155 (14) coups sans conditions de corrélation β et 88 (10) coups en corrélant avec des β détectés moins de 300 ms après l'implantation. On obtient donc pour ces conditions de corrélation une efficacité $\varepsilon_\beta(^{30}Na)$ = 57 (11) %.

L'intégrale de la raie à 306 keV donne 42 (8) coups. Son intensité absolue étant de 5.1 (4) % [30], on obtient alors l'efficacité de détection γ pour une énergie de 306 keV (sachant que le nombre total de noyau de ^{30}Na implanté est 13898 (118))

$$\varepsilon_\gamma(306\ keV) = \frac{42}{13898 \times 0.57 \times 5.1} = 10.4\ (30)\%$$

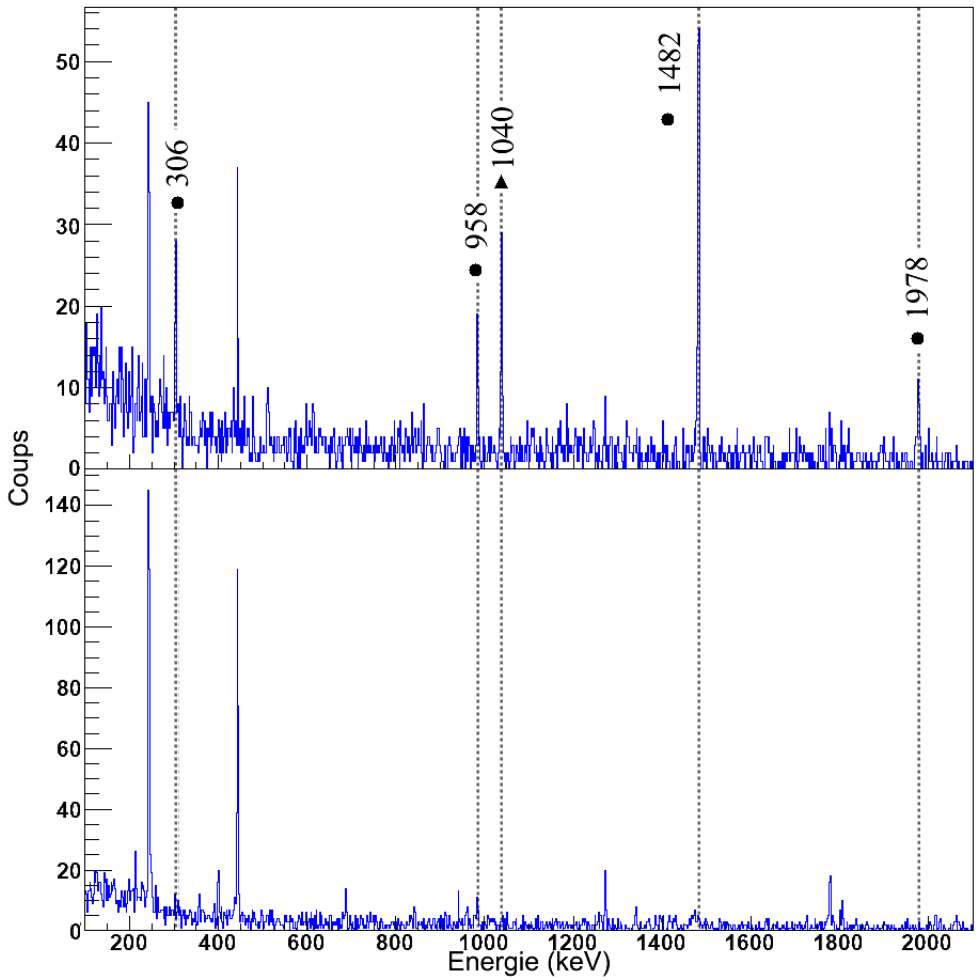


Fig II.6-2 – Energie des rayonnements γ corrélés au noyau de ^{30}Na et détectés moins de 100 ms (deux fois sa durée de vie) après l'implantation (panneau haut) ou entre 200 et 650 ms après l'implantation (panneau bas). Ces temps ont été choisis de manière à obtenir un nombre de décroissance similaire dans les deux cas. Les transitions annotées sont celles provenant de la désexcitation γ des noyaux de ^{30}Mg (points noir) et ^{29}Mg (triangle noir) peuplés respectivement lors de la décroissance β et β-n du ^{30}Na.

II.6.2.3. Mesure des efficacités de détection γ

La Fig II.6-3 représente l'efficacité γ absolue en fonction de l'énergie γ. Le Tableau II.6-2 récapitule les efficacités γ obtenues pour chaque énergie, ainsi que leurs erreurs associées. La fonction utilisée pour ajuster ces données est la suivante [35] :

$$\varepsilon_\gamma(E) = Exp\left[\left((P_0 + P_1 x + P_2 x^2)^{-P_6} + (P_3 + P_4 y + P_5 y^2)^{-P_6}\right)^{-\frac{1}{P_6}}\right]$$

Où P_0, P_1, P_2, P_3, P_4, P_5 et P_6 sont des paramètres d'ajustement, et avec :

$$x = \log\left(\frac{E}{100}\right) \ , \ y = \log\left(\frac{E}{1000}\right)$$

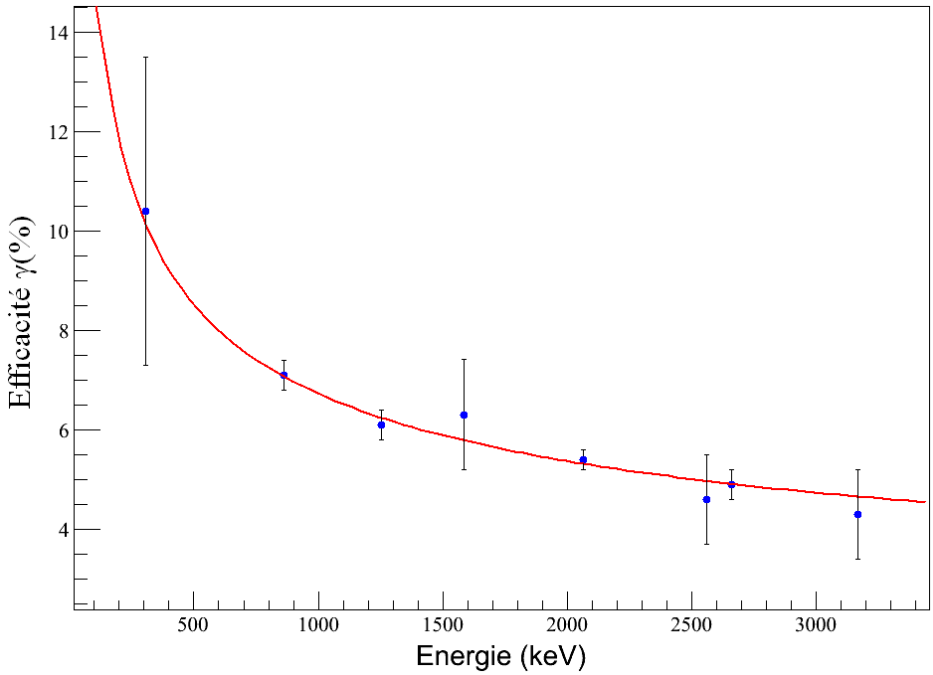


Fig II.6-3 - Efficacité de détection γ du dispositif expérimental en fonction de l'énergie γ. Ces efficacités ont été déduites des raies connues du ^{28}Ne et $^{29\text{-}30}Na$. La fonction est bien contrainte pour des énergies supérieures à 800 keV mais nettement moins bien pour les énergies inférieures.

Energie (keV)	Efficacité (%)	Erreur (%)
305 (^{30}Na)	10.4	3.0
863 (^{28}Ne)	7.1	0.3
1255 (^{28}Ne)	6.1	0.3
1586 (^{29}Na)	6.1	1.1
2063 (^{28}Ne)	5.4	0.2
2560 (^{29}Na)	4.6	0.9
2659 (^{28}Ne)	4.9	0.3
3169 (^{29}Na)	4.3	0.9

Tableau II.6-2 – Récapitulatif des efficacités γ obtenues pour les raies utilisées.

Concernant les deux transitions γ observées à 3231 keV et 3457 keV dans la référence [29] et absentes de notre étude, nous pouvons estimer que les efficacités γ à de telles énergies seraient respectivement de 4.5 (6) % et 4.4 (6) %. Nous aurions donc dû voir ces deux raies lors de notre expérience, si elles avaient appartenu à la décroissance β du ^{28}Ne vers le $^{28\text{-}27}$Na. Leur absence n'impacte cependant pas les intensités γ absolues pour cent décroissances des transitions du ^{28}Na utilisée ici pour extraire les efficacités γ. En effet, selon la référence [29], ces transitions auraient alimenté l'état à 55 keV qui n'a pas été utilisé ici.

II.6.3. Méthode alternative de détermination des efficacités β

II.6.3.1. Principe

Une fois que les efficacités de détection des rayonnements γ en fonction de leur énergie sont connues, une autre méthode peut être utilisée. Celle-ci repose sur la connaissance des intensités absolues I_γ d'une transition dans le noyau fils (intensité de la transition observés pour 100 décroissances β du noyau père). En effet, la valeur N_0 (nombre total de noyau implanté durant l'expérience) pour un noyau particulier est :

$$N_0({}^A_ZX) = \frac{N^\gamma_{mesuré}(E_\gamma)}{\varepsilon_\beta({}^A_ZX) \cdot \varepsilon_\gamma(E_\gamma) \cdot I\gamma_{abs}(E_\gamma)}$$

donc

$$\varepsilon_\beta({}^A_ZX) = \frac{N^\gamma_{mesuré}(E_\gamma)}{N_0({}^A_ZX) \cdot \varepsilon_\gamma(E_\gamma) \cdot I\gamma_{abs}(E_\gamma)}$$

avec les mêmes notations que précédemment. Ainsi, en connaissant au moins l'intensité γ absolue pour cent décroissance ($I\gamma_{abs}(E_\gamma)$ dans la formule ci-dessus) pour une transition γ et en intégrant le pic lui correspondant (pour obtenir $N^\gamma_{mesuré}(E_\gamma)$ de la formule ci-dessus), on obtient l'efficacité β associée au noyau étudié. Encore une fois, cette efficacité β sera fonction des conditions de corrélation utilisées pour effectuer l'intégration du nombre de γ appartenant à la transition choisie.

II.6.3.2. Test de la consistance des deux méthodes de détermination des efficacités β sur le ^{27}Ne

L'efficacité β associée au ^{27}Ne a été déterminée à l'aide des deux méthodes précédemment exposées, puis les résultats comparés entre eux. Le noyau de ^{27}Ne a été choisi car il n'a pas été utilisé pour déterminer les efficacités de détection γ. Dans le cas contraire, les deux méthodes de détermination de l'efficacité β associée à ce noyau n'auraient pas été indépendantes et cette vérification n'aurait pas de sens. La décroissance β du ^{27}Ne se produit vers le ^{27}Na dont le schéma de niveau est présenté dans la partie II.5.1. Le spectre des énergies des rayonnements

γ corrélés à une implantation de ^{27}Ne est visible Fig II.6-4. Seul le premier β détecté a été utilisé pour réaliser la corrélation. La transition à 3019 keV, présentant la statistique la plus importante et pouvant être observée clairement même sans condition de corrélation β a été choisie pour comparer les deux méthodes de détermination des efficacités β.

En utilisant la méthode de comparaison des comptages avec et sans corrélation

La transition à 3019 keV a été choisie pour réaliser les comptages. Les conditions utilisées pour la corrélation β sont de n'accepter que le premier β détecté moins de 200 ms après l'implantation. Les comptages obtenus sont les suivant :

- 1062 (51) sans condition de corrélation β.
- 414 (36) avec condition de corrélation β.

Soit $\varepsilon_\beta(^{27}Ne) = 39\ (4)\%$.

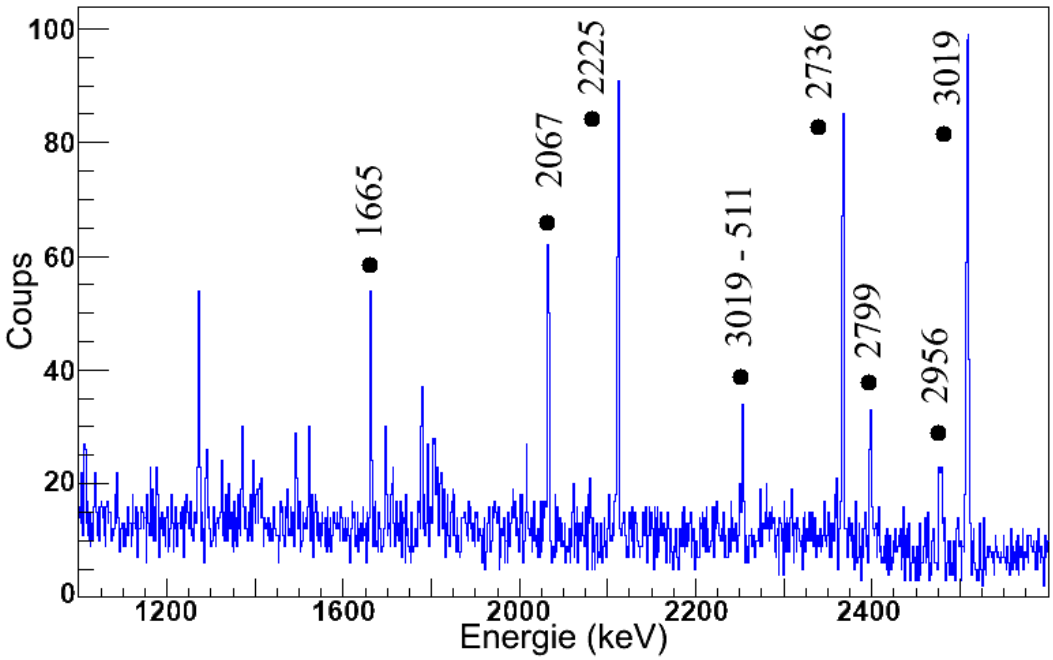


Fig II.6-4 – Energies des γ corrélés au ^{27}Ne, détectés entre 0 et 60 ms après l'implantation. Seules les raies provenant de niveaux excités du ^{27}Na sont annotées (points noirs). Les raies provenant de la filiation du ^{27}Na ont été identifié à l'aide de la méthode utilisée dans les parties II.5.2 et II.6.2.2.

En utilisant la méthode des intensités γ absolues

Les conditions de corrélation β sont les mêmes que celle utilisées pour la première méthode afin de pouvoir comparer les deux résultats. En utilisant les efficacités γ déterminées précédemment, on obtient pour une énergie de 3019 keV une efficacité de 4.6 (3) %. Sachant

que l'intensité γ absolue pour cent décroissance pour cette transition est de 8.4 (9) %, on obtient

$$\varepsilon_\beta\left({}^{27}Ne\right) = \frac{414}{0.046\times0.084\times284963} = 38\ (6)\%$$

Les valeurs de l'efficacité β associée au ^{27}Na sont donc compatibles pour les deux méthodes, validant ainsi les techniques utilisées ici pour déterminer les efficacités β et γ.

II.7. Réduction du bruit de fond

II.7.1. Traitement du détecteur Silicium « Veto »

Le détecteur de Silicium placé entre le DSSSD et le clover B, appelé veto, a permis au cours de l'expérience de vérifier la bonne implantation dans le DSSSD des ions produits par la fragmentation du faisceau primaire sur la cible. Le veto va également détecter les particules légères, ainsi que les rayonnements β émis dans sa direction par les noyaux implantés. Un spectre en énergie du veto est présenté Fig II.7-1. Les particules légères induisent la bosse visible en fin de spectre au-delà de 11000 canaux. Grâce au signal de ce détecteur Veto, nous pouvons rejeter ces évènements. En effet, ces particules légères ne déclenchant pas les détecteurs Silicium E1, E2 et E3 servant à mesurer les pertes d'énergie des ions incidents, l'utilisation du veto est la seule manière d'identifier les évènements les mettant en jeu. La Fig II.7-2 présente les spectres en énergie des rayonnements γ corrélés à une implantation de ^{28}Ne sans aucune condition sur l'énergie détecté dans le veto (spectre rouge, le moins intense), et avec la condition que l'énergie détectée dans le veto soit inférieure à 11000 canaux (spectre en bleu, le plus intense). Le premier spectre a été multiplié par 0.8, permettant de se rendre compte à l'œil de l'amélioration du rapport signal sur bruit apporté par le conditionnement sur l'énergie détectée dans le veto. Le gain concernant le rapport signal sur bruit entre le spectre conditionné par le veto et le spectre non conditionné est égal à 25 %, tandis que la perte de coups dans les pics est de 0.9%. Cette condition est donc utilisée pour réduire le bruit de fond dans les spectres γ. Cela est particulièrement vrai pour le cristal de Germanium B, placé dans l'axe du faisceau et frappé directement par ces particules légères.

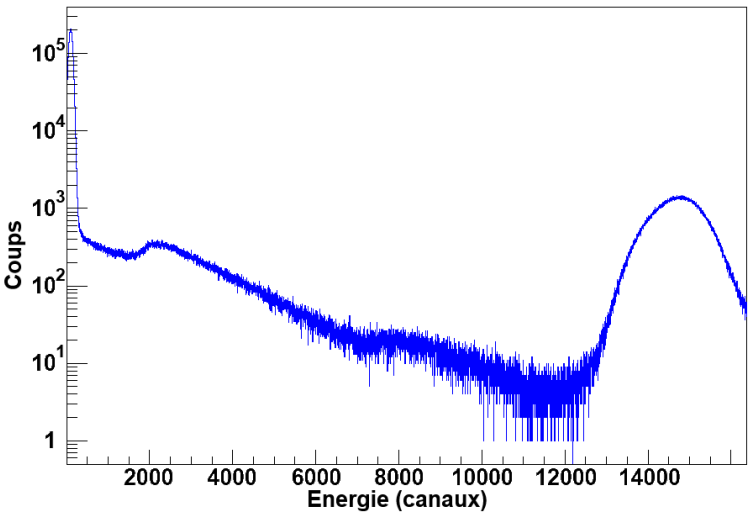


Fig II.7-1 - Spectre énergie du veto exprimé en canaux. La bosse au-delà de 12000 canaux correspond aux particules légères ayant traversé tout le dispositif expérimental, venant déposer toute ou partie de leur énergie dans le veto.

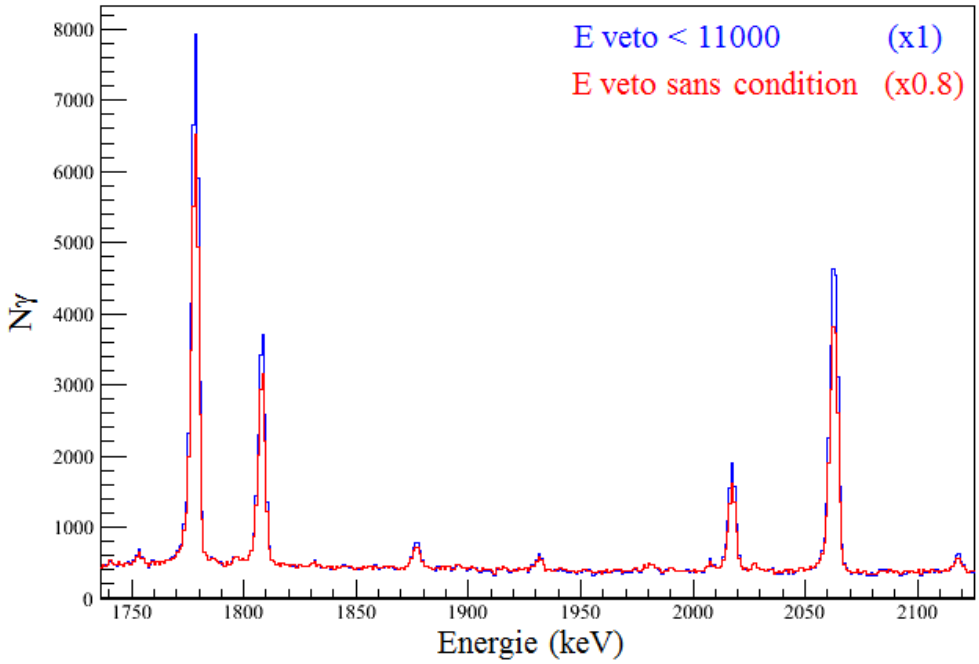


Fig II.7-2 – Spectre en énergie des rayonnements γ corrélés à une implantation de ^{28}Ne. Pour le spectre en bleu, une énergie détectée dans le détecteur Silicium Veto est requise inférieure à 11000 canaux. Pour le spectre en rouge, aucune condition sur le veto n'a été appliquée. Ce dernier a été mis à l'échelle de manière à observer directement la différence de rapport Signal/Bruit qui est amélioré d'environ 25 % par le conditionnement de l'énergie détectée dans le Veto.

Dans ce chapitre ont été présentées les méthodes de production et de sélection des noyaux d'intérêt. Le dispositif expérimental utilisé pour notre étude a également été détaillé. Le principe de réassociation d'un événement de décroissance β avec l'événement d'implantation de l'ion lourd précurseur à l'aide du DSSSD a été explicité et illustré à l'aide du noyau test de ^{28}Ne. La méthode de détermination de l'efficacité de détection des rayonnements β associé à chaque noyau implanté a aussi été présentée à l'aide du ^{28}Ne. Ce noyau a aussi été utilisé pour déterminer les efficacités de détection des rayonnements γ. Le chapitre suivant sera maintenant consacré à l'application aux autres noyaux, et en particulier le ^{26}F, de la technique d'analyse présentée ici.

Chapitre III. Résultats

Ce chapitre exposera les résultats relatifs à l'expérience et aux méthodes de traitement décrites précédemment. Une première partie sera d'abord consacrée au noyau de ^{26}F, objet principal de cette étude. Les résultats relatifs aux nouvelles données obtenues sur le ^{28}Ne, ainsi qu'aux autres noyaux produits et étudiés durant cette expérience seront ensuite présentés.

III.1. Etude du noyau de ^{26}F

Les attentes théoriques pour le noyau de ^{26}F ont été détaillées au Chapitre I. Le noyau de ^{26}F a été étudié par décroissance β et son état fondamental déterminé comme étant de spin 1^+ [38]. On rappelle que les états excités attendus dans le ^{26}F, résultant du couplage du proton en $d_{5/2}$ et du neutron en $d_{3/2}$ sont les états de spins 2^+, 3^+ et 4^+. L'état 2^+ a été déterminé à 657 (7) keV d'excitation par fragmentation d'un faisceau de $^{27,28}Na$ [36]. Tandis que l'état 3^+ est proposé à 271 (37) keV au-dessus du seuil d'émission neutron [37].
L'étude de la décroissance β du noyau de ^{26}F, ainsi que la recherche de l'état 4^+ attendu comme isomère, étaient les objets principaux de l'expérience décrite au Chapitre II. Presque 2.10^6 noyaux de ^{26}F ont été produits durant cette expérience, soit quarante fois plus que pour la précédente étude de ce noyau par décroissance β [38]. Ce gain de statistique a permis de mettre en évidence la présence d'un état isomère décroissant vers des états excités du ^{26}Ne non peuplés par la décroissance de l'état fondamental. Sa décroissance γ directe vers l'état fondamental par transition M3 a également été observée et fait l'objet du premier paragraphe de ce sous chapitre.

III.1.1. Mise en évidence d'un état isomère 4^+ dans le ^{26}F

L'état 4^+ du ^{26}F est prédit comme étant isomère, avec une durée de vie de l'ordre de 16.07 ms (voir partie I.2.1.2). Pour le mettre en évidence, trois spectres en énergies des rayonnements γ suivant l'implantation d'un noyau de ^{26}F ont été comparés. Ceux-ci sont présentés Fig III.1-1 et correspondent aux rayonnements γ détectés :

- entre 0 et 2 ms après l'implantation d'un noyau de ^{26}F (spectre bleu en haut).
- entre 20 et 22 ms après l'implantation d'un noyau de ^{26}F (spectre noir au milieu).
- entre 0 et 2 ms après l'implantation d'un noyau de ^{26}F et en coïncidence avec un β corrélé à un noyau de ^{26}F (spectre rouge en bas).

On note dans le premier spectre la présence d'un pic à 643.4 (1) keV, qui n'est pas présent dans les deux autres. Cela signifie que ce pic correspond à une transition γ se produisant peu de temps après l'implantation d'un noyau de ^{26}F et qu'aucun β n'est détecté en coïncidence. Cette transition n'est donc pas issue de la décroissance β du ^{26}F vers le ^{26}Ne, mais provient bien de la désexcitation γ d'un état isomère dans le ^{26}F. La durée de vie associée à cette

transition est visible Fig III.1-2 et est égale à 2.2 (1) ms. Ce profil de durée de vie a été ajusté à l'aide d'une somme de deux exponentielles : une traduisant la décroissance γ, l'autre étant associée au bruit de fond.

Puisque l'état 2^+ décroit vers l'état fondamental par transition M1 qui est une transition prompte, et l'état 3^+ est attendu non lié, le plus probable est alors que cette raie provienne de la transition M3 de l'état 4^+ vers l'état 1^+. L'autre possibilité serait que cette raie à 643.4 (1) keV correspondent à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ à 657 (7) keV observée dans [20]. Dans ce cas, nous observerions la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du ^{26}F retardé par la décroissance E2 $4^+ \rightarrow 2^+$. Pour avoir une durée de vie de l'ordre de 2 ms pour une transition E2, il faudrait alors que l'état 4^+ soit situé moins de 10 keV au-dessus de l'état 2^+. Dans tous les cas, l'état isomère 4^+ du ^{26}F se situe aux alentours de 650 (10) keV d'énergie d'excitation. Nous ferons par la suite l'hypothèse que nous observons directement la transition M3 pour ne pas alourdir le texte.

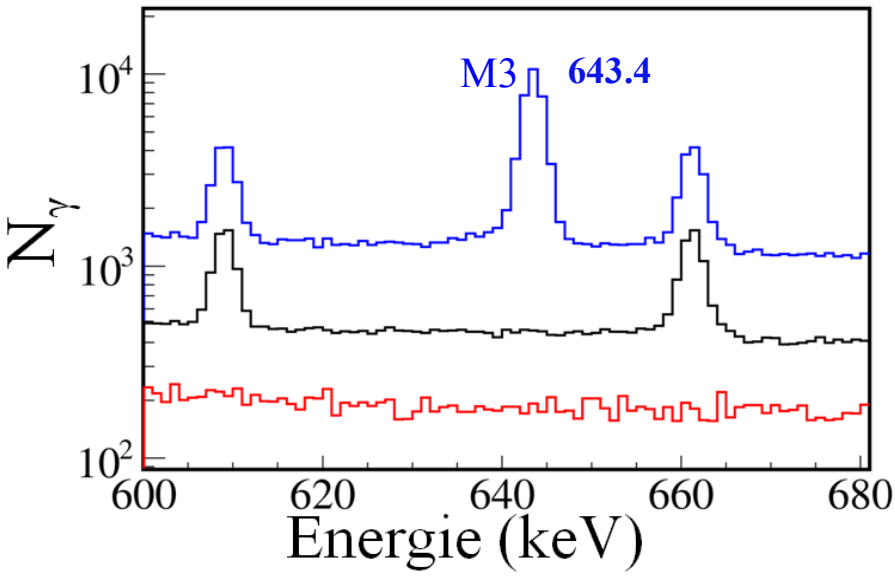


Fig III.1-1 - Spectre en énergie des rayonnements γ détectés après l'implantation d'un noyau de ^{26}F. En bleu (haut) : entre 0 et 2 ms après l'implantation. En noir (milieu) : entre 20 et 22 ms après l'implantation. En rouge (bas) : Entre 0 et 2 ms après l'implantation et ajout de la condition de corrélation β pour le ^{26}F.

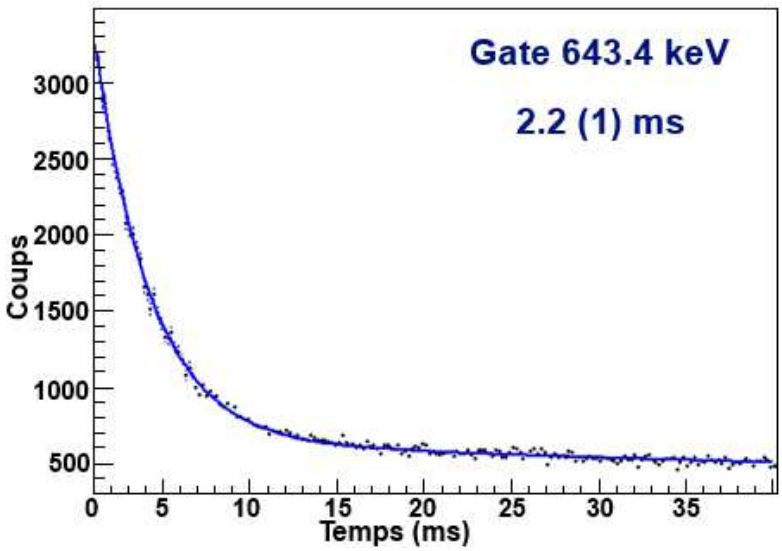


Fig III.1-2 - Durée de vie associée à la transition à 642 keV observée suite à une implantation de ^{26}F.

III.1.2. Décroissance β du ^{26}F

La chaine de décroissance β du ^{26}F est représentée Fig III.1-4. Son temps de demi-vie précédemment établi [38] est de 10.2 (14) ms et sa probabilité de décroissance β-n retardée est de 11 (4) % [38,39].

Les états peuplés dans le ^{26}Ne par décroissance β du fondamental du ^{26}F seront donc les états 0^+, 1^+ et 2^+ ($\Delta J = \pm 1$ et $0^+ \rightarrow 0^+$ interdit). Le schéma correspondant, tiré de [38], est présenté sur la Fig III.1-3. Les erreurs sur les intensités absolues des raies sont respectivement de 2.2% et 5.8%. Les schémas de niveau des noyaux peuplés dans la chaine de décroissance β du ^{26}F sont présentés sur les figures ci-dessous. Ces informations sont tirées des références [40] pour le ^{26}Na et le ^{26}Mg.

La décroissance β du ^{26}F peut également se produire vers des états non liés par émission neutron du ^{26}Ne. Cela mène donc à la chaine de décroissance β-n partant du noyau ^{25}Ne. Son schéma de niveau [41] est visible Fig III.1-5. Son temps de demi-vie est de 602 (8) ms [42]. Deux états de parité négative (non représentés ici) sont également présents parmi les états excités du ^{25}Ne. Ils sont de spin $3/2^-$ et $7/2^-$ et leurs énergies d'excitation sont respectivement de 3330 (40) keV et 4030 keV [43] (l'erreur sur la deuxième énergie n'est pas donnée). Les schémas des niveaux peuplés dans la chaine de décroissance partant du ^{25}Ne sont présentés sur les figures en fin de paragraphe. Ces informations sont tirées des références [42] pour le ^{25}Na et [44] pour le ^{25}Mg.

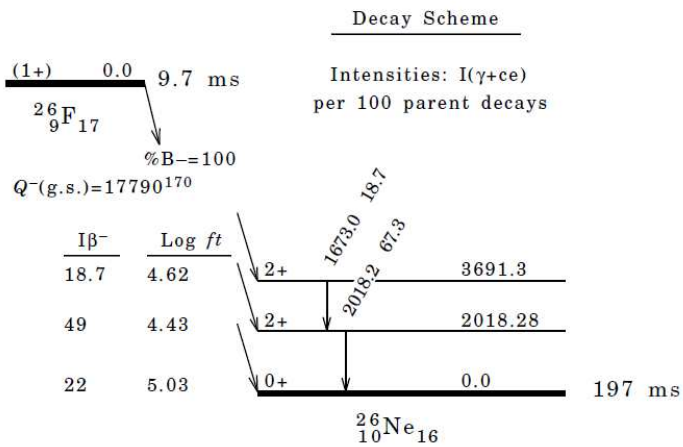


Fig III.1-3 - Schéma de niveau du ^{26}Ne peuplé par décroissance β du fondamental du ^{26}F issu de [38].

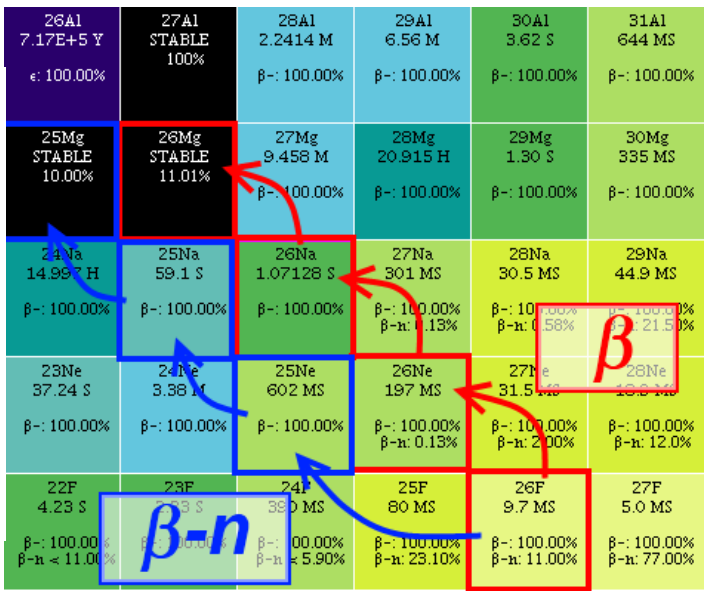


Fig III.1-4 - Chaine de décroissance β du ^{26}F jusqu'au ^{26}Mg qui est un noyau stable.

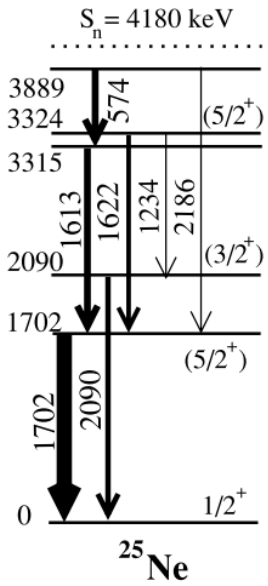


Fig III.1-5 - Schéma de niveau du ^{25}Ne issu de [41].

III.1.3. Raies γ observées pour la corrélation avec du ^{26}F

La filtration des raies provenant de corrélations fortuites ou de transitions des noyaux fils du $^{26\text{-}25}Ne$ a été réalisée en comparant les intensités des raies observées pour un temps court après l'implantation d'un noyau de ^{26}F (moins de 20 ms, soit à peu près deux fois la durée de vie précédemment mesurée pour le ^{26}F) et un temps plus long après l'implantation. Cette méthode est décrite plus en détail pour le noyau de ^{28}Ne partie II.5.2. Le spectre en énergie des rayonnements γ corrélés à une implantation de ^{26}F est présenté Fig III.1-6. Seules les raies passant ces filtres sont annotées. On retrouve dans ce spectre les raies connues du ^{26}Ne à 2017.6 (3) keV et 1672.5 (3) keV (associées précédemment aux transitions $2^+(1)\rightarrow0^+(1)$, $2^+(2)\rightarrow2^+(1)$ respectivement), ainsi que la raie à 1499.1 (4) keV [45]. Les raies observables à 1620 (1) keV, 1700.9 (4) keV, 2088.7 (7) keV, 3319 (2) keV et 3327 (1) keV sont quant à elles des raies déjà connues appartenant au ^{25}Ne (partie III.1.2), correspondant à la partie β-n de la décroissance β du ^{26}F dans notre expérience. Deux raies sont également présentes à 1507 keV et 3691 keV, et correspondent respectivement au simple échappement de la raie à 2017.6 keV (2018 - 511 = 1507 keV), et à l'addition des énergies des raies à 2017.6 keV et 1672.5 keV lors du processus du traitement de l'Add-back. Enfin, les raies à 1412.7 (7) keV, 1797.1 (4) keV, 1843.4 (8) keV, 2901 (1) keV, 3116 (2) keV et 4153 (2) keV n'ont pas d'identification immédiate et nécessitent une étude plus approfondie (sous-parties suivantes). La Fig III.1-7 est un zoom entre 1400 keV et 2100 keV du spectre présenté sur la Fig III.1-6.
La détermination de l'efficacité β du DSSSD pour le noyau de ^{26}F a été faite par la première méthode décrite dans la partie II.6.1 en utilisant le pic à 2018 keV. Sa durée de vie étant courte, seul le premier β a été utilisé pour effectuer les corrélations. Le nombre de coups présents dans ce pic est 53159 (213) sans condition de corrélation β et 34004 (186) avec

condition de corrélation β. On a donc $\varepsilon_\beta(^{26}F) = 64\ (5)\%$. Le Tableau III.1-1 récapitule les raies observées ainsi que leurs comptages respectifs.

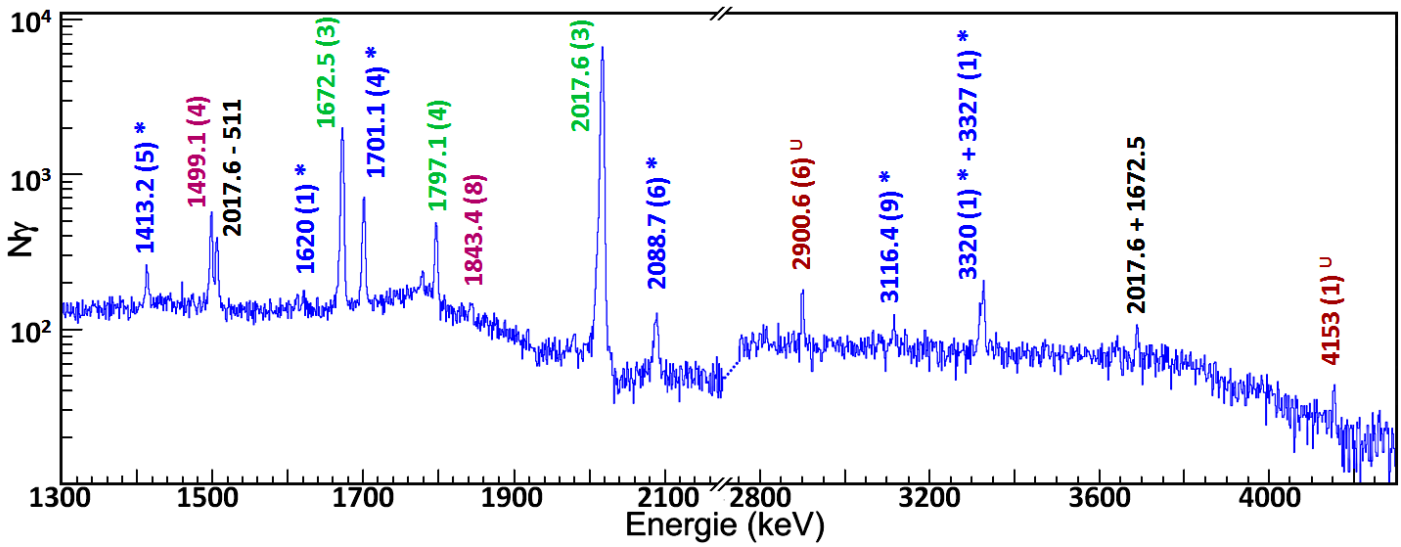


Fig III.1-6 - Spectre en énergie des γs corrélés à une implantation de ^{26}F, détectés moins de 30 ms après l'implantation. Seules les raies provenant de la décroissance β directe du ^{26}F sont annotées. Les raies annotées en vert proviennent de la décroissance β vers le ^{26}Ne de l'état fondamental du ^{26}F tandis que celles annotées en violet proviennent de la décroissance β de l'état isomère 4^+. Les raies légendées avec une étoile proviennent de la partie β-n de la décroissance tandis que celles avec un "U" n'ont pas d'identification immédiate. Une « fausse » raie est observée à 3691 keV provenant de l'addition des raies à 2018 keV et 1673 keV lors du processus de traitement de l'Addback. La partie gauche du spectre (E_γ < 2.4 MeV) est condensée à 1 keV par canal tandis que la partie droite (E_γ > 2.4 MeV) est à 2 keV par canal.

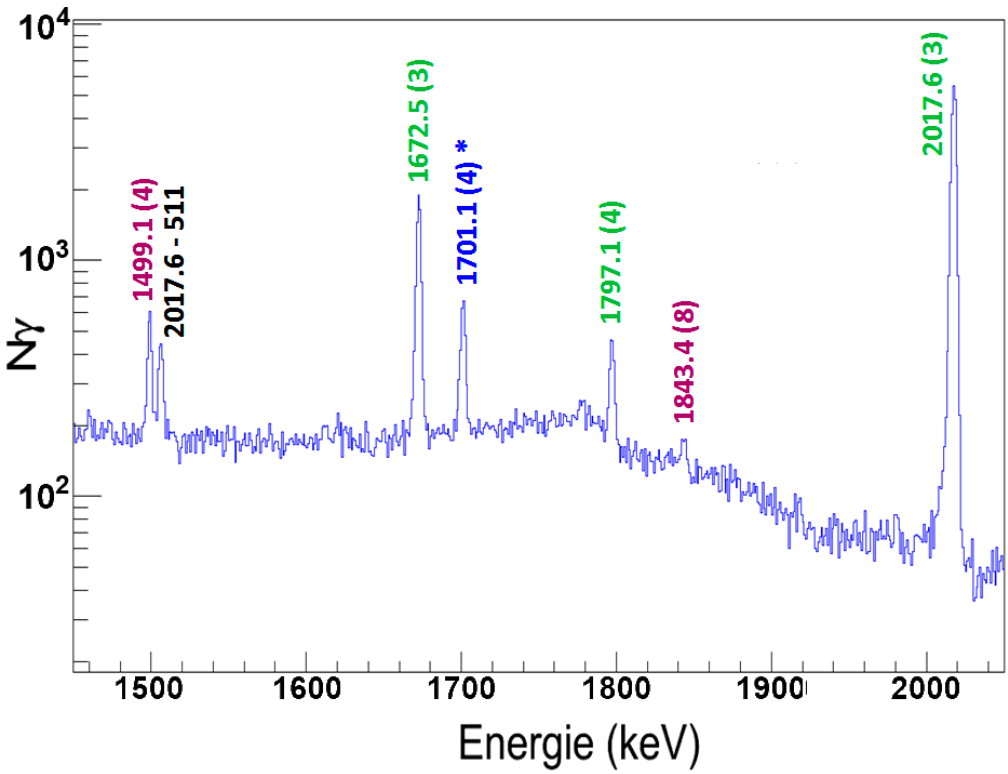


Fig III.1-7 - Idem que le spectre présenté sur la Fig III.1-6, zoomé entre 1450 keV et 2050 keV.

	Energie γ (keV)	Erreur E_γ (keV)	N_γ mesuré (coups)	Erreur N_γ (coups)	Efficacité γ	Erreur efficacité γ	N_γ corrigé efficacité γ et β	Erreur N_γ corrigé
$^{26}F(1^+) \rightarrow {}^{26}Ne$	1672.5	0.3	8282	111	5.6	0.3	229627	21926
	1797.1	0.4	1572	221	5.5	0.3	44718	7596
	2017.6	0.3	32017	1954	5.3	0.3	949209	108511
$^{26}F(4^+) \rightarrow {}^{26}Ne$	1499.1	0.4	1655	75	5.9	0.3	44128	4581
	1843.4	0.8	212	41	5.4	0.3	6086	1313
$^{26}F \rightarrow {}^{25}Ne$	1413.2	0.7	493	90	6.0	0.3	12871	2636
	1620	1	123	30	5.7	0.3	3372	882
	1700.9	0.4	2660	64	5.6	0.3	74196	7251
	2088.7	0.7	392	25	5.2	0.3	11766	1367
	3116	2	128	25	4.5	0.3	4432	978
	3320	2	222	50	4.4	0.3	7862	1949
	3327	1	495	70	4.4	0.3	17545	3076
$^{26}F \rightarrow {}^{25\text{-}26}Ne$?	2901	1	210	25	4.6	0.3	7088	1109
	4153	2	84	15	4.1	0.3	3223	672
$^{26}F(4^+) \rightarrow {}^{26}F(1^+)$	643.4	0.1	58765	772	7.9	0.3	743861	29890

Tableau III.1-1 – Tableau récapitulatif des raies observées dans le spectre en énergie γ du ^{26}F. La raie M3 du ^{26}F est également indiquée en fin de tableau.

III.1.4. Coïncidences γ-γ pour la corrélation avec du ^{26}F

La Fig III.1-8 présente les coïncidences observables pour les raies entre 1400 keV et 2100 keV. On remarque que la raie à 2017.6 keV est en coïncidence avec les trois raies à 1499.1 keV, 1672.5 keV et 1797.1 keV, tandis que ces dernières ne présentent pas de coïncidences mutuelles. On retrouve ainsi :

- La raie à 2017.6 keV comme provenant de la transition $2^+_1 \rightarrow 0^+_1$ du ^{26}Ne, et donc le positionnement de l'état 2^+_1 à 2017.6 (3) keV d'énergie d'excitation.
- La présence d'un état à 3690.1 keV dans le ^{26}Ne, décroissant vers l'état 2^+_1 par la transition γ de 1672.5 keV. Cet état a précédemment été associé à 2^+_2.
- La présence d'un état à 3516.7 (5) keV dans le ^{26}Ne, décroissant vers l'état 2^+_1 par la transitions γ de 1499.1 keV.

Cela permet également d'établir un nouvel état à 3814.7 (5) keV, toujours dans le ^{26}Ne, dont la transition à 1797.1 keV, précédemment inconnue, est originaire.
La Fig III.1-9 montre les coïncidences existantes avec la raie à 1843.4 keV. Six coups sont observés à 1499.1 keV et trois à 2018 keV, ce qui placerait cette transition au-dessus du niveau à 3516.7 keV, pour en établir un nouveau à 5360 (1) keV, très proche du S_n du ^{26}Ne situé à 5530 (50) keV. On retrouve ces six coups autour de 1843 keV dans le spectre de coïncidence avec la raie à 1499.1 keV. Concernant la raie à 2017.6 keV, le bruit de fond est trop important pour permettre l'observation de la coïncidence avec la 1843.4 keV. L'étude des coïncidences seules ne permet cependant pas d'attribuer les spins avec certitude et l'utilisation

des durées de vie associées à ces différentes raies sera nécessaire pour confirmer ou non cette identification. Le schéma préliminaire des niveaux peuplés dans le ^{26}Ne par la décroissance β du ^{26}F est proposé Fig III.1-10 à titre d'aide à la compréhension.

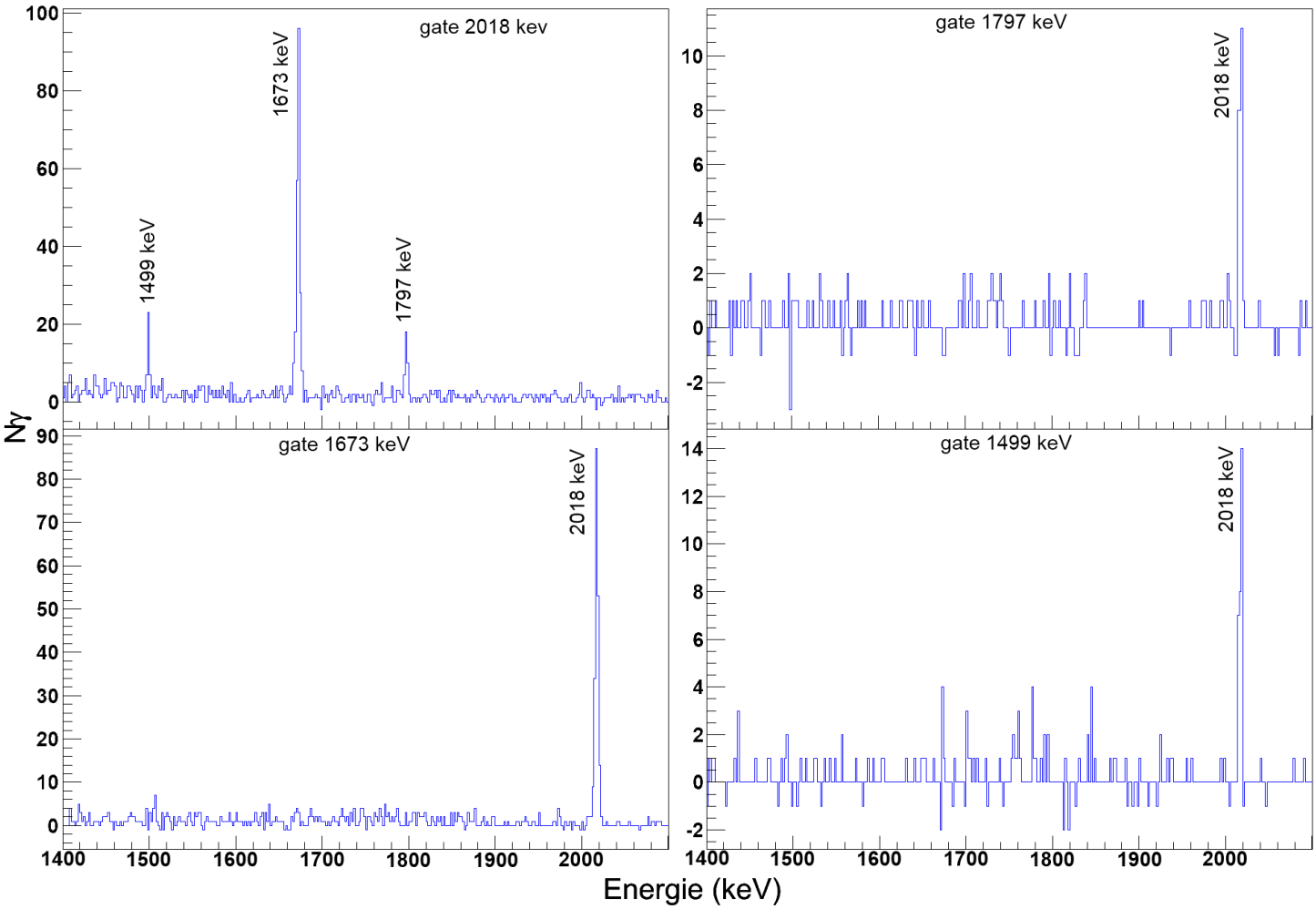


Fig III.1-8 - Coïncidences observables entre les raies à 1499 keV, 1673 keV, 1797 keV, 1843 keV et 2018 keV.

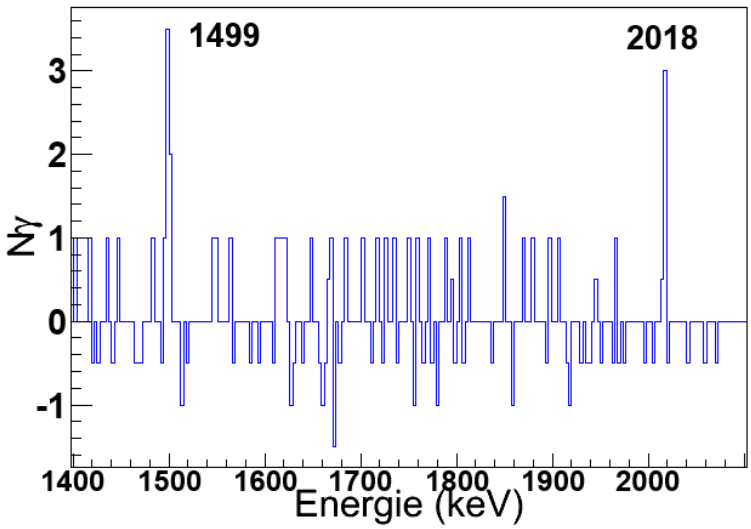


Fig III.1-9 - Coïncidences observables avec la raie à 1842 keV.

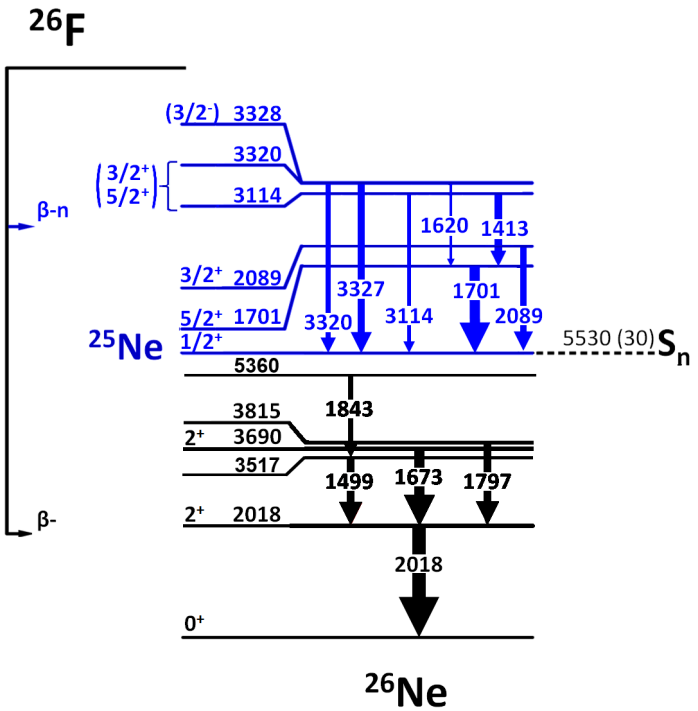


Fig III.1-10 – Schéma des niveaux peuplés dans les noyaux de $^{25\text{-}26}Ne$ par la décroissance β du ^{26}F.

Les coïncidences entre les raies à 1700.9 keV, 1620 keV et 1413.2 keV sont quant à elles visibles Fig III.1-11. La coïncidence entre les raies à 1700.9 keV et 1621 keV était attendue mais celle présente avec la raie à 1413.2 keV permet de placer cette dernière au-dessus du niveau à 1700.9 keV dans le ^{25}Ne. De plus, la somme de ces deux raies (1700.9 (4) + 1413.2 (7) keV) est compatible avec 3116 (2) keV, qui est une des autres raies γ non identifiées. Un nouvel état est ainsi établi dans le ^{25}Ne à 3114.1 (8) keV, présentant une compétition entre la décroissance directe vers l'état fondamental et vers l'état $5/2^+$ à 1700.9 keV.

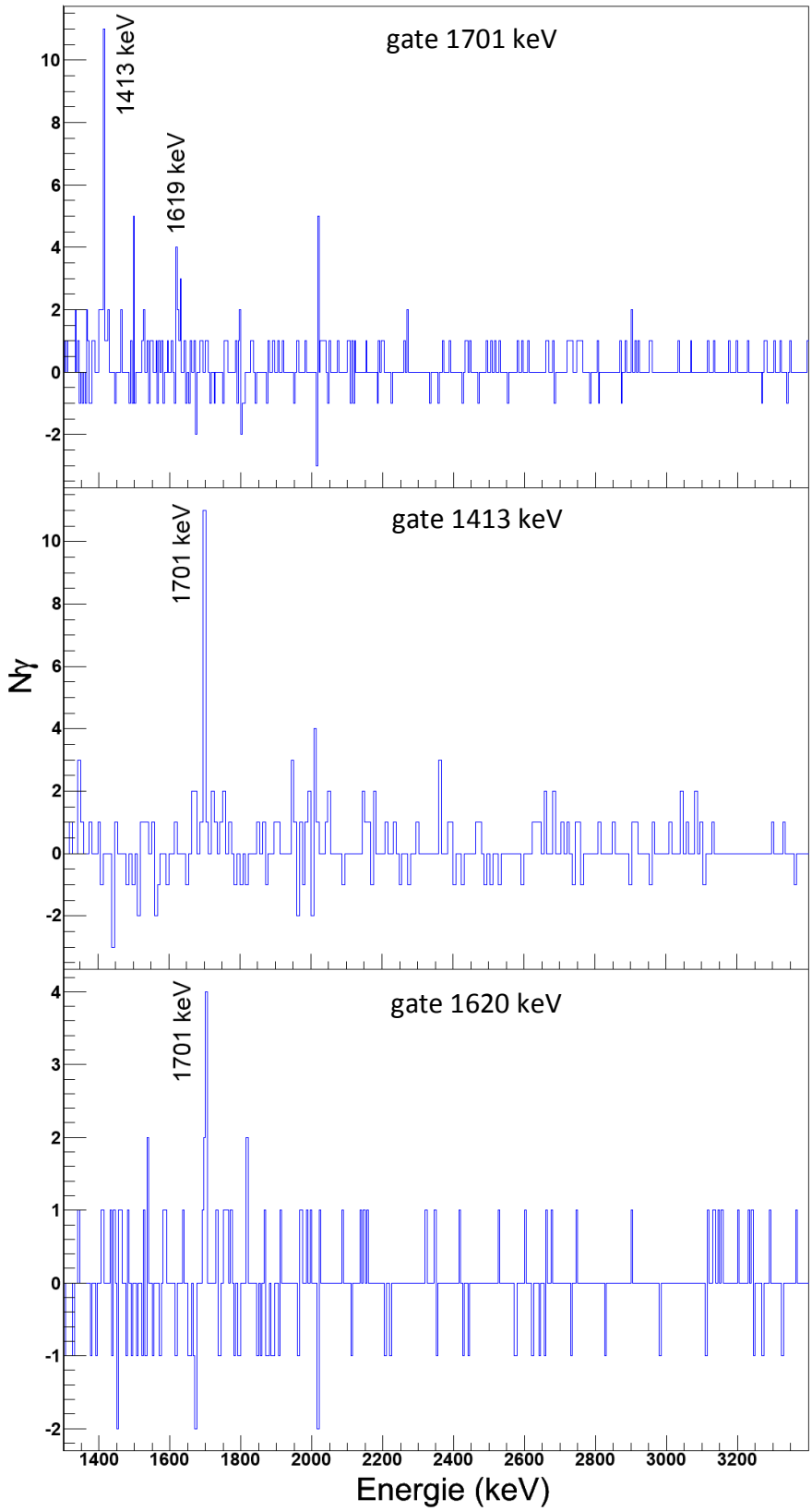


Fig III.1-11 - Coïncidences observables avec les raies à 1701 keV (haut), 1413 keV (milieu) et 1620 keV (bas).

III.1.5. Durées de vie des transitions γ issues de la décroissance β du ^{26}F

III.1.5.1. Fonction d'ajustement pour les durées de vie des transitions γ suivant la désintégration β du ^{26}F

Plusieurs profils de durées de vie différents vont être observés pour les raies γ suivant la désintégration β du noyau de ^{26}F. En effet, celles peuplées par la décroissance β de l'état isomère présenteront une unique composante exponentielle décroissante tandis que celles issues de l'état fondamental présenteront une composante croissante sur les premières millisecondes avant de décroitre. En effet, à la composante exponentielle de décroissance directe de l'état fondamental s'ajoute une composante d'alimentation provenant de la décroissance γ de l'état isomérique 4^+ vers l'état fondamental, induisant cette composante croissante en début de spectre.

Les fonctions utilisées pour ajuster les durées de vie de ces raies sont explicitées dans la suite de ce paragraphe.

Pour les raies provenant de la décroissance β de l'état isomère du ^{26}F :
Ces raies ne présenteront qu'une unique composante exponentielle décroissante caractéristique de la décroissance de l'état isomère 4^+ du ^{26}F. La fonction utilisée présente une forme proche de celle utilisée dans la partie II.5.5, à savoir

$$A(t) = \lambda_{4+} \cdot (1 - Br_{M3}) \cdot R_{4+} \cdot N_0 \cdot I_\beta \cdot I_\gamma \cdot \varepsilon_\gamma \cdot e^{-\lambda_{4+} t} + F_{bdf}(t)$$

avec :

N_0 le nombre de noyaux de ^{26}F implantés.

I_β le rapport de branchement β vers l'état à l'origine de la transition γ étudiée.

I_γ l'intensité γ relative de la transition γ étudiée (ici toujours égale à 1).

$\lambda_{4+} = \frac{\ln(2)}{t_{1/2}^{4+}}$ où $t_{1/2}^{4+}$ est le temps de demi vie de l'état isomère 4^+ du ^{26}F.

Br_{M3} est le rapport de branchement de décroissance γ de l'état isomère 4^+ du ^{26}F.

R_{4+} le taux isomérique, soit le pourcentage de ^{26}F produit dans l'état isomère 4^+.

ε_γ l'efficacité de détection associée à la raie γ étudiée.

Pour les raies provenant de la décroissance β de l'état fondamental du ^{26}F et sans alimentation par des transitions issues de celle de l'état isomère :

Cela concerne les transitions provenant d'états situés au-dessus du 2^+_1 du ^{26}Ne. Ces états sont peuplés uniquement par la décroissance β de l'état fondamental 1^+ du ^{26}F. Cependant, cet état fondamental peut être soit peuplé directement, soit par décroissance γ de l'état isomère 4^+. A la composante exponentielle de décroissance β directe associée à l'état fondamental s'ajoute une composante d'alimentation provenant de l'état isomérique 4^+.

$$A(t) = \lambda_{1+} \cdot (1 - R_{4+}) N_0 \cdot I_\beta \cdot \varepsilon_\gamma \cdot e^{-\lambda_{1+} \cdot t}$$
$$+ \frac{\lambda_{1+} \cdot \lambda_{4+}}{\lambda_{4+} - \lambda_{1+}} \cdot Br_{M3} \cdot R_{4+} \cdot N_0 \cdot I_\beta \cdot \varepsilon_\gamma \cdot \left(e^{-\lambda_{1+} \cdot t} - e^{-\lambda_{4+} \cdot t}\right)$$
$$+ F_{bdf}(t)$$

avec les mêmes notations que précédemment en ajoutant :

$\lambda_{1+} = \frac{\ln(2)}{t_{1/2}^{1+}}$ où $t_{1/2}^{1+}$ est le temps de demi vie de l'état fondamental 1^+ du ^{26}F.

Pour la raie à 2017.6 keV :

Cette raie provient de la transition $2^+_1 \rightarrow 0^+_1$ dans le ^{26}Ne. L'état 2^+_1 est peuplé directement par la décroissance β de l'état fondamental 1^+ du ^{26}F, et présentera donc une composante exponentielle de décroissance directe de l'état fondamental, ainsi qu'une composante d'alimentation provenant de la décroissance γ de l'état isomère 4^+ vers le fondamental 1^+ dans le ^{26}F (comme expliqué ci-dessus). Cependant, cet état 2^+_1 du ^{26}Ne peut également être peuplé indirectement par décroissance γ des états situés au-dessus, dont le 4^+_1 fait partie. Il faut donc ajouter une composante de décroissance β directe de l'état isomère 4^+ du ^{26}F vers les potentiels états 3^+, 4^+ et 5^+ liés du ^{26}Ne, décroissant ensuite promptement par émission γ sur cet état 2^+_1. Cela va contribuer à diminuer l'effet de croissance du spectre aux temps courts.

$$A(t) = \lambda_{1+} \cdot (1 - R_{4+}) N_0 \cdot I_\beta \cdot \varepsilon_\gamma \cdot e^{-\lambda_{1+} \cdot t}$$
$$+ \frac{\lambda_{1+} \cdot \lambda_{4+}}{\lambda_{4+} - \lambda_{1+}} \cdot Br_{M3} \cdot R_{4+} \cdot N_0 \cdot I_\beta \cdot \varepsilon_\gamma \cdot \left(e^{-\lambda_{1+} \cdot t} - e^{-\lambda_{4+} \cdot t}\right)$$
$$+ (1 - Br_{M3}) \cdot R_{4+} \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda_{4+} \cdot t}$$
$$+ F_{bdf}(t)$$

avec les mêmes notations que précédemment.

La composante de bruit de fond :
Pour déterminer la composante de bruit de fond présente dans chaque profil de temps de demi-vie, la méthode suivante a été utilisée. Les durées de vie associées à des intervalles en énergie situés avant et après le pic étudié sont tracées et ajustés. Plusieurs intervalles différents sont utilisés et les amplitudes extraites sont renormalisées par rapport à la largeur de la porte en énergie utilisée pour obtenir la durée de vie du pic étudié. Les paramètres de la fonction d'ajustement relative au bruit de fond sont alors déduits en calculant la moyenne des valeurs obtenues pour les différentes largeurs.

III.1.5.2. Durées de vie des transitions γ du ^{26}Ne provenant de la décroissance β de l'état isomère 4^+ du ^{26}F

Les durées de vie associées aux raies γ 1499.1 keV et 1843.4 keV sont présentées Fig III.1-12 et Fig III.1-13. La raie à 1499.1 keV présente une seule composante exponentielle décroissante directe. Le temps de demi-vie extrait pour cette raie est de 2.4 (2) ms, qui est donc la même que pour la transition isomère $4^+ \rightarrow 1^+$ dans le ^{26}F mise en évidence dans la partie III.1.1.
Cela signifie donc que l'état à 3516.7 keV, dont provient la transition γ à 1499.1 keV, est peuplé par la décroissance β de l'état isomère 4^+ du ^{26}F. Cet état sera donc de spin 3^+, 4^+ ou 5^+, selon les règles de sélection de décroissance β. Cependant, les prédictions du modèle en couche donnent le premier état 3^+ aux alentours de 5.1 MeV d'énergie d'excitation et le premier 5^+ autour de 7.5 MeV, tandis que le premier 4^+ est calculé vers 3.7 MeV. Le spin 4^+_1 est donc retenu pour l'état à 3515.7 keV.

L'état à 5360 keV, dont provient la transition γ de 1843.4 keV discuté dans la partie précédente, présente le même profil, bien que la statistique soit beaucoup plus faible. Sa durée de vie est présentée Fig III.1-13. Elle est égale à 2 (1) ms, ce qui est compatible avec une population directe par décroissance β de l'état isomère 4^+ du ^{26}F. Cet état serait alors de spin 3^+_1 ou 4^+_2 selon les prévisions du modèle en couche.
On en conclut également que la transition à 1797.1 keV provient de l'état 0^+_2 restant du multiplet de phonon 0, 2, 4. Cela est confirmé immédiatement par l'allure de son profil de durée de vie présentant une composante croissante en début de spectre indiquant que sa population se fait via la décroissance β de l'état fondamental 1^+ du ^{26}F (voir suite de ce document partie III.1.5.4).

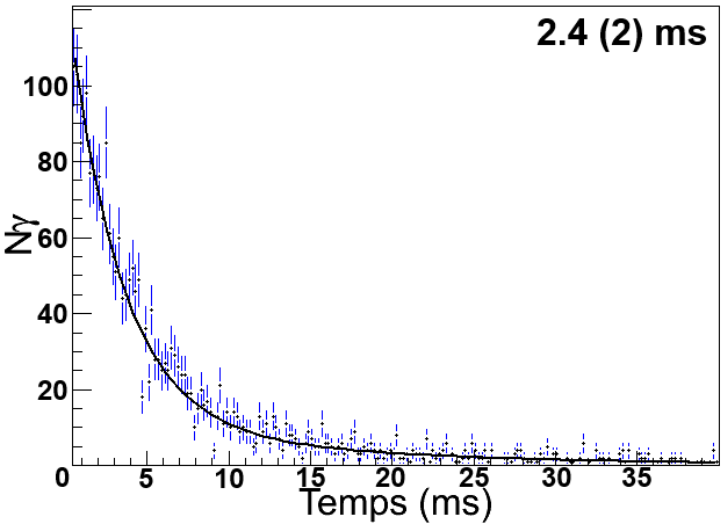


Fig III.1-12 - Temps de demi-vie associé à la raie à 1499.1 keV.

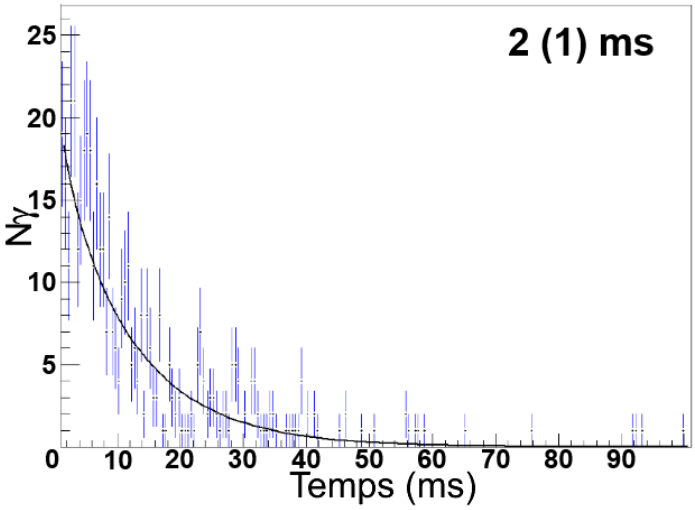


Fig III.1-13 - Temps de demi-vie associé à la raie à 1843.4 keV.

III.1.5.3. Méthode de détermination du taux isomérique et du rapport de branchement M3 du ^{26}F à partir des durées de vie

La deuxième fonction d'ajustement des profils de durée de vie présentée dans la partie III.1.5 possède en paramètres inconnus :

- le taux isomérique R_{4+}
- le rapport de branchement de la transition M3 dans le ^{26}F Br_{M3}
- le rapport de branchement β vers l'état à l'origine de la transition γ étudiée I_{β}.
- le temps de demi-vie de l'état 1^+ du ^{26}F.

Le fait d'avoir autant de paramètres inconnus est source d'erreur importante sur leur détermination. Cependant, il existe des relations entre ces paramètres.

Relation entre R_{4+} et Br_{M3}

En effet, si le nombre total de ^{26}F implanté est noté N_0, le nombre de ^{26}F produit dans l'état isomère 4^+ N_0^{4+} et le nombre total de transition M3 dans le ^{26}F N_{M3} s'écrit alors :

$$R_{4+} = \frac{N_0^{4+}}{N_0}$$

et

$$Br_{M3} = \frac{N_{M3}}{N_0^{4+}}$$

alors
$$Br_{M3} = \frac{N_{M3}}{N_0} \cdot \frac{1}{R_{4+}}$$

Le nombre de noyaux de ^{26}F implantés est connu, de même que le comptage de la raie γ M3. Ainsi le produit $Br_{M3} \times R_{4+}$ est égal à 0.35 (2).

Relation entre R_{4+} et Br_{γ}

On écrit le nombre de γ détectés N_{γ} pour une transition uniquement alimentée par la décroissance β de l'état fondamental du ^{26}F de la manière suivante :

$$N_{\gamma} = (1 - R_{4+})N_0 \cdot I_{\beta} \cdot \varepsilon_{\gamma} + Br_{M3} \cdot R_{4+} \cdot N_0 \cdot I_{\beta} \cdot \varepsilon_{\gamma}$$

en utilisant les notations précédentes. En remplaçant Br_{M3} dans la relation ci-dessus par le résultat trouvé juste avant :

$$N_{\gamma} = (1 - R_{4+})N_0 \cdot I_{\beta} \cdot \varepsilon_{\gamma} + 0.35 \cdot N_0 \cdot I_{\beta} \cdot \varepsilon_{\gamma}$$

$$I_{\beta} = \frac{N_{\gamma}}{(1.39 - R_{4+})N_0 \cdot \varepsilon_{\gamma}}$$

On réduit ainsi le nombre d'inconnues dans cette fonction d'ajustement à deux paramètres libres (le taux isomérique et le temps de demi-vie de l'état fondamental 1^+ du ^{26}F).

On peut ensuite définir les bornes de variation pour le paramètre R_{4+}. En effet, on a, avec les mêmes notations que précédemment, et en ajoutant N_0^{1+} le nombre de ^{26}F produit directement dans l'état fondamental 1^+ :

$$N_0 = N_0^{1+} + N_0^{4+}$$

avec
$$N_0^{4+} = N_{M3} + N_{1499} + N_{\beta-n}^{4+}$$

et
$$N_0^{1+} = (N_{2018} - N_{1499} - N_{M3}) + N_{g.s.} + N_{\beta-n}^{1+}$$

Où :

- N_{2018} et N_{1499} les nombres corrigés de γ détectés pour les raies correspondantes

- $N_{g.s.}$ le nombre de décroissances β de l'état fondamental 1^+ alimentant directement l'état fondamental 0^+ du ^{26}Ne
- $N_{\beta-n}^{1+}$ et $N_{\beta-n}^{4+}$ les nombres de décroissances β (des états 1^+ et 4^+ du ^{26}F respectivement) alimentant des états non liés par émission neutron dans le ^{26}Ne.

Ainsi
$$R_{4+} = \frac{N_0^{4+}}{N_0} = \frac{N_{M3} + N_{1499} + N_{\beta-n}^{4+}}{N_0}$$

Si $N_{\beta-n}^{4+}$ est égal à 0, on obtient (en utilisant les comptages présentés précédemment) :

$$R_{4+}^{min} = \frac{N_{M3} + N_{1499}}{N_0} = 38\ (2)\%$$

Cependant, on peut également écrire le taux isomérique de la manière suivante :

$$R_{4+} = \frac{N_0^{4+}}{N_0} = \frac{N_0 - N_0^{1+}}{N_0} = \frac{N_0 - N_{2018} + N_{1499} + N_{M3} - (N_{g.s.} + N_{\beta-n}^{1+})}{N_0}$$

Si $N_{g.s.}$ et $N_{\beta-n}^{1+}$ sont égaux à 0, on obtient :

$$R_{4+}^{max} = \frac{N_0 - N_{2018} + N_{1499} + N_{M3}}{N_0} = 88\ (2)\%$$

On définit ainsi les bornes de variation pour le taux isomérique entre 38 % et 88 %.
L'étape suivante consiste à trouver la paire de paramètres libres, dans la fonction d'ajustement des profils de durées de vie, minimisant le χ^2. La raie à 1672.5 keV est une bonne candidate pour cette détermination. En effet, elle provient de l'état 2^+_2 du ^{26}Ne alimenté exclusivement par la décroissance de l'état 1^+ fondamental du ^{26}F et c'est la deuxième raie possédant la plus forte statistique. C'est donc celle présentant le meilleur compromis entre une bonne statistique et une fonction d'ajustement la moins complexe. Son profil de durée de vie est visible Fig III.1-14. La fonction d'ajustement relative au bruit de fond qui lui est associé est représentée en pointillés rouges. On fixe ensuite successivement le taux isomérique et le temps de demi-vie associé à l'état fondamental du ^{26}F dans la fonction d'ajustement du profil de durée de vie de la transition à 1672.5 keV. Pour chaque jeu de paramètres, on relève le χ^2. La Fig III.1-15 présente le graphe bidimensionnelle du χ^2 (axe Z) en fonction de chaque paire de paramètres utilisée pour l'ajustement. On obtient ainsi le taux isomérique le plus probable à 40 (5) %, associé à un temps de demi-vie de 7.7 (2) ms.

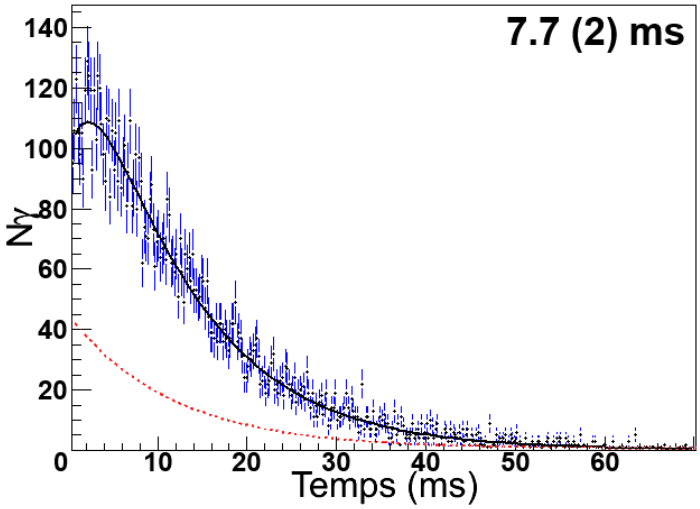


Fig III.1-14 – Profil de durée de vie de la raie à 1672.5 keV et sa fonction d'ajustement totale (trait plein noir). En pointillés rouges est représentée uniquement la composante due au bruit de fond.

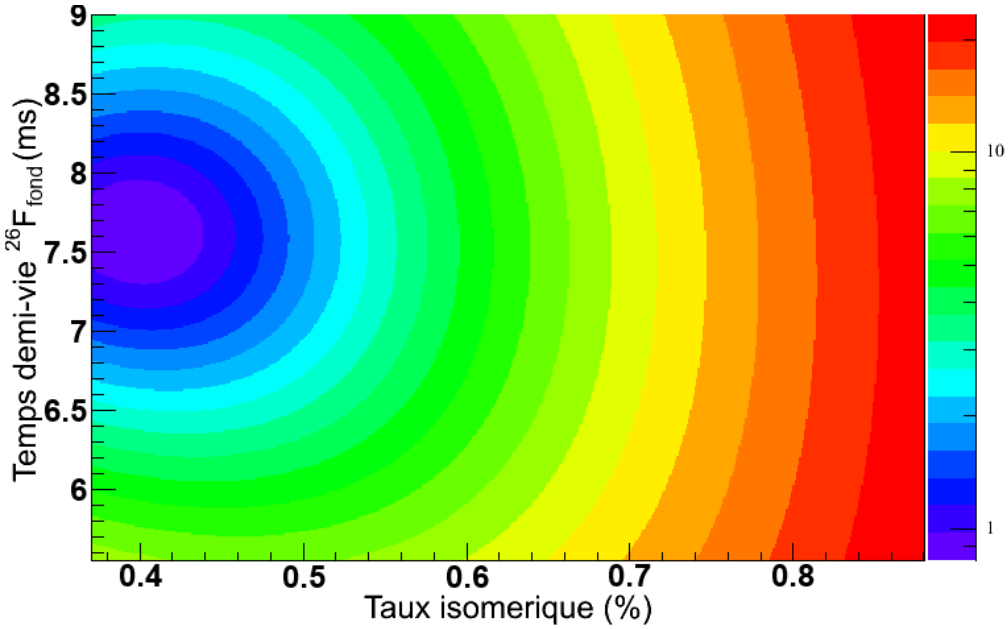


Fig III.1-15 - χ^2 résultant de l'ajustement du profil de durée de vie de la raie à 1672.5 keV (axe Z) en fonction du taux isomérique (axe X) et du temps de demi-vie de l'état fondamental du ^{26}F (axe Y) utilisés dans cet ajustement.

III.1.5.4. Durées de vie des transitions γ du ^{26}Ne provenant de la décroissance β de l'état fondamental du ^{26}F

Les profils de durées de vie associés aux raies γ 2017.6 keV et 1797.1 keV, ainsi que leurs ajustements respectifs, sont présentés Fig III.1-16. La fonction utilisée pour réaliser l'ajustement de la transition à 2017.6 keV est celle explicitée dans la partie III.1.5. La transition de 1797.1 keV présente un profil de durée de vie similaire à celui de la transition 1672.5 keV ($2^+_2 \rightarrow 2^+_1$), confirmant que cet état est bien peuplé par la décroissance β de l'état fondamental 1^+ du ^{26}F, et donc la précédente assignation à la transition $0^+_2 \rightarrow 2^+_2$ (voir

paragraphe précédent). Cette transition est concernée par la deuxième fonction d'ajustement décrite dans la partie III.1.5.2.
On trouve une demi-vie de 7.6 (1) ms et un taux isomérique de 44 (5) % pour la transition à 2017.6 keV et 7.8 (5) ms et 50 (10) % pour celle à 1797.1 keV. Ces résultats sont en accords avec ceux obtenus pour la transition à 1672.5 keV dans le paragraphe précédent. Leur combinaison donne un temps de demi-vie pour l'état fondamental du ^{26}F égal à 7.6 (1) ms et un taux isomérique de 42 (5) %.

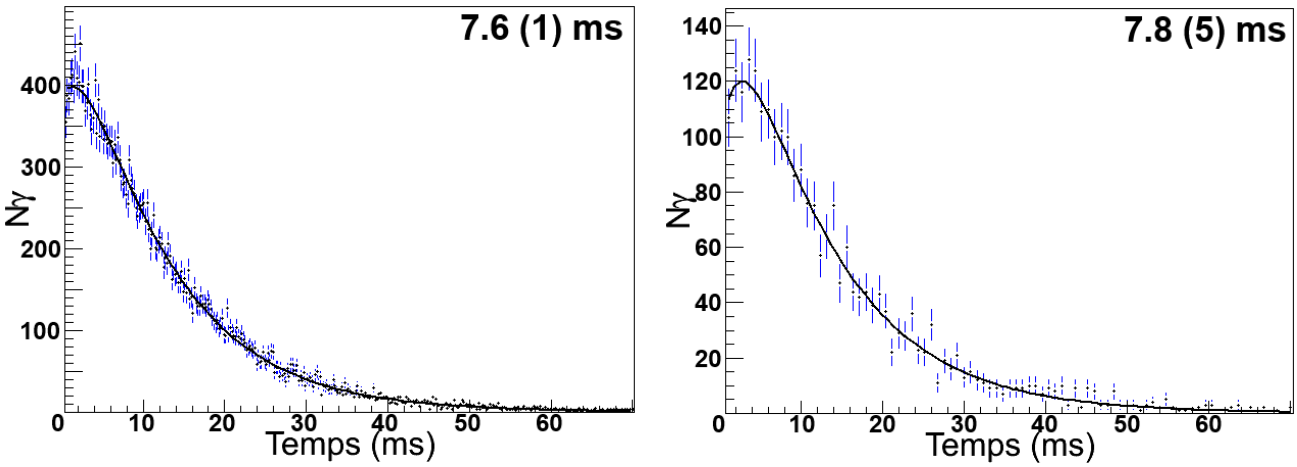


Fig III.1-16 - Temps de demi-vie associés aux raies à 2017.6 keV (gauche) et 1797.1 keV (droite).

Il est à noter qu'une durée de vie différente, égale à 10.2 (14) ms avait été extraite pour le ^{26}F à partir de la raie à 2017.6 keV par [38] et que l'effet de croissance dans les premières millisecondes n'y est pas observé. Cette différence s'explique par la faible statistique obtenue lors de cette autre expérience. En effet pour permettre un ajustement du profil de durée de vie satisfaisant, une condensation à 10 ms par canal a été utilisée, contre 0.2 ms ou 0.5 ms par canal dans les durées de vie présentées ci-dessus. Une telle condensation de 10 ms/canal ne permet pas de voir une composante croissante en début de spectre sur les quatre premières millisecondes. Pour tester son impact, le profil de durée de vie de la raie à 2017.6 keV a été recondensé à 10 ms par canal et réajusté par une fonction exponentielle décroissante. La valeur trouvée est de 9.1 (5) ms, qui est alors en accord avec la valeur mesurée par [38].

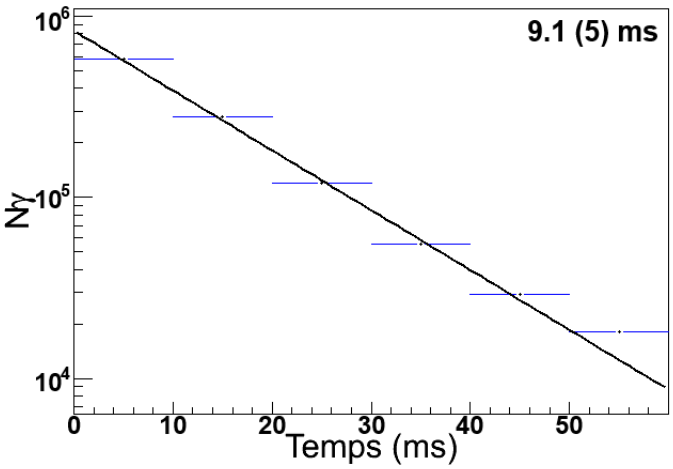


Fig III.1-17 - Temps de demi-vie associés aux raies à 2017.6 keV pour une condensation artificiellement trop importante de 10 ms par canal.

III.1.5.5. Durées de vie associées aux autres transitions γ observées suivant la décroissance β du ^{26}F

Les durées de vie des transitions identifiées précédemment comme appartenant au ^{25}Ne peuplé par la décroissance β-neutron du ^{26}F vers les états non liés du ^{26}Ne sont présentées avec leurs ajustements Fig III.1-18. Celles sans assignements le sont Fig III.1-19.

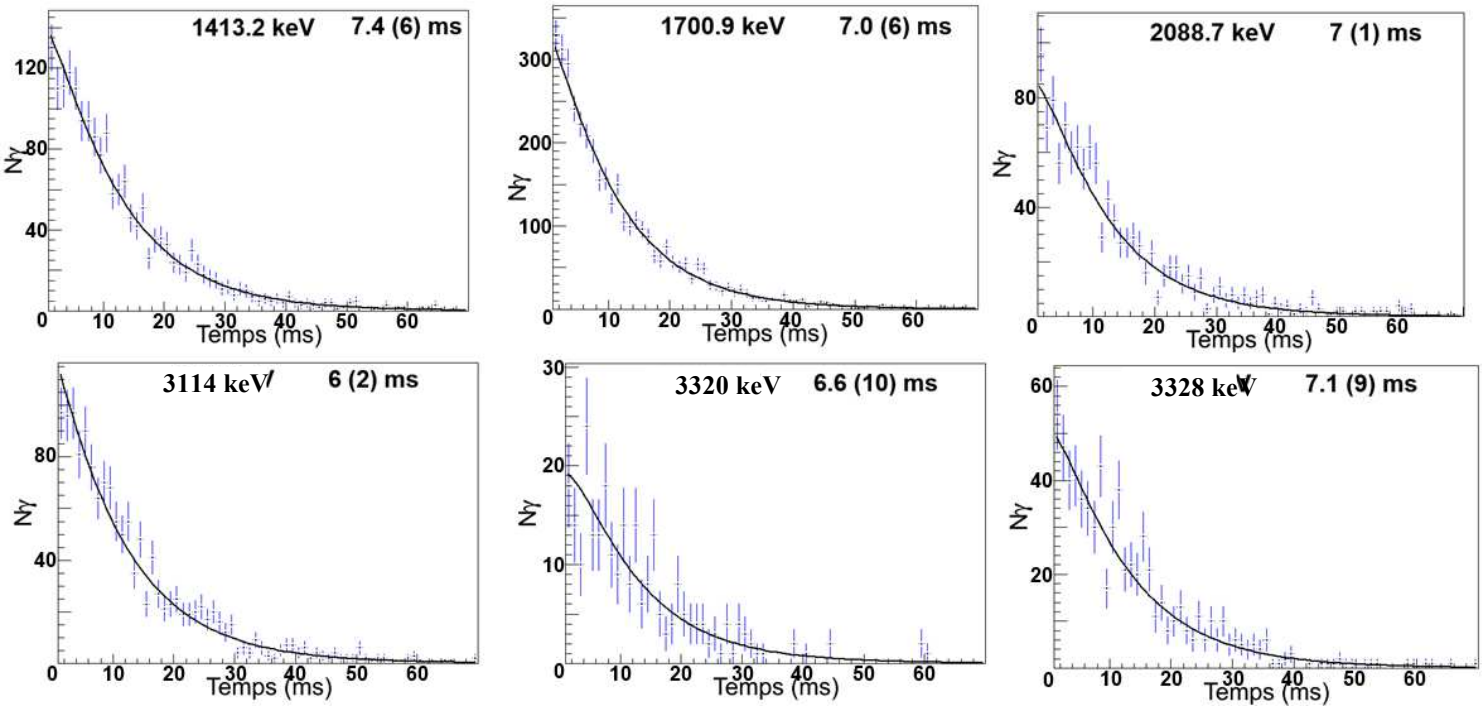


Fig III.1-18 – Profils de durées de vie et leurs ajustements des transitions γ du ^{25}Ne, peuplé par décroissance β-n du ^{26}F.

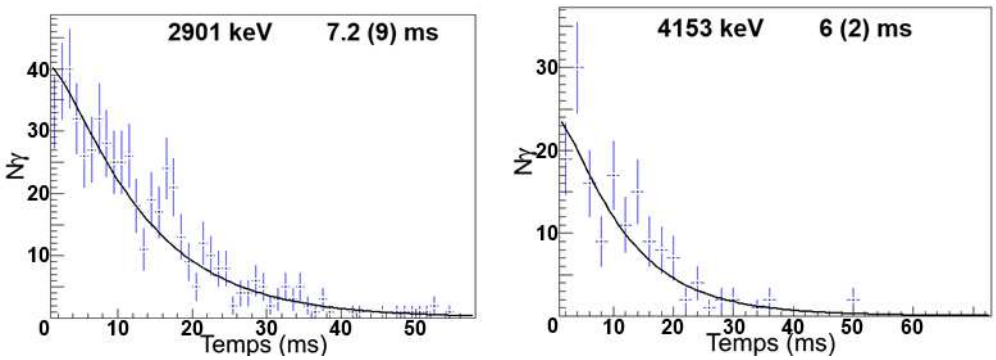


Fig III.1-19 - Profils de durées de vie et leurs ajustements des transitions γ non identifiées dans le spectre en énergie des γ retardés par décroissance β du ^{26}F.

Les valeurs des temps de demi-vie extraites sont en accord avec celle déterminées au paragraphe précédent. Aucune ne présente un profil semblable aux raies à 1499.1 keV et 1843.4 keV, à savoir une unique composante exponentielle décroissante, qui signerait un peuplement direct par la décroissance de l'état isomère du ^{26}F uniquement. Il n'est cependant

pas possible, du fait de la faible statistique de ces transitions, de voir si les états excités peuplés dans le ^{25}Ne le sont uniquement par la décroissance β de l'état fondamental du ^{26}F ou si une composante provenant de l'état isomère est présente. La seule exception est la transition à 1700.9 keV, possédant une statistique suffisante pour observer la nécessité d'une composante de décroissance directe de l'état isomère du ^{26}F dans son ajustement. Or, l'état à 1700.9 keV décroissant ensuite vers le fondamental est peuplé soit directement, soit par décroissance γ des états à 3114.1 keV et 3322 keV. Cela signifie donc que parmi ces trois états excités du ^{25}Ne, au moins un est peuplé par la décroissance β de l'état isomère du ^{26}F. Il ne nous est cependant pas possible de déterminer lequel.

III.1.6. Détermination des taux de branchement β

III.1.6.1. Pour l'état isomère 4^+ du ^{26}F

Le taux isomérique a précédemment été déterminé égal à 42 (5) %. 1.91 10^6 noyaux de ^{26}F ont été implantés durant l'expérience, donc le nombre de noyaux de ^{26}F produits dans l'état isomère 4^+ est $N_0^{4+} = 8.0\ 10^5\ (11)$.
En considérant la relation suivante, établie dans la partie III.1.5.3

$$Br_{M3} = \frac{N_{M3}}{N_0} \cdot \frac{1}{R_{4+}}$$

On obtient Br_{M3} égal à 82 (11) %, en utilisant les comptages précédents.
Ainsi, le nombre de noyaux de ^{26}F produits dans l'état isomère 4^+ et décroissant par émission d'un β est

$$N_{\beta tot}^{4+} = N_0^{4+} \cdot (1 - Br_{M3}) = 1.4\ (9) 10^5$$

Ainsi, les rapports de branchement β vers :

- l'état à 4^+ du ^{26}Ne dont est issue la transition à 1499.1 keV est

$$Br_{1499} = \frac{N_{1499} - N_{1843}}{N_{\beta tot}^{4+}} = 31\ (17)\ \%$$

- l'état à 3^+ ou 4^+ du ^{26}Ne dont est issue la transition à 1843.4 keV est

$$Br_{1843} = \frac{N_{1843}}{N_{\beta tot}^{4+}} = 4\ (2)\ \%$$

Et le taux de décroissance β de l'état isomère 4^+ du ^{26}F vers des états non liés du ^{26}Ne est

$$Br_{\beta-n}^{4+} = 65\ (18)\%$$

III.1.6.2. Pour l'état fondamental 1^+ du ^{26}F

L'état fondamental du ^{26}F est peuplé soit directement, soit par la décroissance γ de l'état isomère 4^+. Ainsi,

$$N_0^{1+}(tot) = N_0^{1+} + N_{M3} = (1 - R_{4+})N_0 + N_{M3} = 1.83\ (8)\ 10^6$$

Avec les comptages précédents, on obtient donc immédiatement les rapports de branchement β vers les différents états 0^+, 1^+, et 2^+ liés du ^{26}Ne :

$$Br_{1673} = \frac{N_{1673}}{N_0^{1+}(tot)} = 13\ (3)\ \%$$

$$Br_{1797} = \frac{N_{1797}}{N_0^{1+}(tot)} = 2.5\ (5)\ \%$$

$$Br_{2018} = \frac{N_{2018} - N_{1797} - N_{1673} - N_{1499}}{N_0^{1+}(tot)} = 34\ (6)\ \%$$

Le branchement restant de 51 (7) % va se séparer entre une décroissance directe vers l'état fondamental 0^+ du ^{26}Ne et vers ses états non liés par émission neutron, peuplant ainsi les différents états du ^{25}Ne. Avec notre dispositif expérimental, il ne nous est donc pas possible de différencier les deux. Cependant, la décroissance β du noyau de ^{25}Ne vers le ^{25}Na est connue. En suivant une raie de ce noyau de ^{25}Na dont l'intensité absolue pour cent décroissances est connue, on remonte au nombre de ^{25}Ne produits par la décroissance β du ^{26}F au cours de l'expérience. Pour ce faire, la raie à 979.77 keV possédant un branchement de 18.1 (19) % a été choisie. Le spectre de l'énergie des γ corrélés à une implantation de ^{26}F et détectés entre 0 et 7000 ms est présenté Fig III.1-20. La fenêtre en temps a été choisie de manière à avoir l'intégralité des décroissances β du ^{25}Ne. En effet, son temps de demi-vie est de 602 (ms), et les temps de demi-vie des états 1^+ et 4^+ du ^{26}F sont de 7.6 (1) ms et 2.2 (1) ms respectivement. Aucune condition sur le nombre de β détectés après l'implantation pour effectuer la corrélation n'a été utilisée ici, contrairement à précédemment où seul le premier β n'était considéré. L'efficacité β associée à ce traitement est de 79 (5) %. On rappelle que cette efficacité ne correspond pas à l'efficacité de détection intrinsèque du DSSSD mais à l'efficacité de la méthode de corrélation entre un β et un γ. Cependant, étant donné que les conditions sur le nombre maximal de β acceptés après l'implantation pour réaliser la corrélation ont été relâchées, cette « efficacité de corrélation » se rapproche ici de l'efficacité de détection des β par le DSSSD.

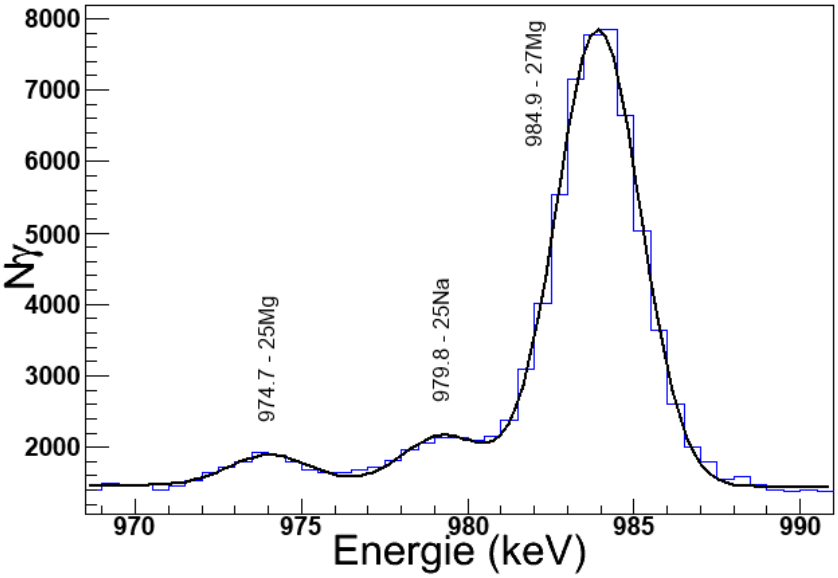


Fig III.1-20 – Energie des γ corrélés à une implantation de ^{26}F détectés moins de 7000ms après l'implantation.

La fonction utilisée pour réaliser l'ajustement est une somme de trois gaussiennes et d'un polynôme d'ordre 1 traduisant le bruit de fond. Le comptage résultant pour la raie à 979.77 keV est 3748 (161) coups. L'efficacité γ à une telle énergie est de 6.8 (3) %. On obtient ainsi le nombre total de ^{25}Ne produits par décroissance β du ^{26}F durant l'expérience :

$$N_{25Na}^{tot} = 3.8\ (5)\ 10^5$$

Or,

$$N_{25Na}^{tot} = N_{25Na}^{1+} + N_{25Na}^{4+}$$

Et

$$N_{25Na}^{4+} = N_0^{4+} - N_{M3} - N_{1499} = 9.4\ (89)\ 10^4$$

Donc

$$N_{25Na}^{1+} = 2.9\ (5)\ 10^5$$

Enfin

$$P_n^{1+} = \frac{N_{25Na}^{1+}}{N_0^{1+}(tot)} = 16\ (4)\%$$

Cette valeur est en accord avec la valeur de 11 (4) % précédemment mesurée par [38]. La moyenne de ces deux valeurs est alors adoptée et utilisé par la suite :

$$P_n^{1+} = 13.5\ (40)\%$$

Il faut noter que le P_{2n} n'est pas mesurable dans notre expérience. En effet, aucune raie du ^{24}Ne n'est observée suite à la décroissance β du ^{26}F, cependant nous ne pouvons pas savoir la proportion d'alimentation de l'état fondamental du ^{24}Ne.

III.1.7. Conclusions relatives au noyau de ^{26}F

L'étude présentée dans cette partie a donc permis de déterminer l'énergie d'excitation de l'état isomère 4^+ du ^{26}F, ainsi que la décroissance β complète des niveaux fondamental et isomère du ^{26}F vers les états liés du ^{26}Ne. Une partie de sa décroissance β vers les états non liés du ^{26}Ne, peuplant donc les états excités et fondamental du ^{25}Ne, a également été observée. Les temps de demi-vie des niveaux fondamental et isomère du ^{26}F ont ainsi été déterminés égaux à 7.6 (1) ms et 2.2 (1) ms respectivement. Le taux isomérique, rapport du nombre de noyaux de ^{26}F produits dans l'état 4^+ et du nombre total a été calculé égal à 42 (5) %. Ces informations sont regroupées Fig III.1-21.
La découverte de cet isomère et la détermination de son peuplement par réaction de fragmentation ont des conséquences sur l'énergie de liaison de l'état fondamental du ^{26}F déterminée par [38]. En effet, le ^{26}F a été produit de manière similaire dans les deux expériences. Il est donc fort probable que l'énergie de liaison déterminée ne soit pas celle de l'état fondamental uniquement, mais plutôt d'un mélange entre l'état fondamental et l'état isomère dans des proportions identiques à celles de notre expérience. L'état fondamental 1^+ serait alors 270 (50) keV (643 × 0.42) plus lié que ce qui a été déterminé auparavant.
On peut alors faire la comparaison entre les résultats expérimentaux et les calculs des modèles en couche USDA et USDB présentés dans la partie I.2.1.2. Des calculs *« Coupled Clusters »* ont également été réalisés par G. Tansen et G. Hagen et ont été utilisés à titre de comparaison. Ces résultats sont présentés Fig III.1-22. La grandeur utilisée est *Int(J)*, définie de la manière suivante (voir Chapitre I) :

$$Int(J) = BE\left(^{26}F\right)_J - BE(^{26}F_{free})$$

Où $BE\left(^{26}F\right)_J$ est l'énergie de liaison de l'état de spin J du ^{26}F, et $BE\left(^{26}F_{free}\right)$ l'énergie de liaison du système (^{24}O + $1p$ + $1n$) dans lequel le proton en $d_{5/2}$ et le neutron en $d_{3/2}$ n'interagissent pas entre eux. Cette dernière grandeur peut s'écrire :

$$BE\left(^{26}F_{free}\right) = BE\left(^{25}F\right)_{5/2+} + BE\left(^{25}O\right)_{3/2+} - BE\left(^{24}O\right)_{0+}$$

Avec [46]

$$BE\left(^{25}O\right)_{3/2+} - BE\left(^{24}O\right)_{0+} = 0.77^{+20}_{-10}\ MeV$$

Et [26]

$$BE\left(^{25}F\right)_{5/2+} = -183.38\ (8)\ MeV$$

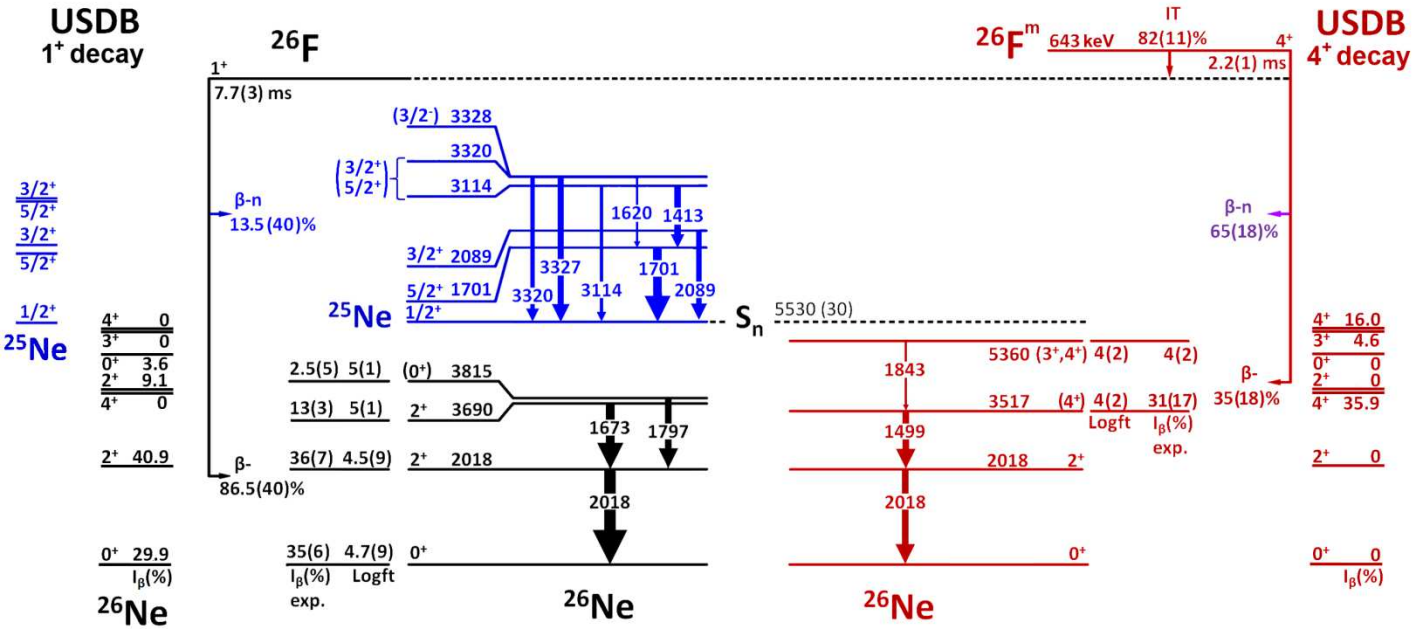


Fig III.1-21 – Schéma de niveau du ^{26}Ne et ^{25}Ne peuplés par la décroissance β de l'état fondamental 1^+ et isomère 4^+ du ^{26}F.

J	1^+	2^+	3^+	4^+
USDA	-2.22	-1.37	-0.42	-1.37
USDB	-1.82	-1.22	-0.22	-1.62
Exp.	-1.85 (13)	-1.19 (14)	-0.49 (4)	-1.21 (13)
NN	-1.52	-1.094	0.265	-0.805
NN+3nf	-1.83	-1.17	0.89	-1.15
NN+3nf+cont.	-1.90	-1.15	0.11	-1.24

Tableau III.1-2 – Récapitulatif des Int(J) expérimentaux et calculés à l'aide des approches théoriques des modèles en couche USDA et USDB, ainsi que par la théorie des « Coupled Clusters » (NN).

On calcule alors *Int(J)* pour les quatre états du ^{26}F déterminés expérimentalement et en utilisant les deux approches théoriques. Ces valeurs sont répertoriées dans le Tableau III.1-2 ci-dessus et la comparaison est visible Fig III.1-22. La notation « 3nf » indique que les forces à trois corps sont prises en compte, et « cont. » indique un couplage au continuum.

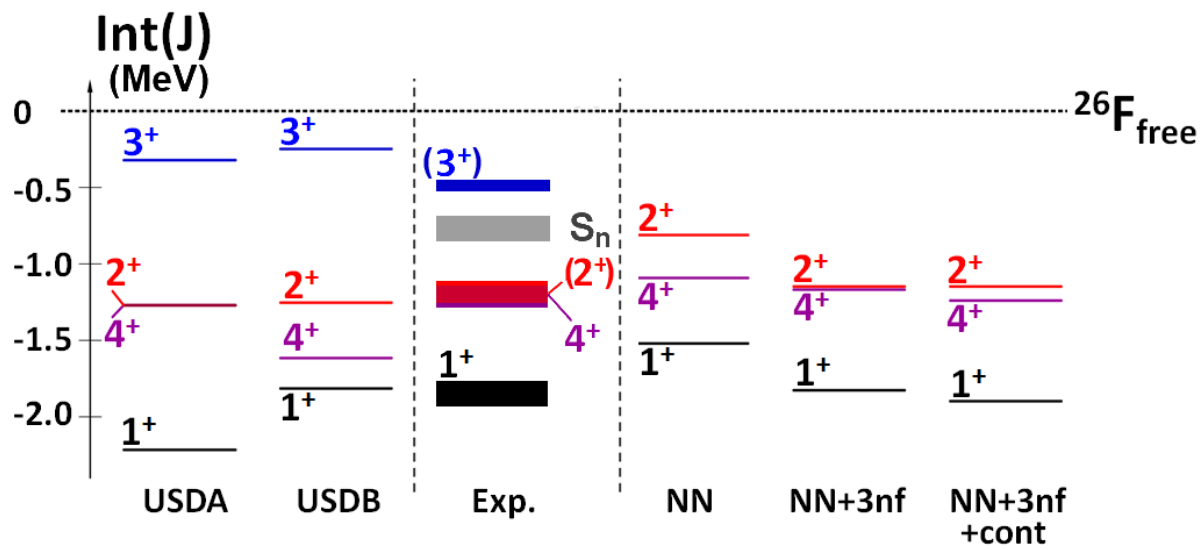


Fig III.1-22 - Comparaison des Int(J) expérimentaux et calculés.

Comme nous l'avons déjà dit, les éléments de matrice à deux corps (TBME), utilisés dans les calculs de modèle en couches USDA et USDB pour rendre compte des interactions dans la couche de valence *sd*, sont ajustés pour reproduire les propriétés des noyaux connus plus proches de la stabilité [6,27]. Leur application à un noyau dont la structure n'est pas incluse dans l'ajustement des TBME est donc équivalente à une prédiction. On remarque que les états déterminés expérimentalement sont plus compressés de 25% et 15% en comparaison avec les résultats des calculs du modèle en couche UDSA et USDB respectivement. En effet, l'écart en énergie entre l'état fondamental 1^+ et l'état le moins lié 3^+ résultant du couplage $\pi d_{5/2}$-$\upsilon d_{3/2}$ est moins important. Cela est dû au fait que les états liés sont déterminés expérimentalement avec une énergie de liaison plus faible de 17% et 8% par rapport aux calculs USDA et USDB, tandis que l'état non lié possède une énergie de liaison plus grande que celle calculée. Cette plus faible différence par rapport à l'expérience pour le modèle USDB est principalement dû au fait que l'état 4^+ est calculé près de 400 keV plus lié qu'il ne l'est expérimentalement. Cela suggère donc qu'il existe une réduction de l'interaction à l'origine de la dégénérescence du multiplet J = 1^+-4^+, et donc que l'interaction effective à deux corps utilisée pour les calculs USDA et USDB dépend de l'asymétrie entre les énergies de liaison des protons et des neutrons.

Concernant les calculs se basant sur la théorie des Clusters Couplés, l'état fondamental est trouvée plus de 300 keV moins liée qu'expérimentalement en utilisant uniquement les interactions nucléon-nucléon à deux corps. Cependant, dès lors que les interactions à trois corps sont prises en compte, les états liés à faible énergie d'excitation se retrouvent en très bon accord avec l'expérience. L'état non lié 3^+, pour lequel l'influence du continuum va être la plus importante étant donné qu'il s'y trouve n'est malheureusement pas encore calculé.

III.2. Etude de la décroissance β du noyau de ^{28}Ne

Deux raies non précédemment observées sont présentes dans le spectre en énergie des rayonnements γ corrélés à une implantation de ^{28}Ne à 564.3 (3) keV et 635.5 (3) keV, et ont été identifiées comme appartenant à la décroissance directe du ^{28}Ne (partie II.5.2). Ces raies n'ayant pas d'assignement immédiat, elles ont nécessité une analyse plus approfondie, ainsi que l'utilisation de données extraite d'une expérience de décroissance γ en vol, décrite brièvement dans la suite de cette partie. Nous avons ainsi pu déterminer deux nouveaux états dans la structure à basse énergie du ^{28}Na de spin 3^+ et 4^+, complétant ainsi le quadruplet J = 1^+-4^+ résultant du couplage $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ similaire à celui présent dans le noyau isotone de ^{26}F.

III.2.1. Prédictions des modèles en couche USDA et USDB pour le noyau de ^{28}Na

Les prédictions des modèles en couche USDA et USDB quant à la décroissance β du ^{28}Ne vers le ^{28}Na sont exposées sous forme d'un schéma des niveaux peuplés dans le noyau fils de ^{28}Na. Les largeurs des flèches, rendant compte des intensités des transitions observables, ont été normalisées :

- par rapport à la transition à 1802 keV provenant de la décroissance γ de l'état 1^+ à 1984 keV vers l'état 2^+ à 182 keV pour le modèle USDA.
- Par rapport à la transition à 2128 keV provenant de la décroissance γ de l'état 1^+ à 2128 keV vers l'état 2^+ fondamental pour le modèle USDB.

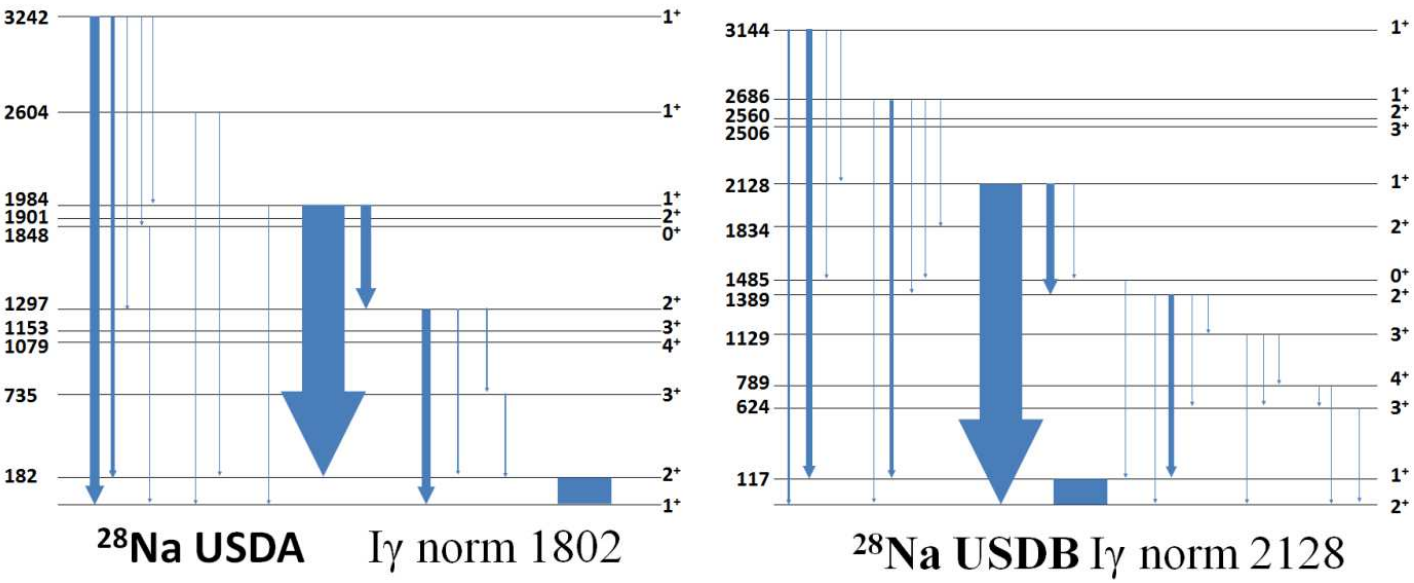


Fig III.2-1 – Prédictions des modèles en couche USDA et USDB pour les niveaux du ^{28}Na peuplés par décroissance β du ^{28}Ne et les transitions γ en résultant.

Il est à noter que le modèle USDA donne un état fondamental pour le ^{28}Na de spin 1^+ et un premier état excité de spin 2^+ tandis que le modèle USDB prédit l'inverse. Il s'avère qu'expérimentalement, l'état fondamental est de spin 1^+ [47] et donc que la prédiction du modèle USDA est la bonne. Mis à part l'état fondamental, les spins des autres états du ^{28}Na ne sont pas connus expérimentalement avec certitude. Cependant, la différence de spin ΔJ entre le premier état excité à 55 keV et le fondamental ne peut être que 1, car la transition serait isomère dans le cas contraire. Il semble alors raisonnable d'attribuer le spin 2^+ à cet état. En effet un état 2^+ est prédit par le modèle USDA à 182 keV d'énergie d'excitation, tandis que le premier état 0^+ est attendu à près de 2 MeV pour le modèle USDA et 1.5 MeV pour USDB.

III.2.2. Identification des raies γ inconnues issue de la décroissance β du ^{28}Ne

La Fig III.2-2 présente un agrandissement sur l'intervalle 550 keV - 705 keV, des spectres présentés dans la partie II.5.2. Pour rappel, les conditions de corrélation β utilisées pour les obtenir sont d'utiliser uniquement le premier β détecté moins de 60 ms (environ trois fois la durée de vie du ^{28}Ne) après l'implantation d'un noyau de ^{28}Ne (spectre en bleu) ou entre 200 ms et 1000 ms après l'implantation (spectre en rouge). Les deux raies γ à 564.3 (3) keV et 635.5 (3) keV sont observées en coïncidence avec la transition à 863 keV (partie II.5.4) et leur somme est compatible avec l'énergie de la transition à 1200 keV (deux raies déjà connues du ^{28}Na). Cela établirait donc un nouvel état dans le schéma de niveau du noyau de ^{28}Na.

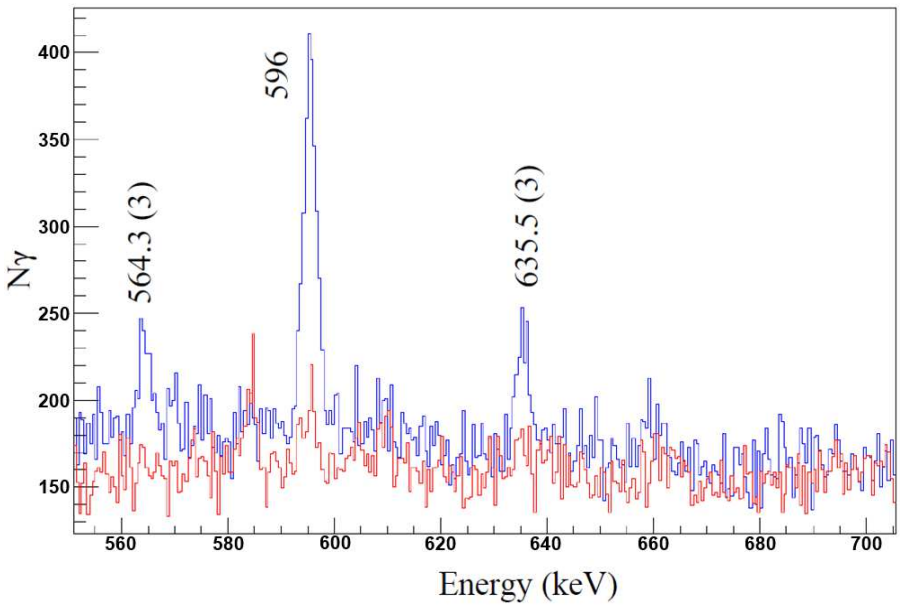


Fig III.2-2 - Spectres en énergie pour des rayonnements γ corrélés à un noyau de ^{28}Ne. En bleu (haut), les γs ont été détectés moins de 60ms après une implantation. En rouge (bas) entre 200ms et 1000ms après l'implantation.

L'énergie de cet état va être fonction de l'ordre des deux nouvelles transitions dans la cascade de décroissance γ. Ces deux possibilités sont 619 keV ou 691 keV. La Fig III.2-3 en donne

une illustration. Il n'est pas possible de déterminer l'ordre de ces deux transitions uniquement avec les données issues de la décroissance β, les deux raies présentant la même intensité car issues du peuplement d'un même état. Cependant, le noyau de ^{28}Na a été produit lors d'une expérience de décroissance γ en vol menée à MSU en 2012. Bien que sa production n'était pas l'objet de l'expérience, 165000 noyaux ont été produits, ce qui a été suffisant pour inclure cette étude complémentaire dans le présent manuscrit et pour une publication ultérieure.

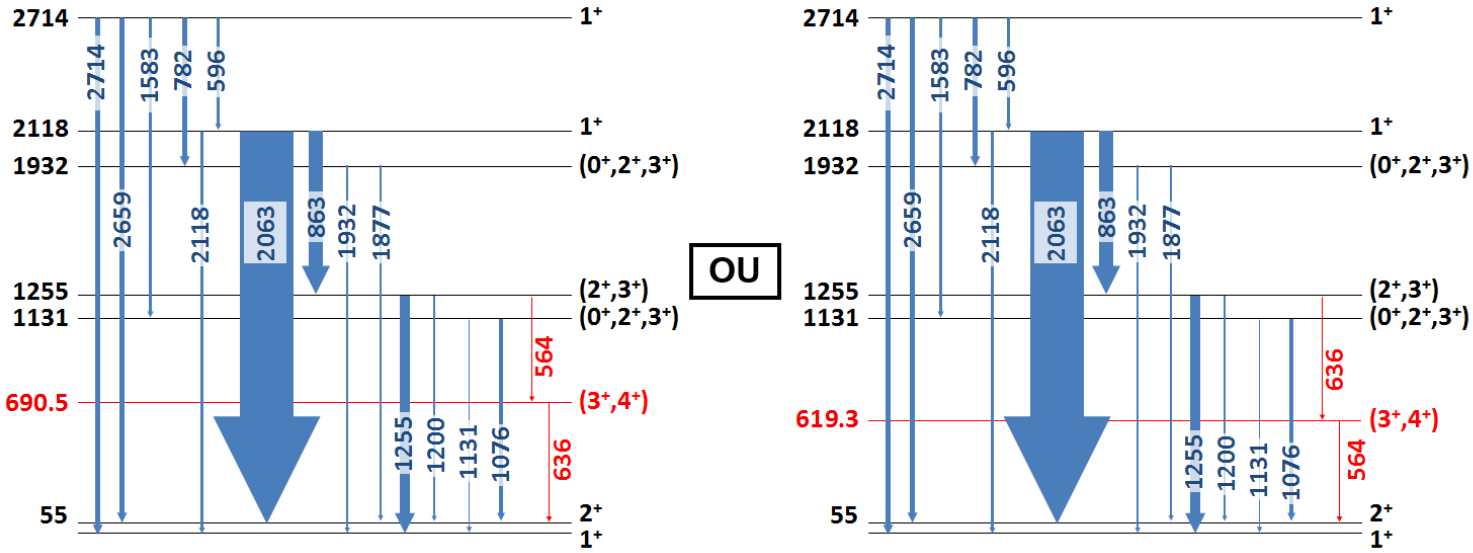


Fig III.2-3 - Deux possibilités de placement des nouvelles raies γs observées dans le schéma de niveau du ^{28}Na.

III.2.3. Etude complémentaire du ^{28}Na au travers de sa décroissance γ en vol

L'expérience de décroissance γ en vol, dont proviennent les données sur le ^{28}Na présentées dans la suite du paragraphe, fait l'objet d'étude de la thèse de Aurélie Mutschler [48]. Les spectres présentés par la suite sont issus de son analyse.

Le noyau de ^{28}Na a été produit à l'accélérateur NSCL, aux Etats-Unis, par double fragmentation à partir d'un faisceau de ^{48}Ca. La première fragmentation a été effectuée à l'aide d'une cible de Béryllium de 100 mg/cm². Le ^{34}Si ainsi produit est sélectionné avec le spectromètre A1800. La seconde fragmentation a été induite par une autre cible de Béryllium, de 100 mg/cm² également. Cette dernière était placée à la sortie du spectromètre A1800, au centre du détecteur GRETINA [49], composé de vingt-huit cristaux de Germanium et utilisé pour détecter les rayonnements γ émis en vol par la désexcitation des noyaux produits. Ces noyaux, parmi lesquels le ^{28}Na, ont ensuite été identifiés à l'aide du spectromètre S800.

La Fig III.2-4 présente le spectre en énergie des γ détectés dans le détecteur GRETINA, en sélectionnant un noyau de ^{28}Na à l'aide du spectromètre S800. Les énergies présentées ici sont corrigées de l'effet Doppler.

Plusieurs raies sont observées dont une à 635.0 (4) keV, compatible avec la transition de 635.5 (3) keV vue lors de la décroissance β du ^{28}Ne. Aucune raie n'est compatible avec une énergie de 564.3 (3) keV. Cela amène donc à la conclusion que la raie à 564.3 keV vue par décroissance β est située au-dessus de celle à 635.5 keV (hypothèse de gauche sur la Fig III.2-3). En effet, dans le cas contraire, les deux transitions seraient observées avec au moins la même intensité, ce qui n'est pas le cas ici. On peut donc assigner l'énergie de 690.5 (8) keV au nouvel état discuté dans le début de ce paragraphe. La raie la plus intense est observée à 277.8 (3) keV et n'a pas d'équivalent dans l'expérience de décroissance β du ^{28}Ne. Cette transition présente une coïncidence avec la raie à 635.0 keV (Fig III.2-5). Etant donné que la raie de 635.0 keV provient de la transition de l'état à 690.5 keV d'énergie d'excitation vers l'état à 55 keV, la transition de 277.8 keV ne peut être située qu'au-dessus de la 635.0 keV. Cela nous permet donc de placer un nouvel état à 968.3 (9) keV. Aucune autre coïncidence n'est observable, peut être due à une statistique trop faible dans les autres raies.

Lors d'une expérience de type décroissance γ en vol, les états les plus fortement peuplés sont généralement ceux ayant les spins les plus élevés. Nous avons donc ici une complémentarité entre la décroissance β de l'état fondamental du ^{28}Ne, de spin 0^+, qui va alimenter les états de faible spin dans le ^{28}Na, et la décroissance γ en vol du ^{28}Na lors de laquelle les états de spin haut seront observés. On peut ainsi faire l'hypothèse que les états à 968 .3 keV et 690.5 keV, dont sont originaires les transitions de 277.8 keV et 635.0 keV respectivement, seront de spins 3^+ ou 4^+. La seule assignation possible serait alors J = 4^+ pour l'état à 968.3 keV et J = 3^+ pour l'état à 690.5 keV. En effet, si c'était l'inverse, alors la transition de l'état à 968.3 keV qui serait de spin J = 3^+ vers l'état à 55 keV de spin J = 2^+ serait bien plus probable que la transition de 277.8 keV vers l'état à 690.5 keV qui serait de spin J = 4^+ (deux transitions M1 en compétition dont la première est d'énergie trois fois plus grande que la deuxième). Or seule la transition de 277.8 keV est observée. Cela permet alors d'établir le schéma de niveau proposé sur la figure ci-dessous, comparé avec les résultats des calculs du modèle en couche USDA. Les deux nouveaux états déterminés lors de cette étude sont indiqués en rouge (décroissance β) et en vert (décroissance γ en vol).

Nous avons ainsi complété le quadruplet d'états J = 1^+-4^+ résultant du couplage entre le proton célibataire en $\pi d_{5/2}$ et le neutron en $\nu d_{3/2}$ dans le ^{28}Na. Ce couplage est le même que celui présent dans le ^{26}F dont les quatre états de ce multiplet sont maintenant connus. Il existe un troisième noyau présentant ce couplage : le noyau de ^{30}Al. Pour ce dernier également, les quatre états du multiplet résultant du couplage $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ sont connus. La comparaison des résultats expérimentaux relatifs à ces noyaux avec les calculs des modèles en couches USDA et USDB permet de faire une étude systématique de l'évolution des forces nucléaires lorsque l'on s'éloigne de la stabilité pour s'approcher de la limite de liaison neutron. Il faut cependant garder à l'esprit que ces états présentent un mélange de configurations plus important dans les noyaux de ^{28}Na et ^{30}Al que dans le ^{26}F.

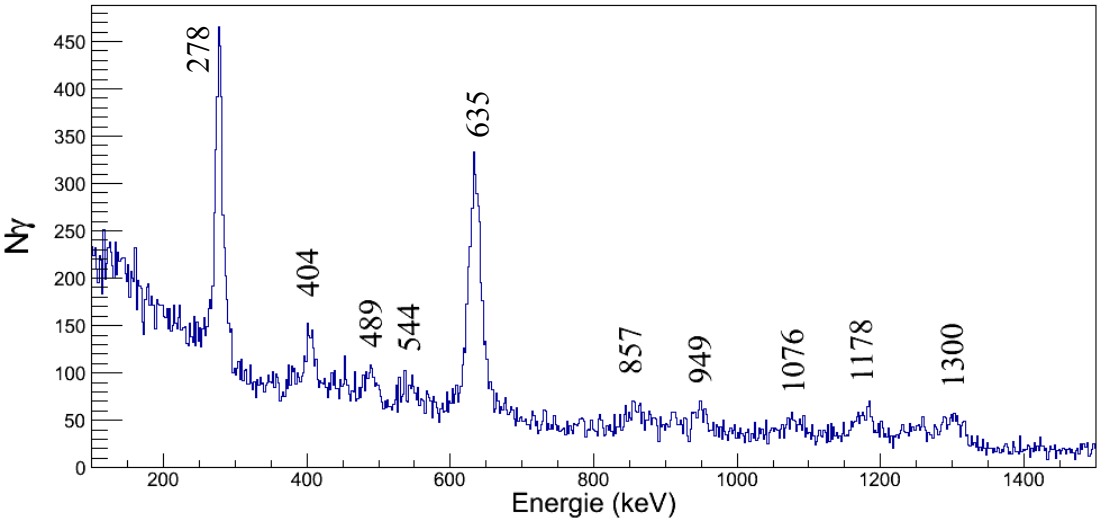


Fig III.2-4 - Spectres en énergie pour les rayonnements γ détectés lors de l'expérience de décroissance γ en vol décrite précédemment.

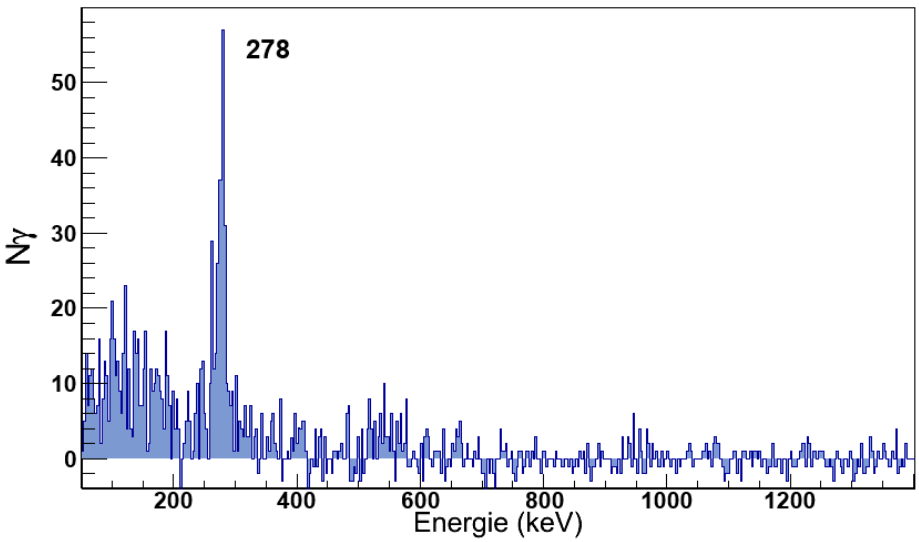


Fig III.2-5 – Coïncidences observables avec la raie à 635.0 keV.

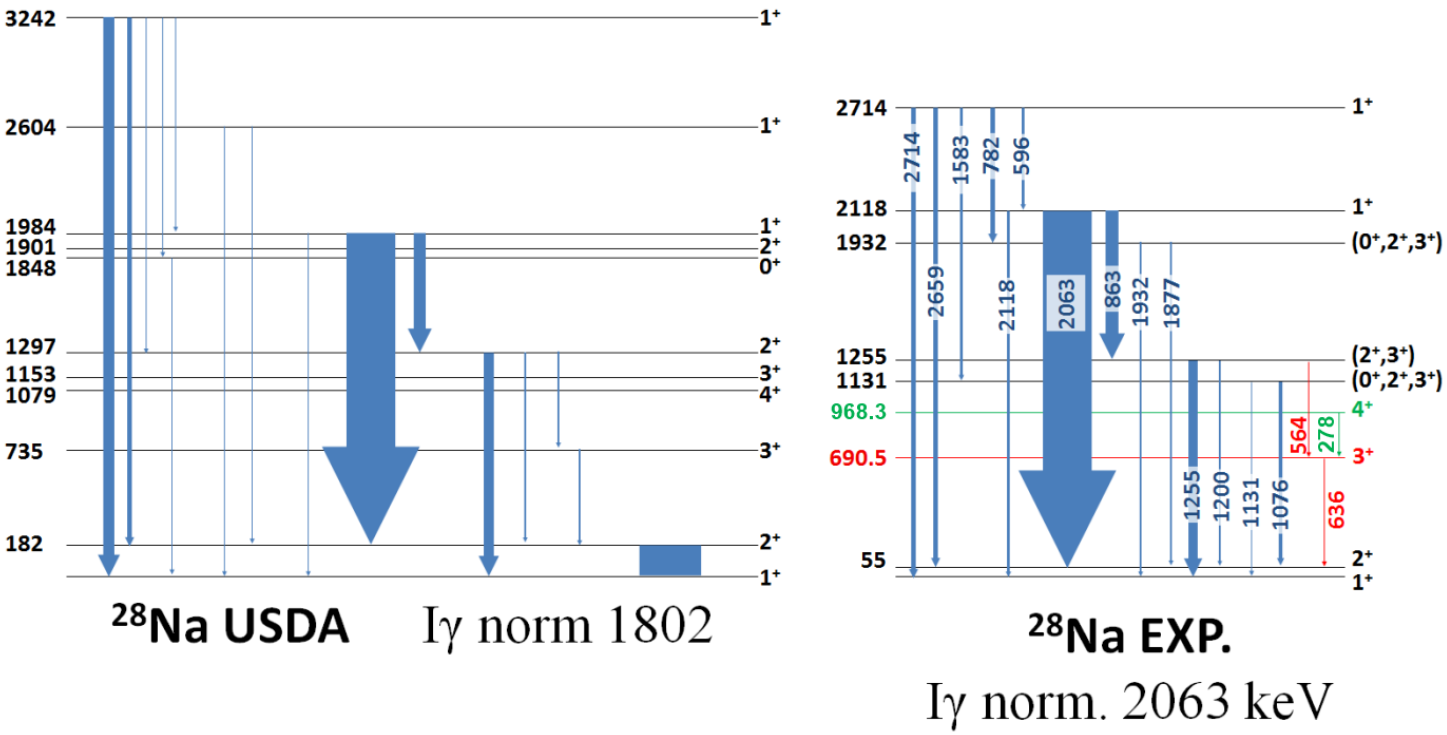


Fig III.2-6 - Comparaison des résultats expérimentaux avec les calculs du modèle en couche USDA.

III.3. Evolution des forces nucléaires pour les isotones N = 17, Z impair

A l'issue de notre étude, nous sommes en mesure de réaliser une étude systématique de l'évolution de l'interaction $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ à l'aide des noyaux de ^{26}F, ^{28}Na et ^{30}Al. Le Tableau III.3-1 récapitule les énergies de liaison des quatre états du multiplet J = 1^+-4^+ issus du couplage $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ dans ces noyaux. Les états indiqués en rouge sont ceux que nous avons déterminés lors de l'analyse présentée dans ce manuscrit. Les énergies de liaison expérimentales du ^{30}Al sont extraites de [7]. La comparaison entre les calculs des modèles en couches USDA et USDB et des résultats expérimentaux concernant le multiplet résultant du couplage $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ dans ces trois noyaux est représentée Fig III.3-1. On peut y voir que le ^{30}Al est prédit globalement moins lié que trouvé expérimentalement mais que ses énergies d'excitations relatives sont bien calculées. Le ^{28}Na est dans l'ensemble bien reproduit également, mis à part l'inversion des états 1^+ et 2^+ pour l'état fondamental entre les modèles USDA et USDB. Enfin le ^{26}F est prédit globalement plus lié que déterminé expérimentalement excepté pour l'état 3^+, non lié par l'émission d'un neutron et qui est donc le plus influencé par les effets dus au continuum.

		Exp.		USDA		USDB	
		BE (MeV)	*E* (keV)*	*BE (MeV)*	*E* (keV)*	*BE (MeV)*	*E* (keV)*
^{26}F	1^+	184,42	0	184,79	0	184,39	0
	2^+	183,76	657	183,94	850	183,79	600
	3^+	183,06	1360	182,99	1800	182,79	1600
	4^+	183,78	643	183,94	850	184,19	202
^{28}Na	1^+	218,38	0	218,41	0	218,21	117
	2^+	218,33	55	218,23	182	218,33	0
	3^+	217,69	690	217,68	735	217,71	624
	4^+	217,40	980	217,33	1079	217,54	789
^{30}Al	1^+	247,15	686	247,02	550	247,05	590
	2^+	247,60	243	247,47	100	247,56	80
	3^+	247,84	0	247,57	0	247,64	0
	4^+	246,60	1244	246,47	1100	246,66	980

Tableau III.3-1 - Tableau récapitulatif des énergies de liaison et des énergies d'excitation des quatre états J = 1^+- 4^+ issus du couplage $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ dans les noyaux de ^{26}F, ^{28}Na et ^{30}Al. Les énergies de liaison expérimentales du ^{26}F ont été corrigées de l'effet décrit partie III.1.7.

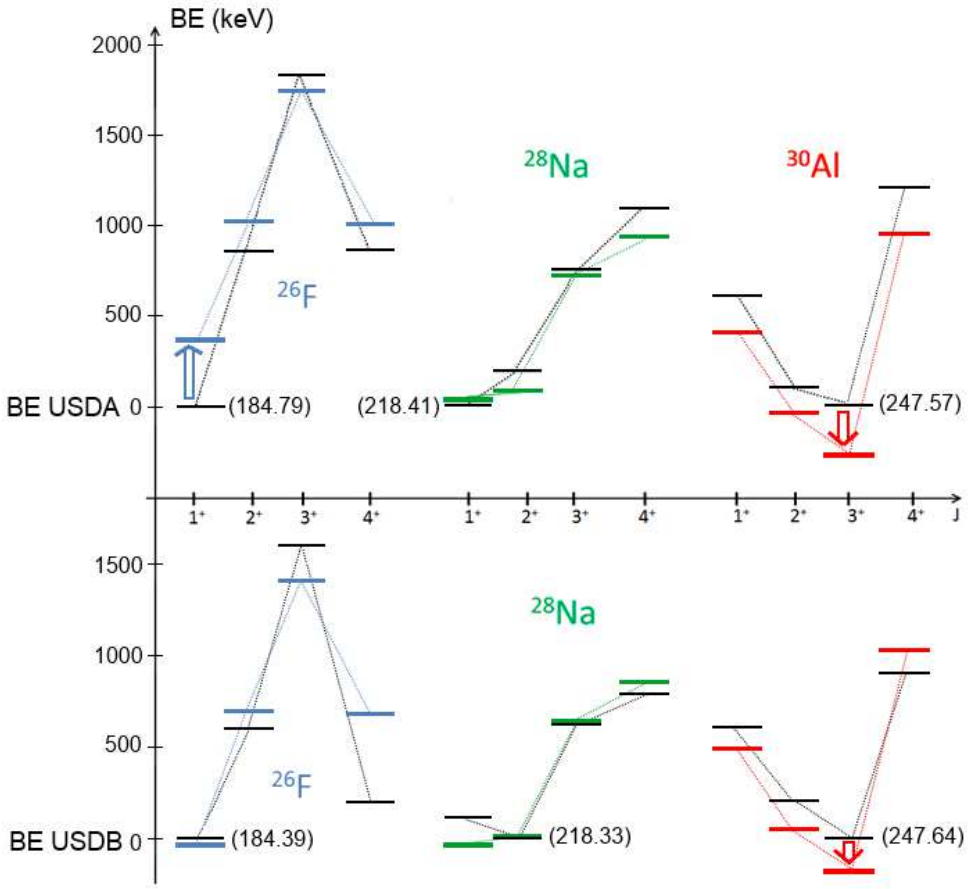


Fig III.3-1 - Comparaison des énergies de liaison expérimentales et théoriques (USDA et USDB) des quatre états du multiplet issus du couplage $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ dans le ^{26}F, ^{28}Na et ^{30}Al. Pour chaque noyau, la référence choisie est l'énergie de liaison de l'état fondamental calculée par le modèle en couche USDA (panneau haut) ou USDB (panneau bas). Les deux modèles prédisent des énergies d'excitations similaires pour tous les états de ces trois noyaux excepté pour le 4^+ du ^{26}F présentant une variation importante de 600 keV.

On observe ici une tendance systématique de l'énergie de liaison des états en fonction de l'asymétrie de la liaison des protons et des neutrons pour le modèle USDA. Il est plus compliqué de se prononcer quant au modèle USDB, celui-ci prédisant l'état 4^+ du ^{26}F plus de 400 keV plus lié et inversant l'état fondamental et le premier état excité dans le ^{28}Na. On voit également que si le noyau de ^{30}Al était inclus dans les ajustements des modèles USDA et USDB visant à obtenir les TBME reproduisant les propriétés des noyaux connus, l'écart entre les calculs et l'expérience pour le ^{26}F s'en trouverait fortement accentué.
Comme il a déjà été dit précédemment, ces états J = 1^+-4^+ possèdent un mélange de configuration plus important dans les noyaux de ^{28}Na et ^{30}Al que dans le ^{26}F signifiant que les corrélations vont être plus importantes dans le cas des deux premiers. Cependant, ces corrélations sont prises en comptes dans les calculs de type modèle en couche USDA et USDB. Si ces corrélations sont correctement incluses, alors la tendance systématique observée dans le graphe présenté Fig III.3-1 suggère une dépendance de l'interaction monopolaire $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ avec l'énergie de liaison. Nous n'avons pas encore d'explications à ce jour pour expliquer ces déviations par rapport à la théorie d'une autre manière.

III.4. Etude des décroissances β des noyaux de ^{24}O et ^{24}F

Le noyau de ^{24}O faisait partie du cocktail de noyaux radioactifs produits et sélectionnés par le spectromètre LISE lors du réglage optimisé sur le noyau de ^{26}F lors de l'expérience de décroissance β décrite au Chapitre II. Sa décroissance β va peupler différents niveaux du noyau de ^{24}F. L'état fondamental et le premier excité de ce noyau sont prédits par les modèles en couches USDA et USDB comme de spin J = 2^+ et 3^+ de configuration quasi purement $\pi d_{5/2}\times\nu s_{1/2}$ au-dessus d'un cœur de ^{22}O doublement magique. L'état fondamental du noyau de ^{24}O étant de spin J = 0^+, ces deux états ne seront pas peuplés lors de sa décroissance β, qui alimentera des états de spin J = 1^+. L'état 1^+_1 est prédit par les modèles en couches USDA et USDB comme provenant majoritairement de l'excitation d'un proton vers la sous-couche $\pi s_{1/2}$ donnant lieu au couplage $\pi s_{1/2}\times\nu s_{1/2}$. Pour des énergies d'excitation supérieures, la promotion d'un neutron vers la sous-couche $\nu d_{3/2}$ va produire le couplage $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ similaire à celui présent dans le ^{26}F, résultant en quatre états de spin J = 1^+-4^+. Ces états sont calculés par les modèles en couche USDA et USDB proche du S_n du ^{24}F (~3.8 MeV), voir non liés (figure ci-dessous adaptée de [53]). Leur détermination donnerait donc des informations complémentaires à l'étude réalisée sur le ^{26}F quant à l'évolution des forces nucléaires à l'approche de la limite de la stabilité. La décroissance β du ^{24}O pourrait nous renseigner sur l'état 1^+ de ce multiplet.
Le noyau de ^{24}F a également été directement produit et implanté, durant le réglage optimisée spécialement sur sa production. Le spin de l'état fondamental du ^{24}F est proposé égal à 3^+ par [50] mais son assignation n'est pas certaine. Notre étude de sa décroissance β vers le ^{24}Ne a permis de déterminer le spin de son état fondamental ainsi que l'observation pour la première fois par cette voie de réaction du peuplement d'états du ^{24}Ne autres que le premier état excités observé par [54].
La chaine de décroissance β du ^{24}O est représentée Fig III.4-2. Cette décroissance β du noyau de ^{24}O vers le ^{24}F a déjà été étudiée par [38]. Son temps de demi-vie a été établi égal à 65 (5)

ms [38] et son β-n égal à 18 (6) % par [38] et 58 (12) % par [39]. L'état fondamental du ^{24}O étant un état 0^+, les états peuplés dans le ^{24}F seront les états 1^+ uniquement ($\Delta J = \pm 1$ à partir d'un état 0^+). Trois transitions γ ont été observées par [38] mais la statistique faible de cette étude n'a pas permis de déterminer avec certitude le schéma de niveau du ^{24}F. Un état 1^+ a été proposé à 1831.6 (5) keV d'énergie d'excitation, décroissant soit directement vers l'état fondamental, soit par un état intermédiaire en émettant deux γ de 521.5 (3) keV et 1309.5 (5) keV. Cette proposition provient du fait que la somme des deux transitions à 521.5 keV et 1309.5 keV correspond aux erreurs près à la transition de 1831.6 (5) keV. Cependant la statistique était trop faible pour le confirmer au travers l'étude des coïncidences γ-γ. Durant l'expérience présentée dans cette thèse, 10^5 noyaux de ^{24}O ont été implantés, ce qui est un facteur 10 de plus que pour celle de la référence [38]. Ce gain en statistique nous a permis d'observer des coïncidences γ-γ absente dans l'étude précédente.

La décroissance β du ^{24}O peut également se produire vers des états non liés par émission neutron du ^{24}F. Cela mène donc à sa chaine de décroissance β-n partant du noyau ^{23}F dont le temps de demi-vie est de 2.23 (14) s [51].

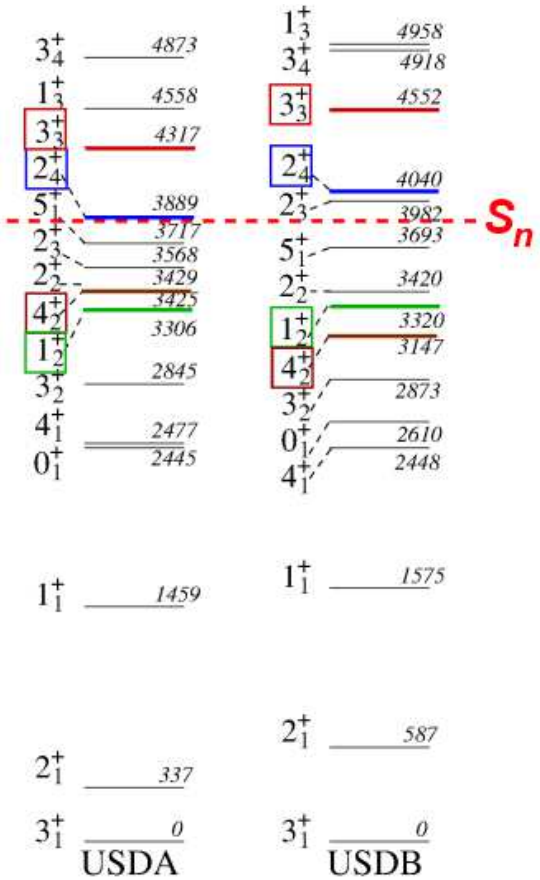


Fig III.4-1 - Schéma de niveaux du ^{24}F prédit par les modèles en couche USDA et USDB. Les états possédant une configuration majoritairement $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ (~60 %) sont représentés en couleur et leur spin est encadré.

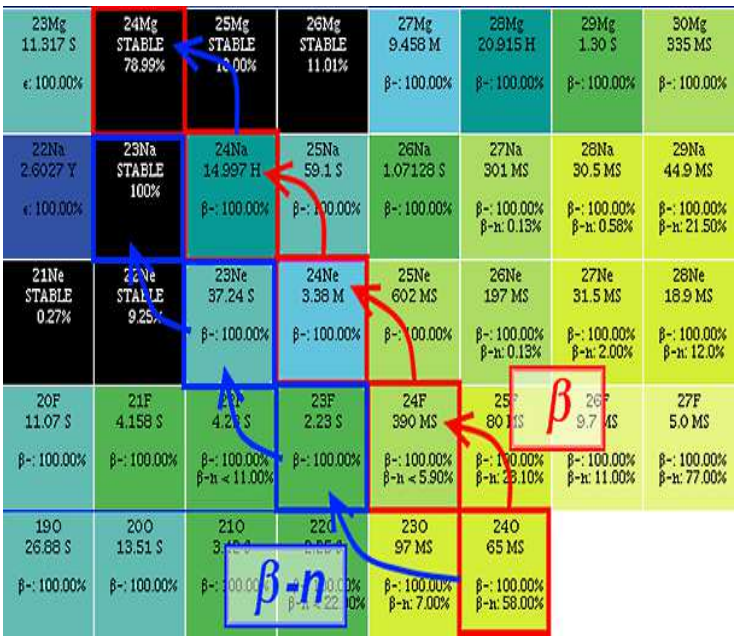


Fig III.4-2 – Chaine de décroissance du ^{24}O.

III.4.1. Raies γ observées pour la corrélation avec du ^{24}O

Les raies γ observables, retardées par décroissance β du ^{24}O, sont présentées sur les figures ci-dessous. Une comparaison est faite entre les rayonnements γ détectés jusqu'à 250 ms (~3 fois la durée de vie du ^{24}O) après l'implantation du noyau de ^{24}O (panneau du haut) et ceux détectés plus tard, entre 320 et 820 ms après l'implantation (panneau du bas). Comme précédemment, cela permet immédiatement de différencier les transitions provenant de la décroissance du noyau de ^{24}O lui-même de celles de ses noyaux fils ou issues de corrélations fortuites avec le ^{24}O. L'identification de la totalité des raies observées dans la gamme en énergie 320-2100 keV est proposée sur la Fig III.4-3. Deux raies, assignées à la décroissance β directe du ^{24}O, sont observables au-delà de 2 MeV, à 2238 (2) keV et 2838 (3) keV (Fig III.4-4). Ces énergies correspondent respectivement, aux barres d'erreurs près, aux transitions de 2268 (29) keV (premier état excité vers état fondamental) et 2920 (25) keV (deuxième état excité vers état fondamental) du ^{23}F [52].

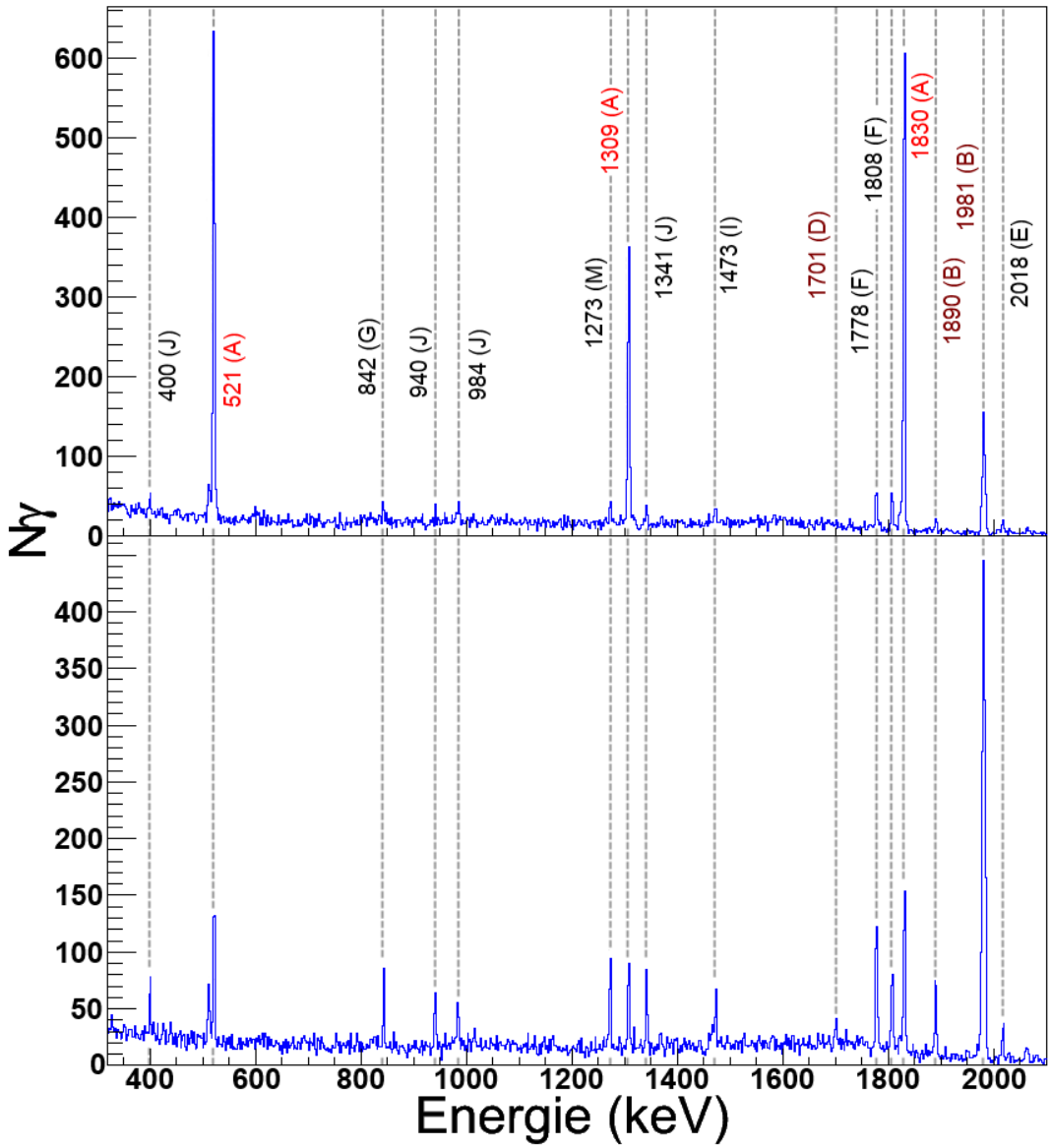


Fig III.4-3 – Rayonnements γ corrélés à un noyau de ^{24}O et détectés moins de 250 ms après l'implantation (panneau haut) ou entre 320 ms et 820 ms après l'implantation (panneau bas). Les raies sont annotées avec leur énergie et leur appartenance.

(A) *^{24}F.* ***(B)*** *^{24}Ne.* ***(D)*** *^{23}Ne.* ***(E)*** *^{26}Ne.* ***(F)*** *^{26}Mg.* ***(G)*** *^{27}Al.* ***(I)*** *^{28}Mg.* ***(J)*** *^{28}Al.* ***(M)*** *^{29}Si*

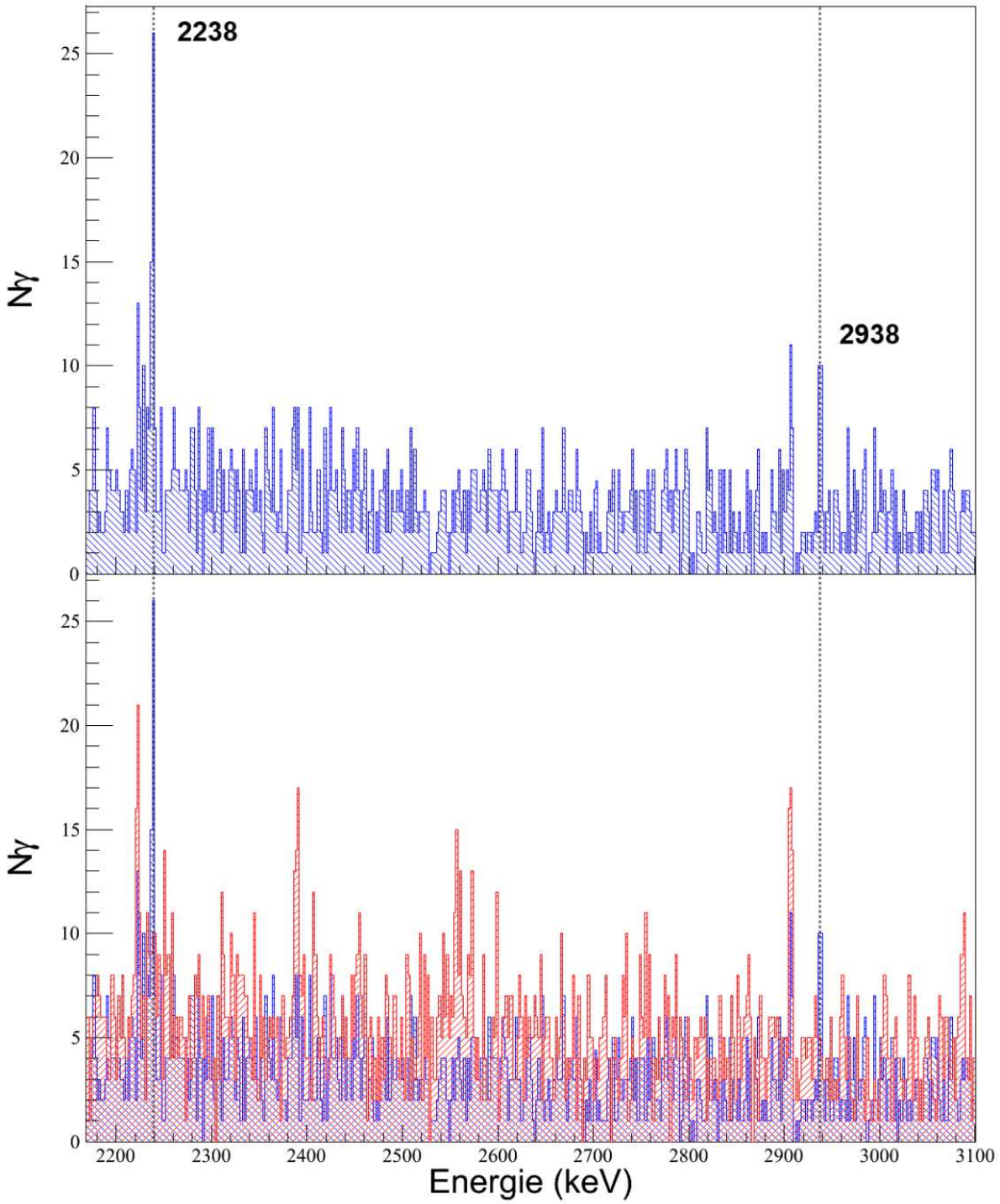


Fig III.4-4 – Le spectre bleu (rouge) correspond au spectre présenté dans le panneau du haut (bas) de la Fig III.4-3. On a ici zoomé entre 2200 et 3100 keV. Deux raies à 2238 (2) keV et 2938 (3) keV sont identifiées comme appartenant à la décroissance β directe du ^{24}O vers les deux premiers états excités du ^{23}F.

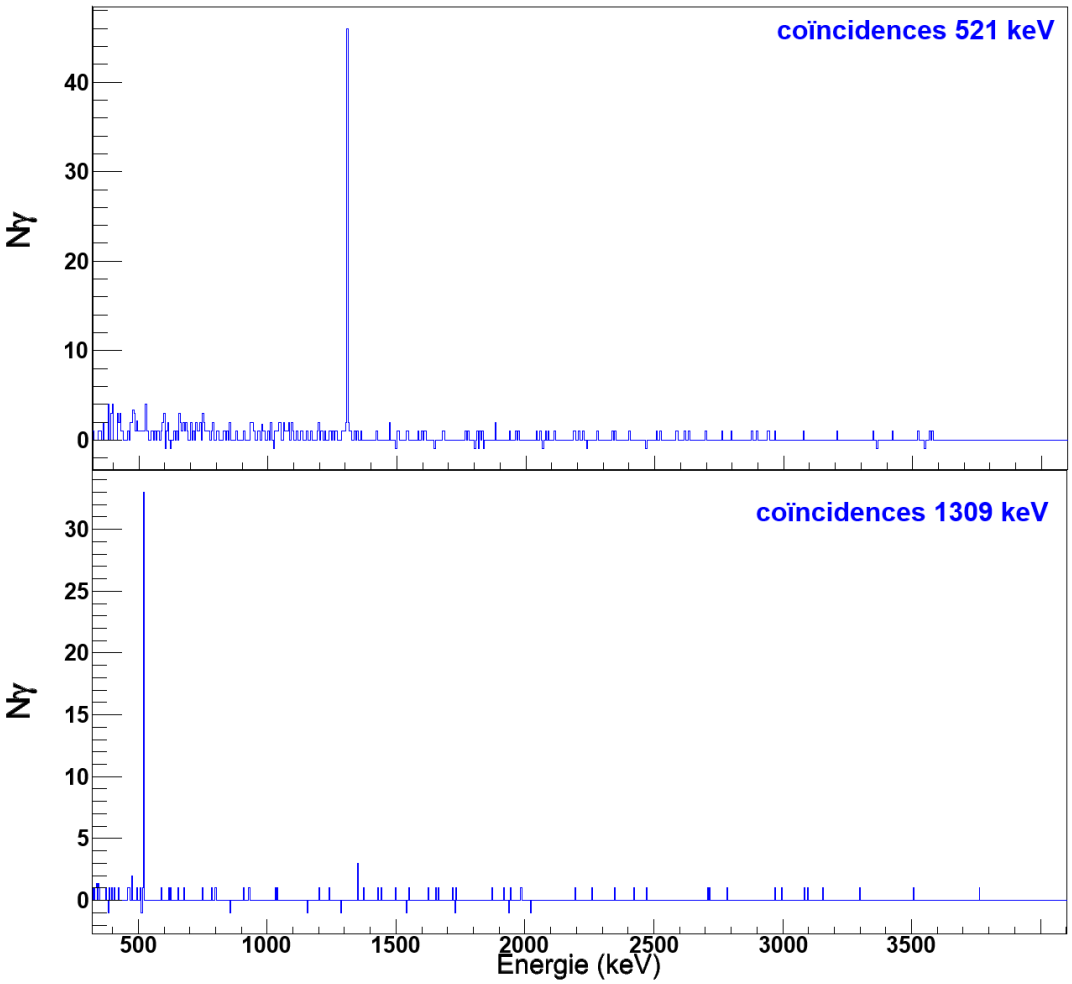


Fig III.4-5 – Coïncidences observables avec la raie à 521 keV (panneau du haut) et 1309 keV (panneau du bas). Seule la coïncidence mutuelle apparait.

Les coïncidences avec la raie à 1309 (1) keV et 521 (1) keV sont présentées sur la figure Fig III.4-5. Leur coïncidence mutuelle est observée, confirmant la présence d'un état 1^+ à 1830 (1) keV d'énergie d'excitation décroissant directement vers l'état fondamental ou par un état intermédiaire en émettant deux γ de 521 keV et 1309 keV. Aucune autre coïncidence n'est observée.

La détermination de l'efficacité β du DSSSD pour le noyau de ^{24}O est faite par la première méthode décrite dans la partie II.6.1 en utilisant le pic à 1830 keV. Sa durée de vie étant plus longue que celle du ^{28}Ne ou du ^{26}F, les deux premiers rayonnements β ont été utilisés ici pour effectuer les corrélations. Le nombre de coups présents dans ce pic est 1959 (38) sans condition de corrélation β et 1194 (36) avec condition de corrélation β. On a donc $\varepsilon_\beta(^{24}O) = 63\ (3)\%$.

Le temps de demi-vie du noyau de ^{24}O a également été déterminé dans notre étude à l'aide des transitions à 521 (1) keV, 1309 (1) keV et 1830 (1) keV. La Fig III.4-6 présente la somme des durées de vie associée à ces trois transitions après soustraction de la contribution du bruit de fond. Le temps de demi-vie ainsi extrait est 80 (5) ms. Cette valeur est plus longue que celle de 65 (5) ms déterminée par [38] mais reste en accord à 2 sigmas près.

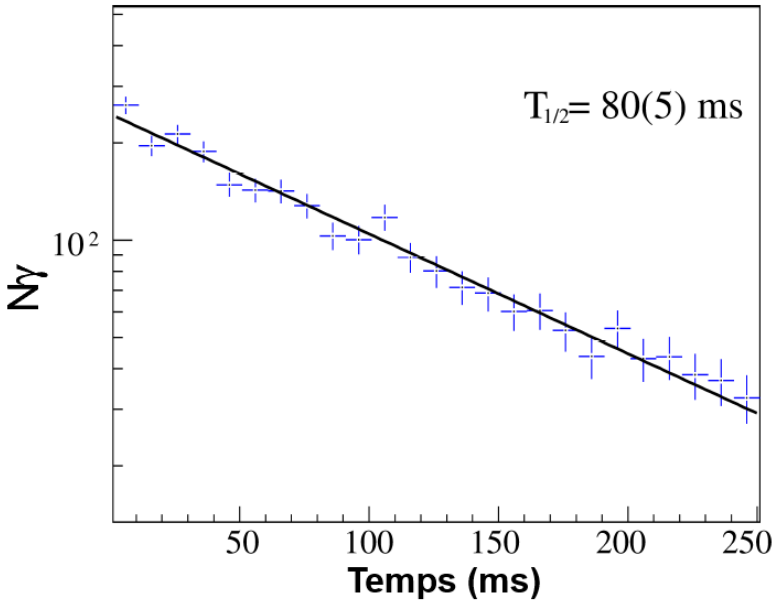


Fig III.4-6 – Temps de demi-vie extrait en sommant les trois contributions des transitions à 521 keV, 1309 keV et 1830 keV après soustraction du bruit de fond. Le spectre est condensé à 10 ms par canal.

III.4.2. Comptage des transitions γ retardées par la décroissance β du ^{24}O.

Les comptages associés aux différentes transitions γ retardées par la décroissance β du ^{24}O sont présentées dans le Tableau III.4-1 avec leurs intensités γ absolues respectives. Aucune transition vers l'état à 1830 keV provenant d'un état d'énergie d'excitation supérieure n'est observée. Nous pouvons donc extraire un branchement β égal à 58 (4) % (soit *log(ft)* = 4.3 (4)) pour cet état à 1830 keV et un rapport de branchement γ égal à 68 (5) % pour la transition directe vers l'état fondamental. L'ordre des deux transitions de 521 keV et 1309 keV dans la cascade de décroissance de l'état 1^+ à 1830 keV vers l'état fondamental ne peut cependant toujours pas être déterminé. En effet, les deux transitions ont la même intensité aux erreurs près, suggérant que l'état intermédiaire dans la cascade de décroissance γ n'est pas peuplé directement par la décroissance β du ^{24}O. Cela suggère donc également que le spin de cet état intermédiaire n'est pas J = 1^+. Aucune autre raie ne peut être assignée avec certitude à un deuxième état 1^+. Les deux possibilités sont les suivantes :

- Le deuxième état 1^+ est déjà situé au-dessus du seuil d'émission neutron et décroit donc vers le ^{23}F.
- Le branchement β vers l'état 1^+_2 est inférieur à 1.0 (4) %. En effet, une telle valeur de branchement donnerait une intensité équivalente à la raie à 940 (1) keV (observable dans le panneau du haut de la Fig III.4-3) ou légèrement plus importante que celle à 2938 keV (Fig III.4-4) et correspondant aux transitions d'intensités les plus faibles observables.

Energie (keV)	*Nγ observés*	*Efficacité (%)*	*Nγ corrigé efficacité β et γ*	*I_γ (pour 100 décroissances)*
521 (^{24}F)	1169 (56)	8.5 (0.3)	21083 (1607)	21 (2)
1309 (^{24}F)	723 (44)	6.1 (0.3)	18813 (1723)	18 (2)
1830 (^{24}F)	1397 (54)	5.5 (0.3)	40317 (3629)	39 (3)
2238 (^{23}F)	50 (12)	5.1 (0.3)	1556 (392)	1.5 (4)
2938 (^{23}F)	28 (8)	4.6 (0.3)	966 (287)	0.9 (3)

Tableau III.4-1 – Comptage des différentes raies observées issues de la décroissance β directe du ^{24}O.

On peut alors déduire le taux P_n de décroissance vers les états non liés par émission neutron du ^{24}F. En prenant la population du seul état 1^+ observé à 1830 keV avec un rapport de branchement de 58 (4) % et une limite d'observation d'un éventuel autre état 1^+ lié égale à 1.0 (4) %, on obtient $P_n(^{24}O)$ = 42 (5) %. Cette valeur est en accord avec le P_n mesurée à 58 (12) % par [39] mais est en désaccord avec la valeur de 18 (6) % de [38]. Le schéma de la décroissance β du ^{24}O déduit de notre étude est présenté sur la figure ci-dessous.

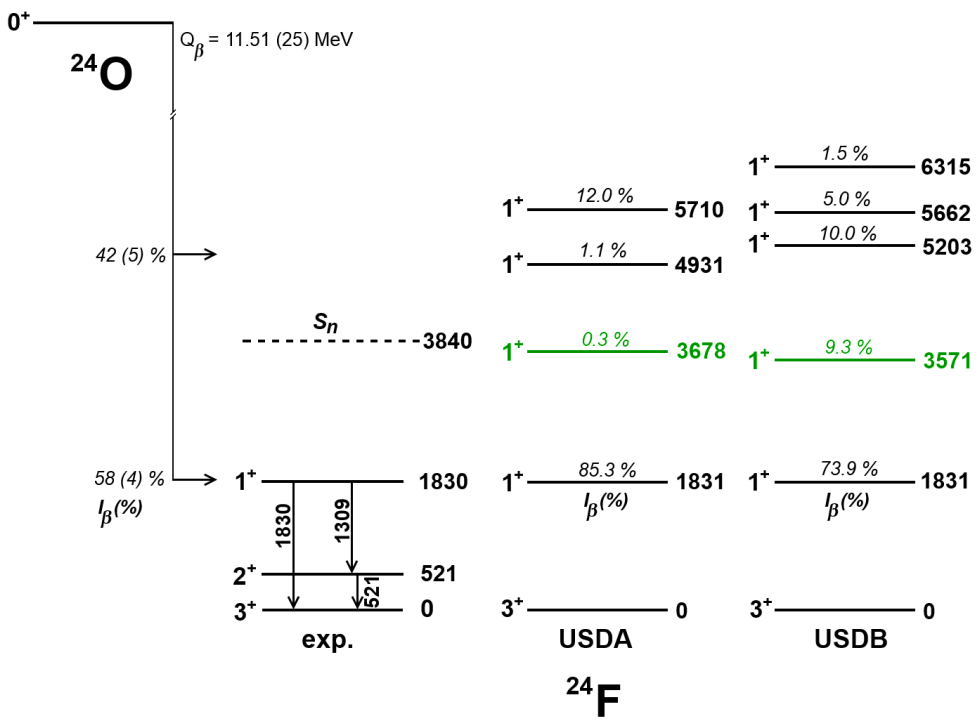


Fig III.4-7 – Schéma des niveaux peuplés lors de la décroissance β du ^{24}O vers le ^{24}F déduit de notre étude. Ces résultats sont comparés aux prédictions des branchements β par les modèles en couche USDA et USDB. Le spin de l'état fondamental du ^{24}F est déduit de l'étude de sa décroissance β vers le ^{24}Ne présentée par la suite et son premier état excité par l'étude de sa décroissance γ en vol présenté dans [53]. Les calculs présentés ici ont été réajustés de manière à ce que l'état 1^+_1 corresponde à l'expérience.

Concernant l'état 1^+_2 du ^{24}F dont la configuration est majoritairement $d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ (~60 %), plusieurs hypothèses sont envisageables. Cet état peut être non lié par émission neutron, les prédictions des modèles en couche USDA et USDB donnent en effet cet état 1^+_2 moins de 300 keV en dessous du seuil d'émission neutron. De plus, le fait que cet état 1^+_2 soit moins lié que les calculs des modèles en couches USDA et USDB serait compatible avec une réduction de l'interaction $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ à l'approche de la limite de liaison nucléaire. Il est cependant également possible que la statistique soit insuffisante pour l'observer, auquel cas cela signifierait que le branchement β vers l'état 1^+_2 est inférieur à 1.0 (4) %, ce qui est compatible avec les prédictions USDA donnant un branchement β pour l'état 1^+_2 égal à 0.3 %, mais est incompatible avec les prédictions USDB le donnant à 9.3 %.
Les trois autres états J = 2^+-4^+, issus du même couplage $d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ ne sont pas accessibles par notre étude de décroissance β. La décroissance γ en vol du ^{24}F a été étudiée au GANIL et a permis de déterminer trois candidats pour ce quadruplet. Les spins ne sont cependant pas assignés avec certitude et nécessitent des études complémentaires. Ces résultats sont discutés dans [53].

III.4.3. Décroissance β du ^{24}F

La décroissance β du noyau de ^{24}F a également pu être étudiée à l'aide des données extraite de l'expérience présentée dans cette thèse. La décroissance β du noyau de ^{24}F va peupler différents états dans le ^{24}Ne. Cette décroissance avait déjà été étudiée par [54] et une seule transition avait été observée à 1981.6 keV associée à la population du premier état excité de spin 2^+ dans le ^{24}Ne. Notre étude a permis d'assigner avec certitude le spin J = 3^+ à son état fondamental ainsi que de peupler des états autre que le seul observé jusqu'à présent.

Les spectres présentés sur les Fig III.4-8 et Fig III.4-9 montrent les raies γ retardées par la décroissance β du ^{24}F. Le spectre bleu correspond aux γ détectés moins de 390 ms après l'implantation (~1 fois la durée de vie du ^{24}F) et le spectre rouge ceux détectés entre 700 ms et 2700 ms après l'implantation. Plusieurs transitions γ provenant de la désexcitation du ^{24}Ne sont observées :

- 1980.2 (5) keV provenant du premier état excité 2^+_1.
- 1890.9 (3) keV et 3872.1 (9) keV provenant de l'état excité 2^+_2 à 3872 (1) keV.
- 1983.6 (5) keV provenant de l'état excité 4^+_1 à 3968.9 (6) keV.
- 2905.4 (6) keV en accord avec la transition à 2898 (20) keV provenant de l'état excité de spin inconnu à 4880 (20) keV.
- 3598.0 (7) keV en accord avec la transition à 3593 (20) keV provenant de l'état excité de spin inconnu à 5575 (20) keV.
- 5362 (2) keV pouvant correspondre aux transitions 5314 keV ou 5407 keV provenant respectivement des états à 7295 keV et 7388 keV d'énergie d'excitation pour lesquelles aucune incertitude n'est donnée.
- 3471.3 (6) keV et 4244 (2) keV n'ayant pas de concordances avec des raies déjà connue du ^{24}Ne ou ^{23}Ne.

Le schéma de niveau du ^{24}Ne, incluant l'ensemble des études réalisées sur ce noyau jusqu'à présent, est visible sur la Fig III.4-10. Les transitions que nous avons pu observer suite à la décroissance β du ^{24}F sont mises en évidence sur ce schéma.

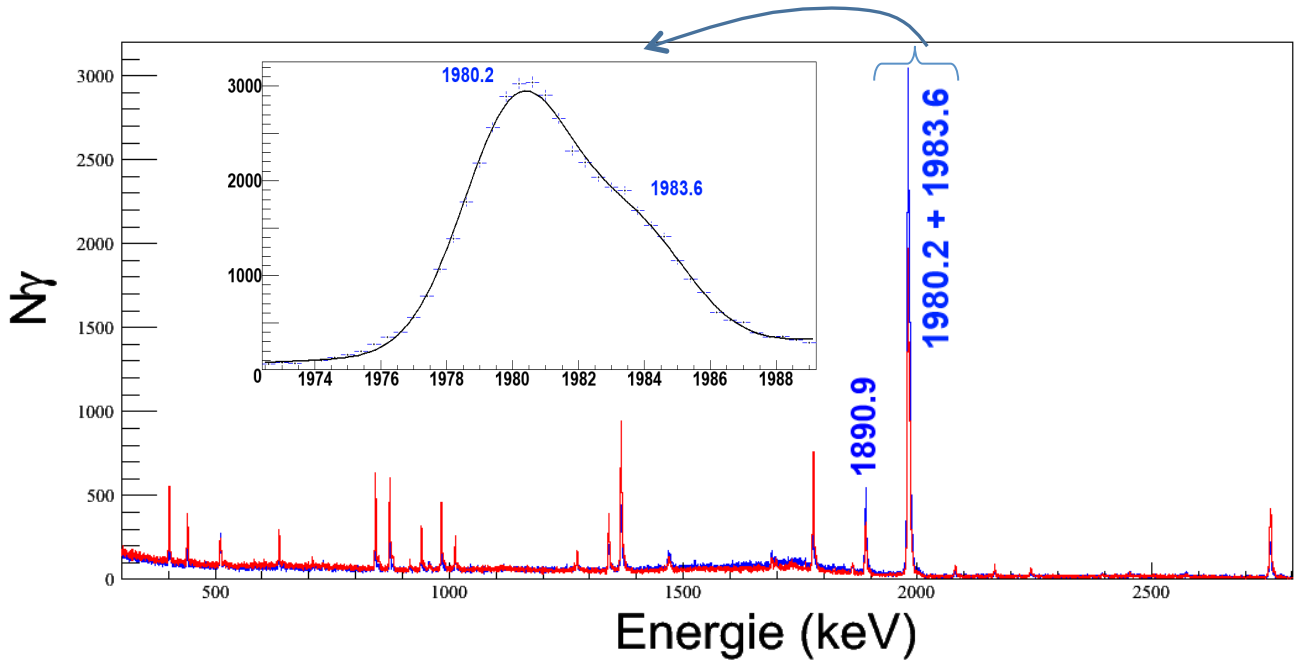


Fig III.4-8 – Spectre en énergie des rayonnements γ corrélés à un ^{24}F et détectés moins de 390 ms après l'implantation (spectre bleu) ou entre 700 ms et 2700 ms après l'implantation (spectre rouge). Les deux spectres sont condensés à 0.5 keV/canal.

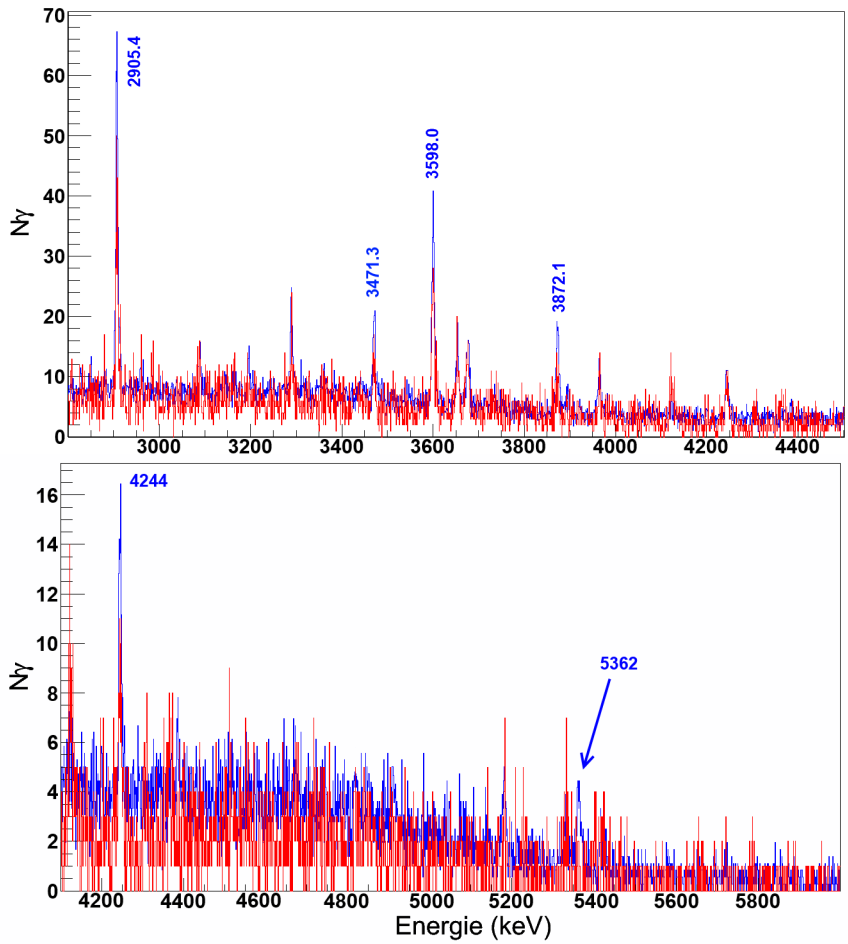


Fig III.4-9 – Agrandissement de la région entre 2.8 MeV et 4.5 MeV (panneau haut) et 4.1 MeV et 6.0 MeV (anneau bas) du spectre présenté Fig III.4-8.

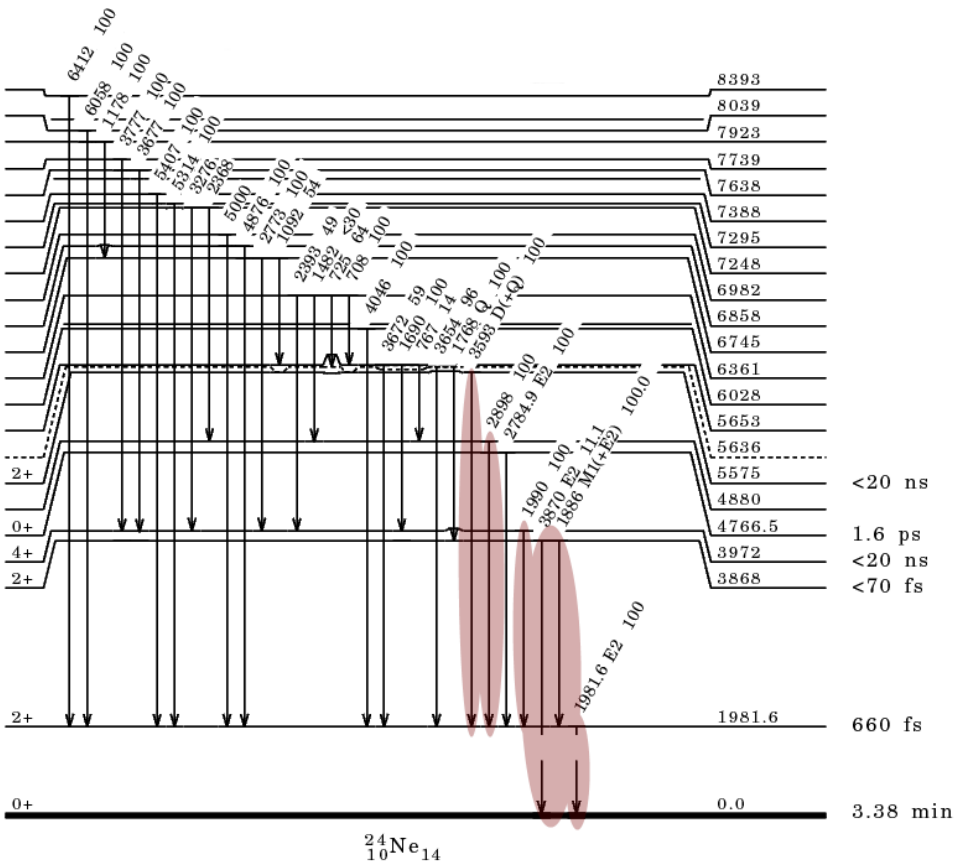


Fig III.4-10 – Schéma de niveau du ^{24}Ne. Les raies que nous avons observées par la décroissance β du ^{24}F sont mises en évidence.

Les deux transitions à 1980.2 (5) keV et 1983.6 (5) keV sont proches en énergie et leurs centroïdes ont été déterminés pour une condensation de 0.2 keV/canal (encart Fig III.4-8). La Fig III.4-11 présente les coïncidences observables avec les raies à 1980.2 keV, 1982.7 keV, et 3471.3 keV. Dans le cas de la transition à 1980.2 keV, des coïncidences apparaissent avec les raies à 1890.9 keV, 1983.6 keV, 2905.4 keV et 3598.0 keV. Pour le pic centré à 1983.6 keV, seule la coïncidence avec la transition de 1980.2 keV est observée. Cela permet d'associer le pic à 1980.2 keV à la transition $2^+_1 \rightarrow 0^+_1$ et le pic à 1983.6 keV à la transition $4^+_1 \rightarrow 2^+_1$ conformément au schéma de niveaux présenté Fig III.4-10.
La raie à 3471.3 keV, précédemment inconnue, présente une coïncidence avec les raies à 1890.9 keV et 1980.2 keV la plaçant ainsi au-dessus du niveau 2^+_2 et établissant un état à 7342.7 (8) keV d'énergie d'excitation. La transition observée à 5362 (2) keV correspondrait alors à une transition de cet état à 7342.7 (8) keV vers l'état 2^+_1 à 1980.2 keV. La statistique n'est cependant pas suffisante pour observer des coïncidences avec cette raie.
L'autre raie observée pour la première fois à 4244 keV est détectée en coïncidence avec la transition de 1983.6 keV, établissant ainsi un nouvel état à 8207 (2) keV.

Un comptage des différentes raies observées a été réalisé et est présenté dans le Tableau III.4-2. Les branchements β des niveaux peuplés ont ainsi été extraits et les valeurs des *log(ft)* ont été calculées. Ces résultats sont présentés dans le Tableau III.4-3. L'efficacité de détection

β pour ce noyau a été déterminée égale à 54 (2) % à l'aide de la première méthode décrite dans la partie II.6.1 appliquée à la somme des raies à 1980.2 keV et 1983.6 keV.

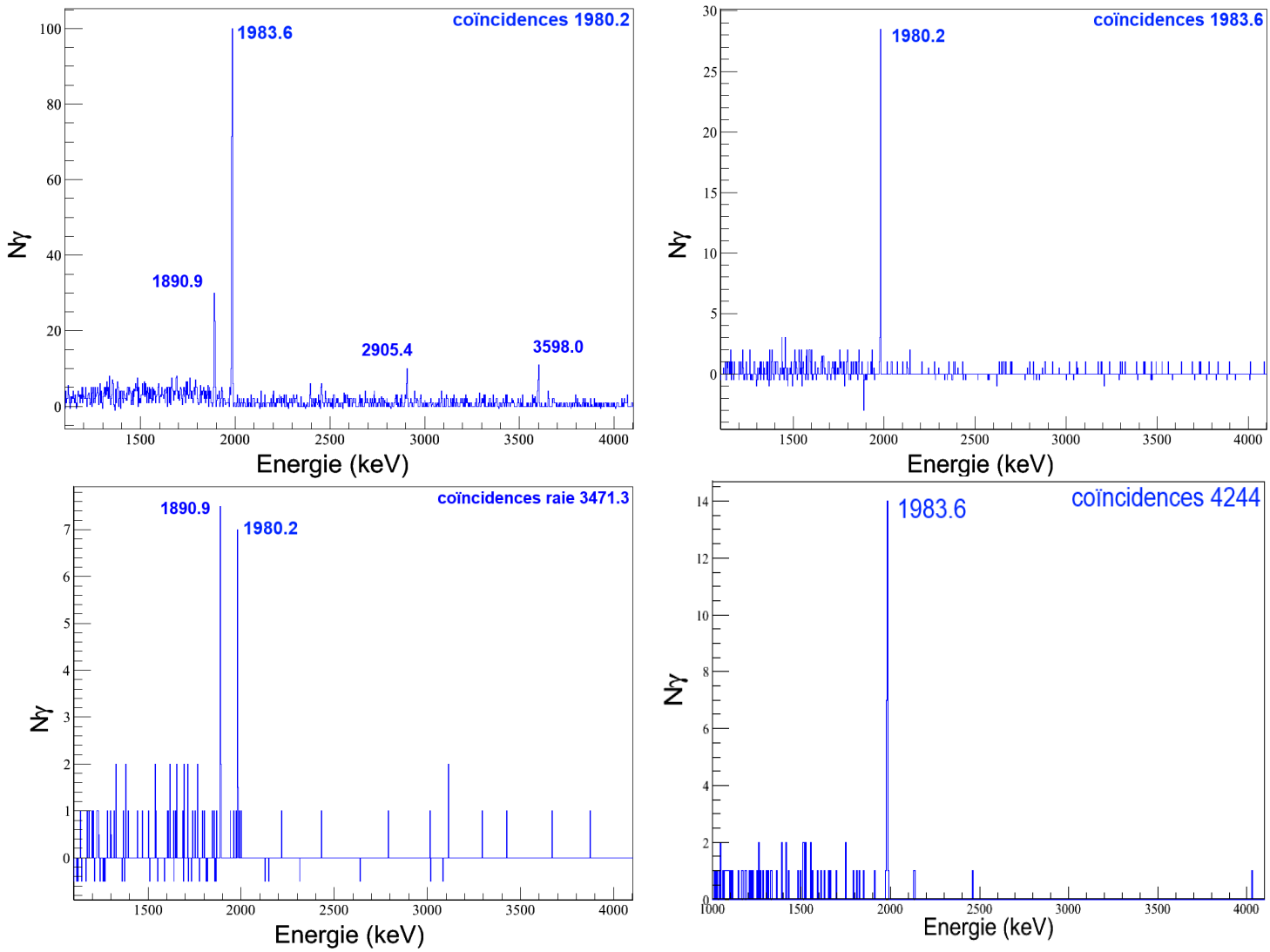


Fig III.4-11 – Coïncidences observables pour les raies à 1980.5 keV, 1982.7 keV, 3471.3 keV et 4244 keV après soustraction du bruit de fond.

Energie γ (keV)	Nγ observés	ΔNγ obs.	Nγ réel (corrigé efficacité β et γ)	ΔNγ réel	Iγ(%)	ΔIγ (%)
1890.9	5247	101	176667	16604	11,4	1,1
1980.2	28265	848	969307	94344	62,8	6,1
1983.6	13360	401	458162	44594	29,7	2,9
2905.4	1593	89	61458	6875	4,0	0,4
3471.3	369	52	15185	2621	1,0	0,2
3598	1010	59	41564	4801	2,7	0,3
3872,1	574	51	24158	3244	1,6	0,2
4244	296	21	12748	1581	0,8	0,1
5362	177	16	8194	1138	0,5	0,1

Tableau III.4-2 - Comptage des différentes raies observées issues de la décroissance β directe du ^{24}F.

Energie état (keV)	Iβ (%)	ΔIβ (%)	log(ft)	Δlog(ft)
1980.2	14,5	6,6	5,9	2,1
3871.4	12,0	1,1	5,6	0,7
3963.2	28,8	2,8	5,2	0,7
4885.9	4,0	0,4	5,8	0,8
5578.5	2,7	0,3	5,8	0,9
7342.7	1,5	0,2	5,6	0,9
8207	0,8	0,1	5,5	0,9

Tableau III.4-3 – Energie des différents états peuplés avec leur branchements β et les log(ft) correspondant. Ces valeurs sont compatibles avec des transitions autorisées.

Nous avons pu extraire le temps de demi-vie du noyau de ^{24}F à l'aide de la transition $2^+_2 \rightarrow 2^+_1$ à 1890.9 keV. Pour ce faire nous avons dû nous restreindre aux « pixels » périphériques du DSSSD pour limiter le nombre d'implantation par seconde de ^{24}F. En effet, son taux de production étant d'environ 60 noyaux par secondes répartis sur une dizaine de pixels, sa durée de vie relativement longue (390 (70) ms [54,55]) s'en retrouve faussée. En sélectionnant les pixels pour lesquels le taux de comptage est plus faible (~0.5 noyau par seconde ou moins), la durée de vie extraite est de 360 (40) ms, en accord avec les valeurs mesurées précédemment, mais avec une meilleure précision. Ce profil de durée de vie est présenté Fig III.4-12. Les incertitudes sur les valeurs de *log(ft)* sont dues principalement à l'incertitude sur la durée de vie. Ces valeurs sont cependant compatibles avec des transitions autorisées. Nous pouvons donc assigner le spin J = 3^+ à l'état fondamental du noyau de ^{24}F en respect des règles de sélection de décroissance β et des valeurs de *log(ft)* pour le peuplement de niveaux de spin J = 2^+ et 4^+. Un schéma récapitulatif des niveaux peuplés dans le ^{24}Ne par cette décroissance et issue de notre étude est présenté Fig III.4-13.

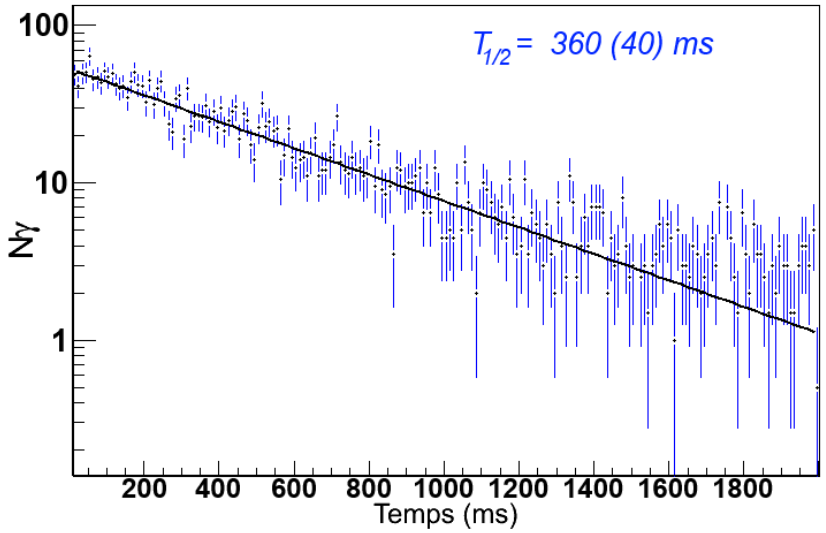


Fig III.4-12 – Temps de demi-vie pour la raie à 1890.9 keV issue de la décroissance β du ^{24}F vers l'état 2^+_2 du ^{24}Ne. Pour l'obtenir, une sélection sur les pixels comptant moins de 0.5 noyau par seconde a été effectuée.

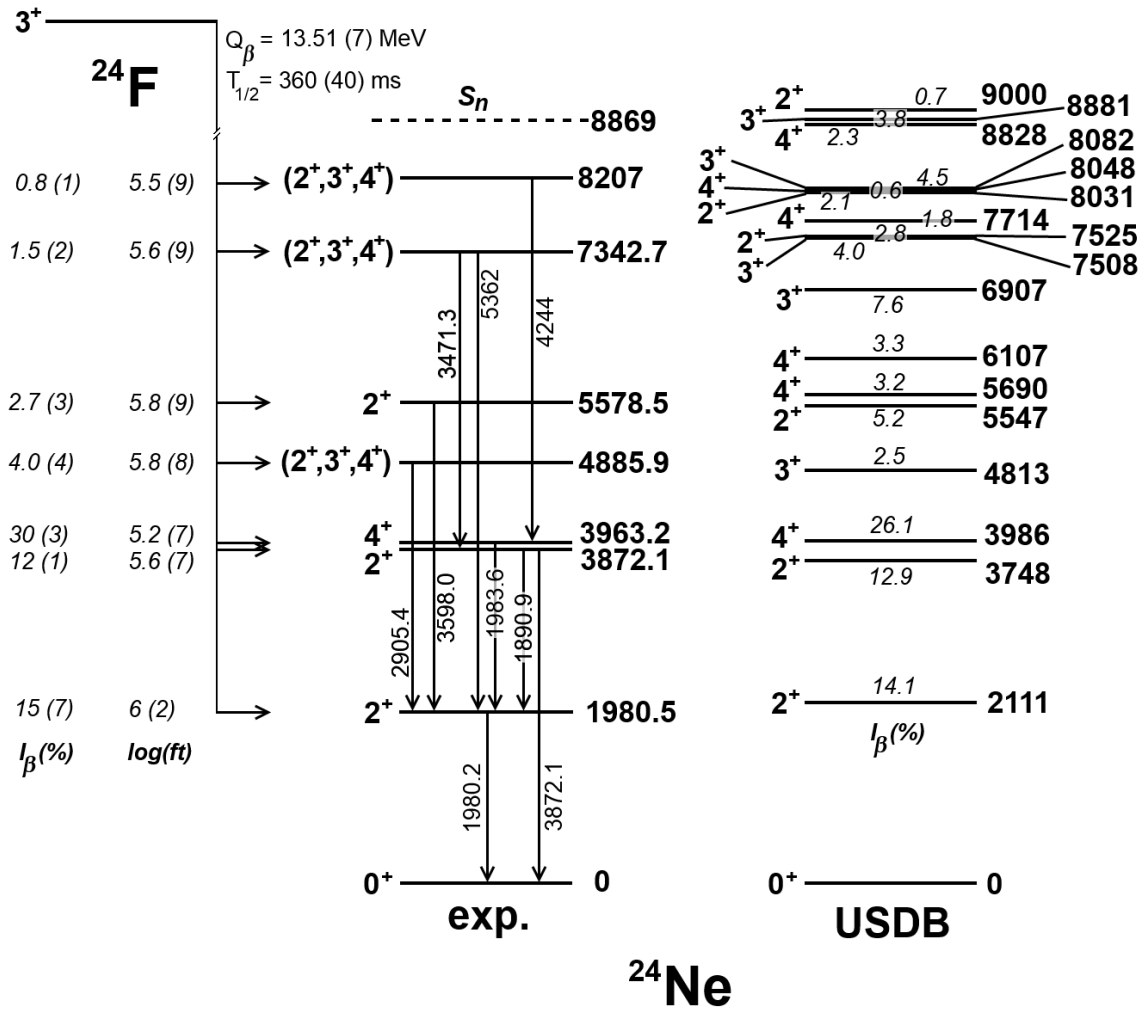


Fig III.4-13 - Schéma des niveaux peuplés lors de la décroissance β du ^{24}F vers le ^{24}Ne déduit de notre étude. Ces résultats sont comparés aux prédictions des branchements β par le modèle en couche USDB.

En conclusion, nous avons observé le peuplement par la décroissance β du ^{24}F de six niveaux dans le ^{24}Ne, en plus de l'état 2^{+}_{1} qui était le seul à avoir été observé jusqu'à présent. Cela nous a permis d'assigner le spin J = 3^{+} à l'état fondamental du noyau de ^{24}F. Les branchements β de ces différents états ont été déterminés et comparés avec les prédictions du modèle en couche USDB, présentant un bon accord avec l'expérience. Enfin, la durée de vie du ^{24}F extraite de notre étude est de 360 (40) ms ce qui est en accord avec la valeur de 390 (70) ms de la littérature mais donne une meilleure précision.

Chapitre IV. Etude des niveaux non liés dans le ^{26}F

Nous avons déterminé dans le chapitre précédent l'énergie d'excitation et la décroissance β de l'état isomérique 4^+ dans le ^{26}F. La détermination de cet état nous a permis de compléter le quadruplet $J=1^+$-4^+ issu du couplage $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ dans le noyau de ^{26}F. La connaissance de ces quatre états est primordiale dans notre investigation de l'évolution des forces nucléaires à l'approche de la limite de stabilité (voir partie I.1.2.2 et I.2.1.1). Un état non lié par émission neutron a été observé lors d'une expérience d'échange de nucléons entre un projectile de ^{26}Ne et une cible de ^{9}Be, réalisée à NSCL (voir partie I.2.2). L'attribution du spin $J = 3^+$ semble la plus probable pour cette résonnance mais reste incertain. Une expérience a été menée à GSI en 2010 lors de laquelle la réaction de *knockout* d'un proton $^{9}Be(^{27}Ne,^{26}F)$ a peuplé les différents états du ^{26}F parmi lesquels les états non liés par émission neutron. Ce chapitre a pour but d'exposer le dispositif expérimental utilisé pour l'étude de ce type de réaction ainsi que les résultats relatifs au peuplement des états non liés du ^{26}F. Les états non liés vis-à-vis de l'émission d'un neutron des noyaux de ^{14}B, ^{16}B et ^{25}F ont également été étudiés par la même occasion pour tester la validité de l'analyse.

IV.1. Expérience de *knockout* proton menée à GSI

La réaction de *knockout* d'un proton $^{9}Be(^{27}Ne,^{26}F)$ a été étudiée durant la campagne d'expérience S393 réalisée à GSI en 2010. Les installations permettant la production de faisceaux d'ion radioactif à GSI sont brièvement présentées ici.

IV.1.1. Description des installations

Le faisceau d'ion radioactif est produit à partir d'un faisceau primaire stable de ^{40}Ar accéléré successivement par l'accélérateur linéaire UNILAC puis le synchrotron SIS-18 pour atteindre une énergie de 490 MeV/u. Le faisceau primaire est ensuite guidé vers la cible de production de Béryllium d'épaisseur 4011 mg/cm² produisant les noyaux du faisceau secondaire par fragmentation parmi lesquels le ^{27}Ne. Cette cible est placée à l'entrée du spectromètre FRS utilisé pour réaliser la sélection en $B\rho$ des noyaux composant le faisceau secondaire avant de les transmettre en « CAVE C » (aire expérimentale). Un schéma des installations de GSI dédiées à la production de faisceaux radioactifs et un schéma du spectromètre FRS sont présentés respectivement Fig IV.1-1 et Fig IV.1-2.
Le fonctionnement du spectromètre FRS repose sur les mêmes principes que ceux décrits pour le spectromètre LISE, utilisé au GANIL, et décrits dans la partie II.1.2. Il est équipé de deux scintillateurs plastiques de 3 mm d'épaisseur, placés au centre du spectromètre (S2 sur la figure) et à sa sortie (S8), dont le rôle est d'obtenir des mesure de temps de vols jusqu'à la CAVE C. Les temps de vols utilisés pour l'expérience présentée ici ont été mesurés à l'aide du scintillateur plastique placé à la sortie de FRS (~55 mètres jusqu'à la CAVE C). Le dégradeur achromatique n'a pas été utilisé durant l'expérience.

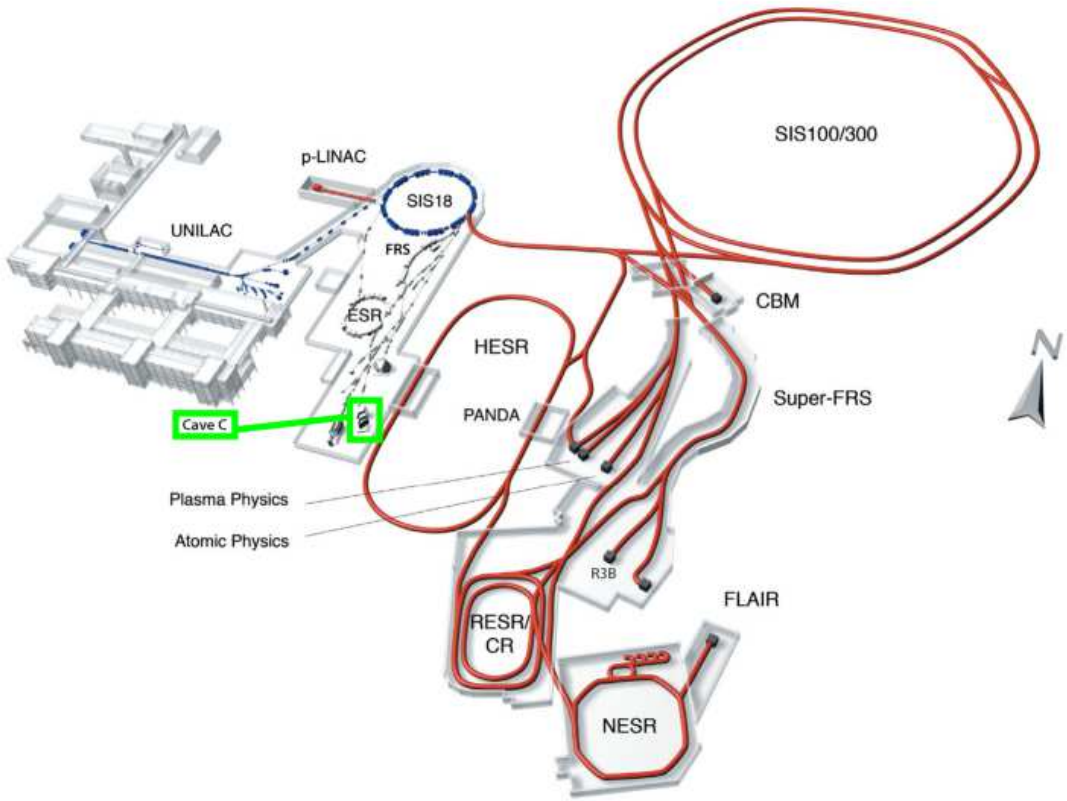


Fig IV.1-1 – Schéma des installations produisant les faisceaux d'ions radioactifs à GSI. L'aire expérimentale où s'est tenue l'expérience présentée ici est encadrée en vers (CAVE C).

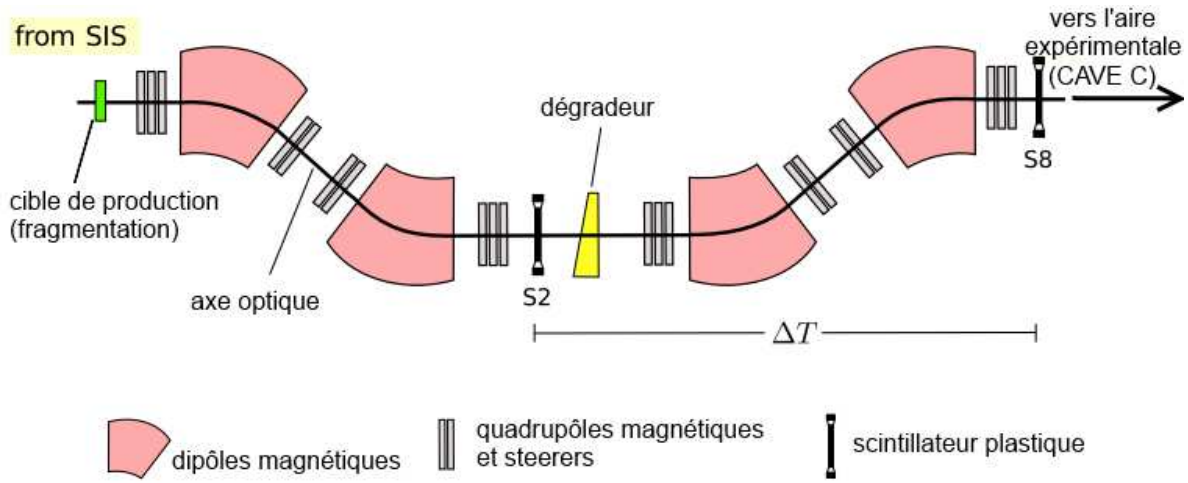
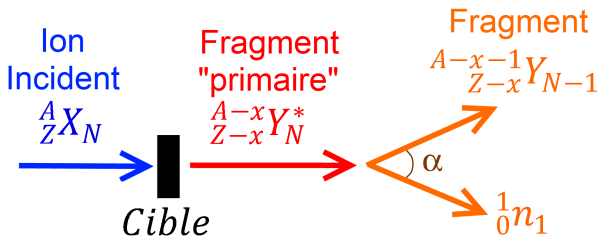


Fig IV.1-2 – Schéma du spectromètre FRS.

IV.1.2. Dispositif expérimental

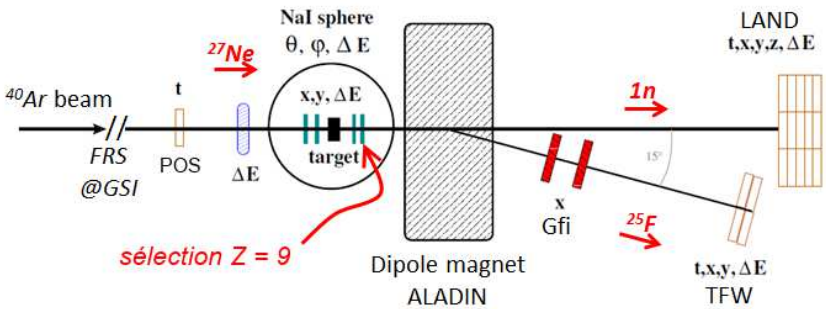
A la sortie du spectromètre FRS, les ions sélectionnés sont envoyés vers une cible de réaction secondaire (C ou CH2). Supposons la réaction suivante :



L'objectif final de cette expérience va être de reconstruire l'énergie relative du système « fragment ($^{A-x-1}_{Z-x}Y_{N-1}$) + neutron » afin d'étudier les états non liés du fragment primaire ($^{A-x}_{Z-x}Y_{N}$). Dans notre cas, l'ion incident sera donc le ^{27}Ne, le fragment primaire le ^{26}F et enfin le fragment le ^{25}F. Pour reconstruire l'énergie relative nous avons besoin de connaitre (voir partie IV.2.3) :

- Le β du fragment ($\beta = v/c$ avec v la vitesse du fragment et c celle de la lumière).
- La charge du fragment (son nombre de protons Z)
- La masse du fragment (son nombre total de nucléons A)
- Le β du neutron
- L'angle relatif d'émission α entre le fragment et le neutron.

La suite de cette sous partie a pour but d'expliquer les différentes étapes permettant d'obtenir ces grandeurs. Le dispositif expérimental complet est présenté sur le schéma de la figure Fig IV.1-3, adaptée de [56]. Chaque détecteur est annoté avec les grandeurs qu'il permet d'extraire. Plus de détails sont donnés sur ces détecteurs par la suite.



detector name	distance to center of ALADIN in cm	error due to photogrammetric technique in cm
DSSSD-1	-266.0	~0.05
DSSSD-2	-263.3	~0.05
target	-259.6	~0.05
DSSSD-3	-248.5	~0.05
DSSSD-4	-246.0	~0.05
GFI-1	196.6	~1
GFI-2	351.1	~1
TFW	874.0	~2
LAND	1268.0	~5

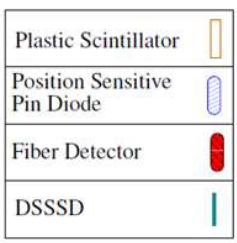


Fig IV.1-3 – Schéma du dispositif expérimental de l'expérience présentée ici. Les grandeurs extraites de chaque détecteur sont précisées ainsi que les distances par rapport au dipôle ALADIN. Le schéma n'est pas à l'échelle.

IV.1.2.1. Identification des ions incidents.

Le faisceau en sortie du spectromètre FRS n'est pas composé d'un unique noyau, mais d'un cocktail d'ions radioactifs. Il y a donc nécessité de les identifier évènement par évènement. Cette identification est faite d'une manière similaire à celle présentée dans la partie II.1.2 où plus de détails y sont donnés. En partant de l'équation

$$B \cdot \rho = 3.105 \cdot \frac{A}{Q} \cdot \beta\gamma$$

il est possible de déterminer le rapport A/Z en mesurant le β (v/c) des ions incidents, la grandeur $B\rho$ étant donné par la configuration du spectromètre FRS. Ce β est mesuré à l'aide du temps de vol entre le scintillateur plastique S8 (*start*, Fig IV.1-2) et le scintillateur plastique POS (*stop*, Fig IV.1-3). La distance séparant ces deux détecteurs est d'environ 55 mètres.

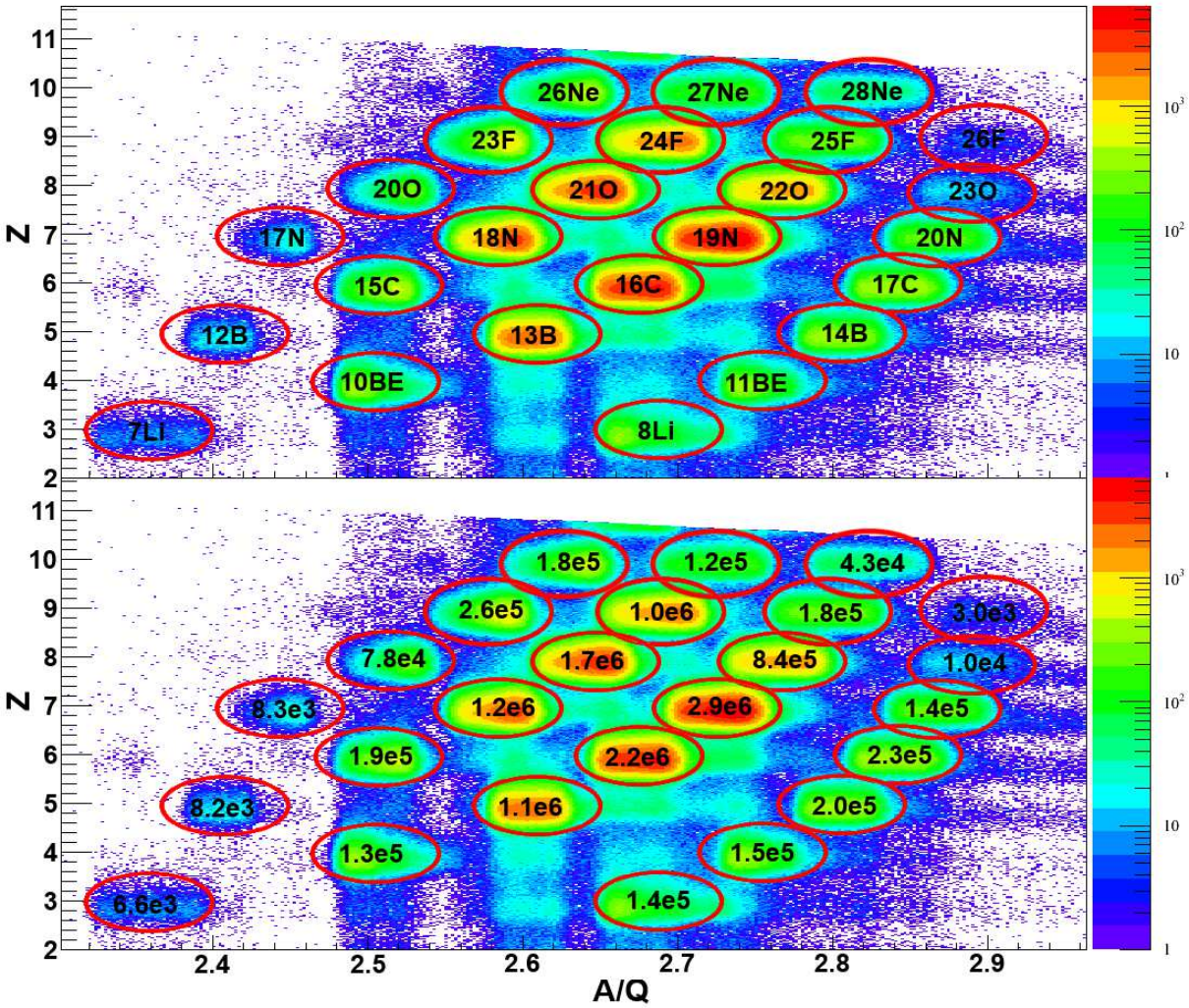


Fig IV.1-4 – ***Panneau supérieur*** *: Identification des noyaux en sortie du spectromètre FRS.* ***Panneau inférieur*** *: comptages relatifs aux différents noyaux incidents.*

La charge des ions incidents est ensuite reconstruite à l'aide de la mesure de sa perte d'énergie dans le détecteur PSP (Position Sensitive Pin Diode, Fig IV.1-3).
L'identification des ions incidents est alors faite en traçant la charge Z des ions incidents en fonction de leur rapport A/Q. Cette carte d'identification est présentée Fig IV.1-4 avec les comptages correspondant à chaque noyau transmis par le spectromètre FRS pour le réglage laissant passer le noyau de ^{27}Ne.
En prenant l'axe Z comme la direction du faisceau, la position d'interaction des ions incidents sur la cible est reconstruite évènement par évènement à l'aide des deux détecteurs de Silicium segmentés (DSSSD) placés devant la cible.

IV.1.2.2. Détections des fragments issus de la réaction avec la cible

Deux autres DSSSD placés derrière la cible permettent d'obtenir l'angle de sortie des fragments issus de la réaction des ions incidents avec la cible, ainsi que leur perte d'énergie. Après ces DSSSD, les produits de la réaction quittent le vide et entrent dans le dipôle magnétique ALADIN, rempli d'Hélium. Le champ magnétique régnant à l'intérieur d'ALADIN va courber la trajectoire des fragments chargés tandis que les éventuels neutrons émis lors de la réaction ne vont pas être influencés et vont garder une trajectoire droite. Deux branches distinctes sont donc présentes après ALADIN pour détecter d'un côté les fragments chargés, et de l'autre les neutrons.
Les fragments sont donc déviés par le champ magnétique d'ALADIN vers une série de trois détecteurs placés dans l'air ambiant. Le centre de chacun des détecteurs est placé de manière à se trouver à 15° par rapport à la direction du faisceau. Les deux premiers détecteurs sont des détecteurs à fibre (GFI pour « Grosser Fiber »). Chacun est composé de 480 fibres verticales couvrant une surface de 50×50 cm². Ces détecteurs permettent ainsi d'obtenir deux mesures de la position horizontale (axe X) des fragments, avec une résolution de 1 mm. En combinant ces deux positions avec les mesures faites par les DSSSD situés entre la cible et ALADIN, nous sommes en mesure de reconstruire la trajectoire des fragments. Etant donné que des fragments de rapport A/Z différents seront déviés de manière différente par ALADIN, la reconstruction de la trajectoire des fragments nous renseignera sur ce rapport A/Z. Enfin le dernier détecteur de la section consacrée à la détection des fragments est le « Time of Flight Wall » (TFW). Ce détecteur est composé de 14 scintillateurs de dimension 196.6×10.4×0.5 cm^3 et de 18 scintillateurs de dimension 10.4×154.6×0.5 cm^3. Les grandeurs qui en sont extraites sont la perte d'énergie des fragments, la position d'interaction ainsi que le temps de vol entre la cible et le détecteur. La perte d'énergie nous renseigne sur la charge Z du fragment tandis que le temps de vol permet de mesurer son β.
En résumé, on obtient donc grâce à la section de détection dédiée aux fragments les informations suivantes :

- Le β du fragment avec TFW.
- La charge Z du fragment avec TFW
- La masse A du fragment en combinant le Z mesuré avec TFW et le A/Q (ou A/Z) déduit à l'aide des GFIs.

IV.1.2.3. Détection des neutrons émis par les fragments lors de leur peuplement dans des états non liés

Les neutrons quant à eux ne sont pas déviés par le champ magnétique régnant dans ALADIN. Ils sont détectés à l'aide du détecteur LAND. Celui-ci est composé de dix plans, chaque plan étant constitué de vingt *paddles* de dimension totale 2×2 m². Les *paddles* sont eux même composées de onze couches de fer et dix de scintillateurs plastique, de 5 mm chacune. Seules les deux couches de fer placées aux extrémités de chaque *paddle* ont une épaisseur de 2.5 mm seulement. Les couches de fer servent de matériau de conversion. Les neutrons vont y créer des particules chargées, au travers de réactions nucléaires, qui sont ensuite détectées par les scintillateurs plastiques. Les quantités extraites du détecteur LAND sont :

- Le β du neutron à l'aide de son temps de vol entre la cible et le détecteur LAND.
- La position d'interaction dans le plan (X,Y).

La position d'interaction du neutron dans LAND va alors nous renseigner sur l'angle de détection du neutron par rapport à la trajectoire du faisceau. En combinant cette information avec l'angle de la trajectoire du fragment par rapport au faisceau mesuré à l'aide des DSSSD placés après la cible, nous sommes en mesure de connaitre l'angle d'émission relatif entre le fragment et le neutron. Toutes les grandeurs ainsi nécessaires à la reconstruction de l'énergie relative du système « fragment + neutron » sont alors connues. La procédure de reconstruction de cette énergie est détaillée dans la sous partie suivante. Des informations plus détaillées sur les détecteurs sont disponibles dans la thèse de Christoph Caesar [56].

IV.2. Principe d'analyse

Les ions incidents ont été identifiés avant la cible de réaction et nous avons vu quels détecteurs vont permettre la reconstruction de l'énergie relative du système « fragment + neutron » lors de la population d'états excités du fragment non liés vis-à-vis de l'émission neutron. Nous devons alors maintenant identifier le fragment évènement par évènement pour ne sélectionner que la voie de réaction d'intérêt. La réaction concernant notre étude est la réaction $^{27}Ne + Cible \rightarrow {}^{26}F^* \rightarrow {}^{25}F + n$. Nous l'utiliserons donc dans cette partie pour illustrer les méthodes de détermination de la charge et de la masse des fragments. A titre de comparaison et pour valider la méthode d'analyse utilisée ici, nous nous intéresserons également aux réactions suivantes :

- $^{17}C + Cible \rightarrow {}^{16}B \rightarrow {}^{15}B + n$, dans laquelle la résonnance connue du ^{16}B à 60 (20) keV est peuplée [57].
- $^{26}Ne + Cible \rightarrow {}^{25}F^* \rightarrow {}^{24}F + n$, dans laquelle trois résonance sont observées conformément à la référence [37].
- $^{15}C + Cible \rightarrow {}^{14}B^* \rightarrow {}^{13}B + n$, pour laquelle deux résonnances sont observée, dont la plus basse en énergie précédemment vue dans [58].

IV.2.1. Détermination de la charge des fragments

Dans un premier temps, nous allons déterminer la charge des fragments pour un ion incident donné. Après sélection de cet ion incident à l'aide de la carte d'identification présentée Fig IV.1-4, la charge est déterminée à l'aide de la perte d'énergie des fragments dans les DSSSD situés après la cible de réaction, et de la perte d'énergie dans le détecteur TFW placé à la fin de la section de détection des fragments (partie IV.1.2.2). On obtient ainsi un graphe en deux dimensions permettant l'identification de la charge du fragment. Cette identification est présentée Fig IV.2-1 pour des ions incidents de ^{17}C (à gauche) et ^{27}Ne (à droite). La tâche la plus intense correspond au faisceau n'ayant pas réagi et donc à une charge Z = 6 dans le cas d'un ion incident de ^{17}C et à Z = 10 dans le cas du ^{27}Ne. Les autres tâches organisées le long de la diagonale de ce spectre bidimensionnel correspondent aux fragments de Z décroissants. Les coups situés hors de cette diagonale correspondent aux évènements pour lesquels le fragment en sortie de cible va interagir une seconde fois avec un des détecteurs placé entre le DSSSD-3 et le TFW pour former un fragment secondaire. On voit que cela se produit majoritairement pour le faisceau non réagi en sortie de cible.
Une fois la charge Z du fragment identifiée, il reste à déterminer le rapport A/Z de ce fragment pour obtenir sa masse. Cela est réalisé à l'aide de la reconstruction de sa trajectoire, connaissant le $B\rho$ de ALADIN ainsi que les positions d'interaction dans les GFIs (partie IV.1.2.2).

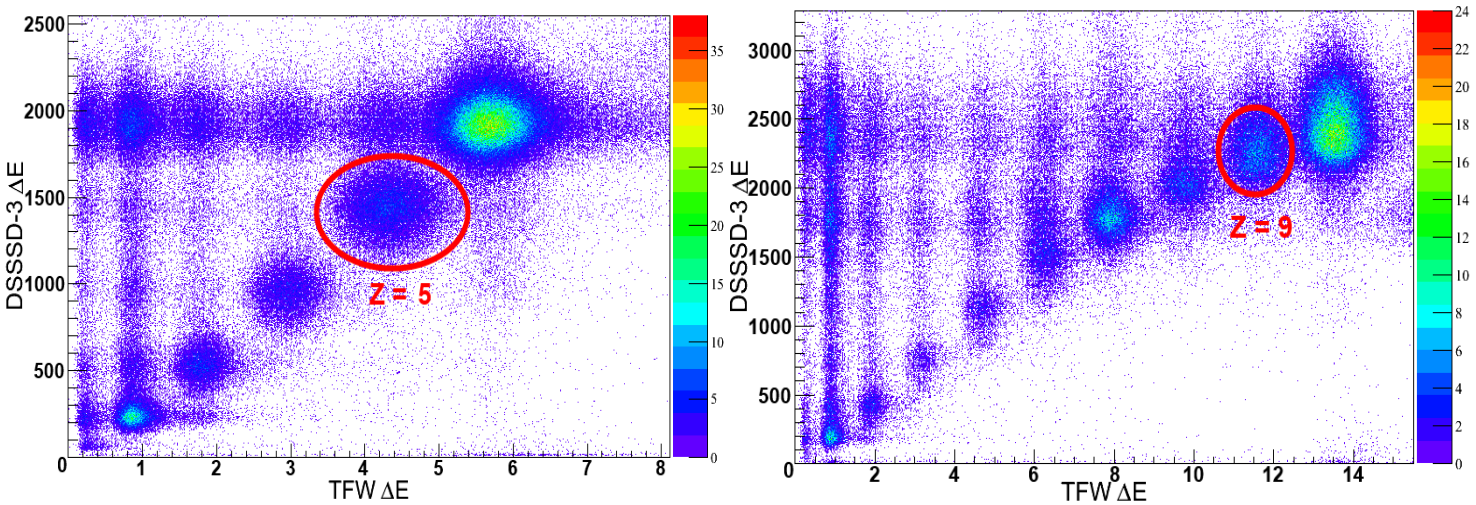


Fig IV.2-1 – Perte d'énergie dans le premier DSSSD placé après la cible de réaction (DSSSD-3) en fonction de la perte d'énergie dans TFW. Les unités sont arbitraires. ***A gauche*** *: sélection du ^{17}C comme ion incident.* ***A droite*** *: sélection du ^{27}Ne comme ion incident.*

IV.2.2. Détermination de la masse des fragments

Il est possible de reconstruire les masses à l'aide d'une formule « empirique » [59] dont le principe est exposé dans la suite de ce paragraphe. Dans un premier temps, les GFIs permettent une séparation des masses de « premier ordre », en regardant la position de détection selon l'axe X dans un des GFI en fonction de la différence de position de détection, toujours selon l'axe X, entre ce GFI et le second. Cette différence de position peut être interprétée directement comme l'angle θ_{fra} entre la trajectoire du fragment et l'axe Z de la section de détection des fragments (soit la normale aux GFIs dirigée vers le TFW, voir Fig IV.2-2). En effet, en prenant par exemple les positions en référence à GFI2, comme θ_{fra} est petit :

$$\theta_{fra} \sim \tan(\theta_{fra}) = \frac{GFI2_x - GFI1_x}{GFI2_z - GFI1_z}$$

Or, la distance selon l'axe Z entre les deux GFIs est constante, donc :

$$\theta_{fra} \propto GFI2_x - GFI1_x$$

On a donc au « premier ordre » et pour un Z donné :

$$A'_{fra} = \theta_{fra} - constante \times GFI2_x$$

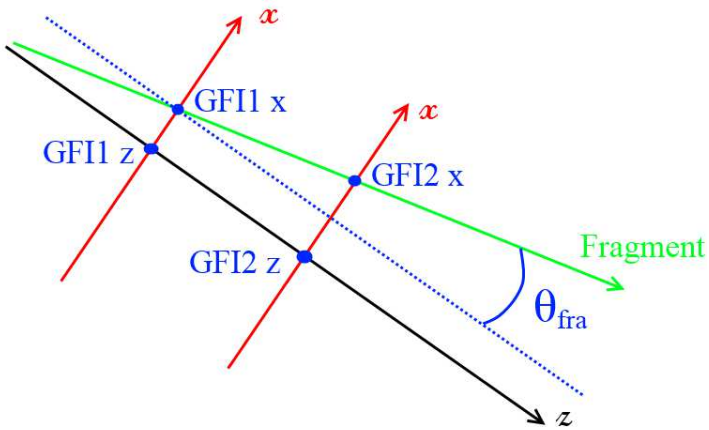


Fig IV.2-2 – Schéma de la trajectoire des fragments après ALADIN dans les détecteurs à fibres (GFI).

Soit

$$A'_{fra} \propto c_1 \times GFI1_x + c_2 \times GFI2_x$$

Cette dépendance peut être observée sur la Fig IV.2-3. La masse reconstruite au « premier ordre » (A'_{fra}) à l'aide de cette formule est présentée sur la figure Fig IV.2-6. L'axe des abscisses ne représente pas directement la masse mais une grandeur proportionnelle à la masse. Les coefficients sont déterminés empiriquement en utilisant les données de l'expérience relatives au noyau étudié.

On peut ensuite apporter deux niveaux de correction supplémentaires pour mieux séparer les différentes masses :

- Une dépendance avec la position d'interaction de l'ion incident selon l'axe X sur la cible (Fig IV.2-4)
- Une dépendance en temps de vol « Cible – TFW » (Fig IV.2-5)

Les corrections de la dépendance avec la position d'interaction sur cible et en temps de vol « Cible – TFW » donnent respectivement les masses reconstruite au deuxième (A''_{fra}) et troisième ordre ($A^{(3)}_{fra}$). On a donc finalement

$$A^{(3)}_{fra} \propto c_1 \times GFI1_x + c_2 \times GFI2_x + c_3 \times X_{cible} + c_4 \times ToF_{cible-TFW}$$

Les trois masses reconstruites sont visibles Fig IV.2-7 et Fig IV.2-9.

On constate l'amélioration de la résolution de séparation avec l'ordre de correction apporté pour reconstruire les masses des fragments. Il existe également une dépendance de la masse en fonction de la position d'interaction du fragment dans le TFW selon l'axe X (Fig IV.2-8), mais cela ne fait pas l'objet d'une correction supplémentaire. Le graphe présenté Fig IV.2-8 est directement utilisé pour faire la sélection de la masse d'intérêt du fragment.

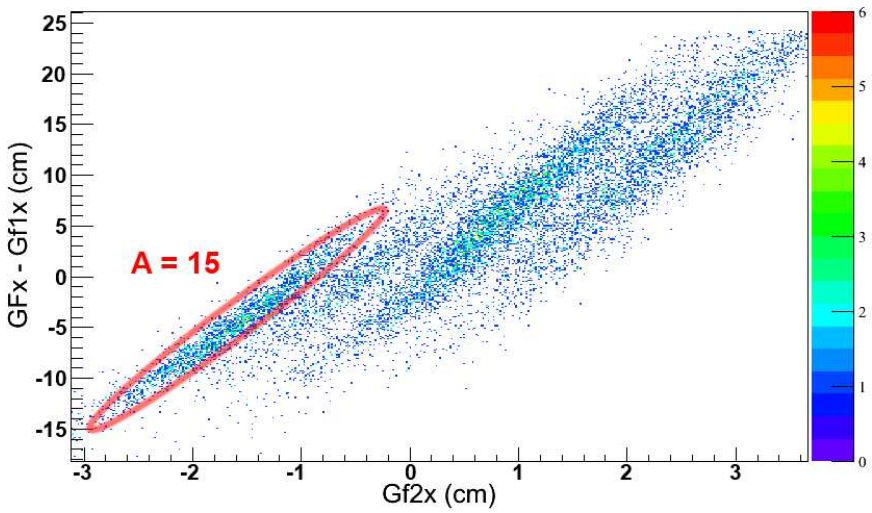


Fig IV.2-3 – Séparation des masses des fragments pour un Z donné à l'aide des deux détecteurs à fibres GFI. Ici, la sélection sur l'ion incident est le ^{17}C et la charge des fragments est Z = 5 (isotopes de Bore).

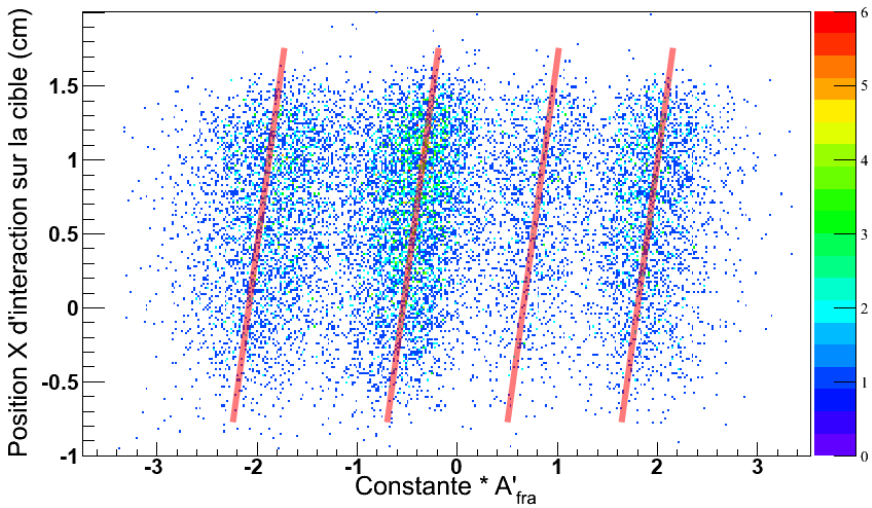


Fig IV.2-4 – Dépendance de la masse reconstruite au premier ordre avec la position d'interaction sur cible de l'ion incident (ici le ^{17}C). Les fragments sélectionnés pour obtenir ce graphe sont ceux de charge Z = 5.

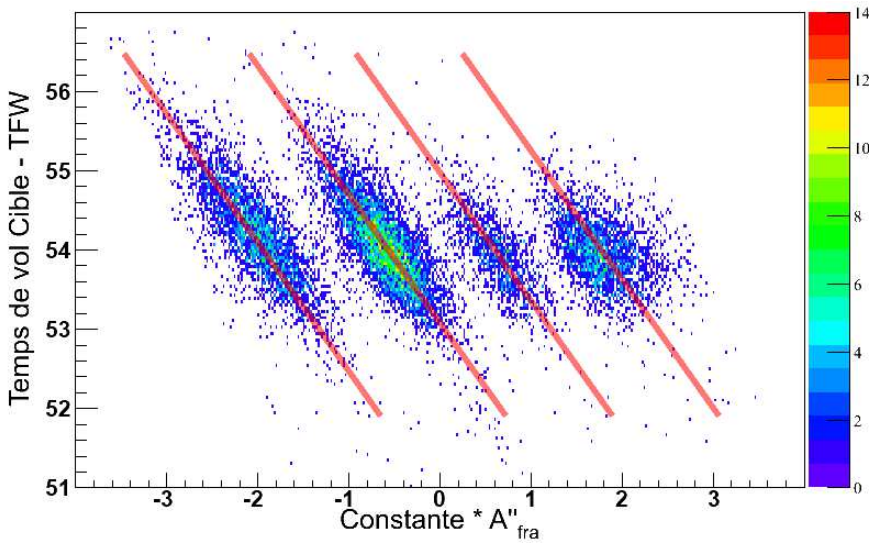


Fig IV.2-5 - Dépendance de la masse reconstruite au second ordre avec le temps de vol en nanosecondes « Cible – TFW ». Les sélections appliquées sont les mêmes que pour les deux graphes précédents.

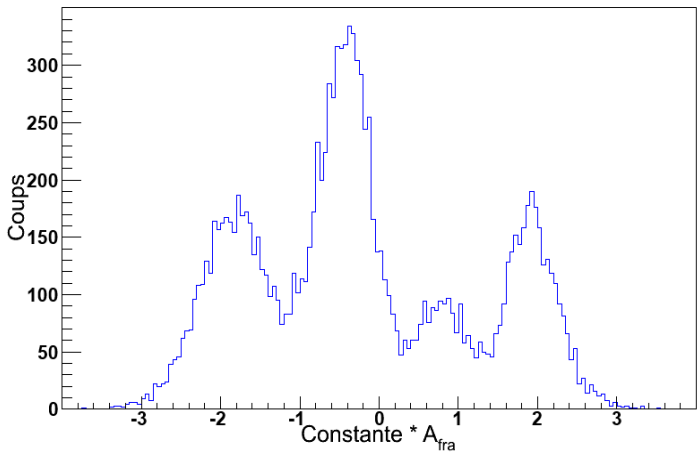


Fig IV.2-6 – Grandeur proportionnel à la masse des fragments reconstruite à l'aide des GFIs uniquement (premier ordre). La sélection du noyau de ^{15}C avant la cible et des fragments de Z = 5 uniquement est réalisée.

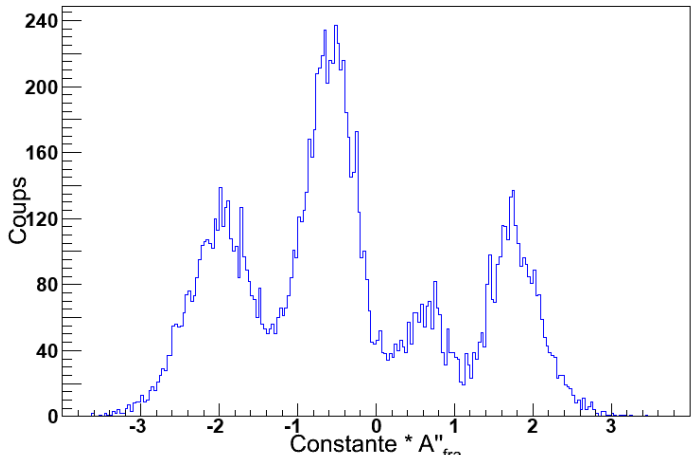


Fig IV.2-7 - Grandeur proportionnel à la masse des fragments reconstruite au deuxième ordre. Les sélections sont les même que pour la Fig IV.2-6

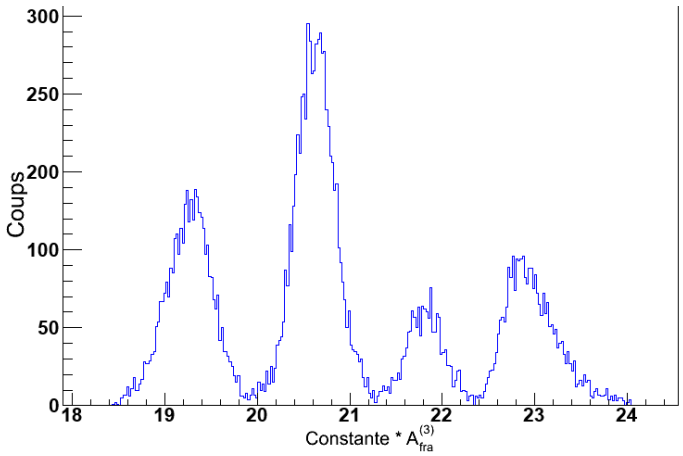


Fig IV.2-9 - Grandeur proportionnel à la masse des fragments reconstruite au troisième ordre. Les sélections sont les même que pour la Fig IV.2-6.

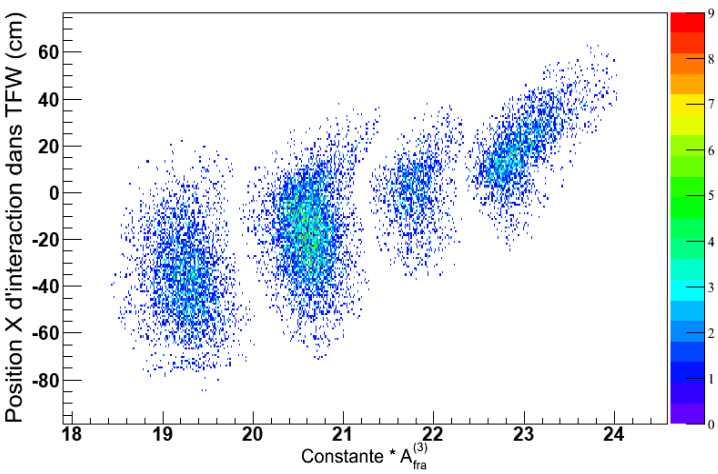


Fig IV.2-8 – Dépendance de la masse reconstruite au troisième ordre avec la position d'interaction du fragment selon l'axe X dans le TFW. Les sélections sont les même que pour la Fig IV.2-6.

IV.2.3. Calcul de l'énergie relative du système « fragment + neutron »

Nous sommes donc maintenant en mesure de sélectionner l'ion incident, ainsi que le fragment en fonction de sa charge et de sa masse. L'obtention des différentes grandeurs nécessaires à la reconstruction de l'énergie relative du système « fragment + neutron » ayant été discutée dans les paragraphes précédents, cette sous partie a pour but d'expliquer le principe de reconstruction de cette énergie relative.

Cette reconstruction repose sur le principe de l'invariance de masse permettant de calculer l'énergie de liaison d'un système avant sa décroissance à condition de connaitre les informations nécessaires sur les produits de sa décroissance, listées dans la partie IV.1.2.
L'invariance de masse d'un système composé de « i » entités s'écrit

$$M_{inv}^2 \cdot c^2 = (\sum_i P_i)^2$$

Avec P_i le quadrivecteur de l'entité « i » :

$$P_i = (\frac{E_i}{c}, \vec{p_i})$$

Ainsi,

$$M_{inv} = \sqrt{\sum_i {m_i}^2 + \sum_{i \neq j} \frac{E_i \cdot E_j}{c^4} - \sum_{i \neq j} \frac{p_i \cdot p_j}{c^2} \cos(i,j)}$$

Avec *cos(i,j)* l'angle relatif entre le vecteur moment de la particule « i » et de la particule « j ».
En utilisant

$$E_i = \gamma_i \cdot m_i \cdot c^2$$

et

$$p_i = \gamma_i \cdot m_i \cdot \beta_i \cdot c$$

L'équation devient

$$M_{inv} = \sqrt{\sum_i {m_i}^2 + \sum_{i \neq j} \gamma_i \cdot \gamma_j \cdot m_i \cdot m_j (1 - \beta_i \cdot \beta_j \cdot \cos(i,j))}$$

D'où, en soustrayant les masses des produits de la décroissance pris au repos, on obtient l'énergie relative

$$E_{rel} = \left(\sqrt{\sum_i m_i^2 + \sum_{i \neq j} \gamma_i \cdot \gamma_j \cdot m_i \cdot m_j \left(1 - \beta_i \cdot \beta_j \cdot \cos(i,j)\right)} - \sum_i m_i \right) \cdot c^2$$

Par exemple, dans le cas de la réaction $^{27}Ne + Cible \rightarrow {}^{26}F^* \rightarrow {}^{25}F + n$, on aurait

$$E_{rel} = \left(\sqrt{m_{25F}^2 + m_n^2 + 2 \cdot \gamma_{25F}\gamma_n \cdot m_{25F} m_n \left(1 - \beta_{25F}\beta_n \cos\left({}^{25}F, n\right)\right)} \right) \cdot c^2 - m_{25F} \cdot c^2 + m_n \cdot c^2$$

Où E_{rel} est l'énergie d'excitation de l'état peuplé par rapport au seuil d'émission neutron.

IV.2.4. Relation entre la largeur des résonances et le moment angulaire emporté par le neutron émis

Les résonances que nous allons observer dans les spectres en énergie relative du système « fragment + neutron » peuvent être ajusté à l'aide d'une distribution de type Breit-Wigner. Cette distribution s'écrit en fonction de l'énergie relative E :

$$Amplitude \times \frac{\Gamma_{exp}}{(E - E_r)^2 + {\Gamma_{exp}}^2/4}$$

où :

- E_r l'énergie à laquelle est centrée la résonance.
- Γ_{exp} la largeur expérimentale de la résonance.

Cette largeur dépend du moment angulaire l emporté par le neutron émis. Plus le moment angulaire l est important, plus la barrière centrifuge que le neutron doit franchir pour sortir du noyau est élevée et donc plus le temps que le neutron va mettre pour la traverser est long. Ainsi, d'après le principe d'incertitude d'Heisenberg, plus le temps nécessaire au neutron pour traverser la barrière est long (donc un l élevé), plus la largeur en énergie de la résonance sera faible.

La largeur totale d'une résonance s'exprime de la manière suivante :

$$\Gamma_{exp}(E) = \sum_l C^2 S(l) \cdot \Gamma_{SP}(l, E)$$

où :

- Γ_{exp} est la largeur totale expérimentale de la résonance pour une énergie de résonance E.

- $\Gamma_{SP}(l)$ est la largeur « simple particule » calculée en fonction du moment angulaire emporté par le neutron émis et en ne considérant aucun mélange.
- $C^2S(l)$ le facteur spectroscopique traduisant le recouvrement entre la fonction d'onde de l'état initial et la fonction d'onde de l'état final. Cela représente donc la possibilité de réaliser la transition ou non. Ces facteurs respectent la condition $\sum_l C^2S(l) = 1$.

Lors de l'émission du neutron, le spin total et la parité doivent être conservés :

$$J_i - J_n \leq J_f \leq J_i + J_n$$

$$\pi^i \pi^n = \pi^f \leftrightarrow \pi^i (-1)^{l_n} = \pi^f$$

où :

- J_i et π_i le spin total et la parité de l'état initial.
- J_f et π_f le spin total et la parité de l'état final.
- J_n et l_n le spin total et le moment angulaire du neutron émis avec $J_n = l_n + s_n = l_n + 1/2$.

Le neutron sera alors émis préférentiellement avec un moment angulaire le plus faible possible de manière à minimiser la barrière centrifuge, en fonction de l'orbitale à partir de laquelle il est émis.

Illustration à l'aide de l'état 3^+_1 du ^{26}F :
Le modèle en couche prédit que l'état 3^+_1 du ^{26}F décroit sur l'état fondamental $5/2^+$ du ^{25}F par émission d'un neutron. On a donc en reprenant les notations précédentes :

- $J_i = 3$ et $\pi_i = +1$.
- $J_f = 5/2$ et $\pi_f = +1$.

Nous avons donc forcément l_n pair et respectant la condition $|3 - l_n - 1/2| \leq 5/2 \leq |3 + l_n + 1/2|$. Ainsi, $l_n = 0$ ou 2 (les l_n supérieurs étant négligeable du fait de la barrière centrifuge trop importante).
D'après les calculs du modèle en couche, le neutron émis par la décroissance de l'état 3^+_1 provient très majoritairement de la couche $vd_{3/2}$ (facteur spectroscopique associé $C^2S = 0.95$) et très faiblement de la couche $vs_{1/2}$ ($C^2S = 0.01$). Les 0.04% restant sont fragmentés sur d'autres orbitales que nous négligerons ici. En considérant l'énergie de la résonance à 271 keV vue par [37] comme provenant de l'état 3^+_1 du ^{26}F, nous pouvons calculer les largeurs Γ_{SP} correspondant à un neutron émis purement avec un moment angulaire $l = 0$ ou $l = 2$. Ces valeurs sont $\Gamma_{SP}(l=0) = 3086.45$ keV et $\Gamma_{SP}(l=2) = 24.63$ keV. Ainsi, la largeur totale pour l'état 3^+_1 du ^{26}F serait

$$\Gamma_{tot}(3^+_1) = 0.95 \times 24.63 + 0.01 \times 3086.45\ keV = 54.26\ keV$$

IV.2.5. Traitement du bruit de fond neutron

Pour traiter le bruit de fond dans les spectres de reconstruction de l'énergie relative dont l'obtention est décrite dans le paragraphe précédent, il faut tout d'abord identifier et comprendre l'origine de ces évènements induisant le bruit. Considérons une réaction de retrait d'un proton à partir d'un ion donné, peuplant un état excité non lié vis-à-vis de l'émission d'un neutron dans le fragment :

$$ {}^{A}_{Z}X_{N} \rightarrow {}^{A-1}_{Z-1}Y^{*}_{N} \rightarrow {}^{A-2}_{Z-1}Y_{N-1} + n $$

Comme nous avons vu dans la partie IV.1.2, les fragments sont détectés dans le détecteur TFW et les neutrons dans le détecteur LAND. Lors d'une telle réaction, nous nous attendons à détecter uniquement des évènements de multiplicité neutron égale à 1. Le fait que des évènements présentant une multiplicité neutron 2 existent prouve qu'un bruit de fond est présent, que nous allons tenter d'identifier. Les évènements suivant peuvent se produire :

- Un « bon » neutron est émis par le peuplement d'un état non lié du fragment et est détecté en coïncidence dans le détecteur LAND.
- Il est possible que cet unique « bon » neutron soit traité lors de l'analyse comme deux neutrons différents. Cela peut se produire lorsque celui-ci n'est pas converti intégralement lors de sa première interaction, rebondissant pour aller ensuite interagir dans un autre endroit du détecteur LAND suffisamment éloigné du premier point d'interaction pour être traité comme un deuxième neutron. Dans ce cas, la première interaction donnera un β et un angle d'émission pour le neutron correct tandis que la deuxième interaction augmentera artificiellement le temps de vol du neutron tout en donnant une information erronée sur son angle d'émission.
- Deux neutrons peuvent arriver au même moment dans le détecteur LAND, l'un étant le « bon » neutron provenant du peuplement d'un état non lié du fragment, et l'autre de bruit de fond de la salle. Ce deuxième neutron pourrait par exemple provenir d'une réaction nucléaire du fragment dans le TFW émettant un neutron ensuite détecté dans LAND. Du fait de la configuration du dispositif expérimental, ces neutrons seraient détectés uniquement dans la partie droite du détecteur LAND qui présenterait alors une asymétrie dans son profil de détection des neutrons suivant l'axe X. Un tel profil n'étant pas observé, nous en déduisons que la quasi-totalité des évènements de multiplicité neutron égale à 2 proviennent d'une mauvaise reconstruction d'un unique neutron dans LAND.
- Des évènements d'ordre supérieur et de probabilité plus faibles que nous négligerons ici (tel deux neutrons traités comme trois, trois neutrons en même temps dont un seul provenant du peuplement d'un état non lié du fragment,…)

Pour les évènements de multiplicité neutron égale à 1, l'unique possibilité de détecter un évènement de bruit de fond est donc la suivante : Le « bon » neutron interagit en plusieurs fois dans le détecteur LAND et est traité comme deux neutrons différents. Il est alors possible

que seule la deuxième interaction soit détectée, résultant en une reconstruction de l'énergie relative « fragment + neutron » fausse.

Pour les évènements de multiplicité neutron égale à 2 : Le « bon » neutron interagit en plusieurs fois dans le détecteur LAND et est traité comme deux neutrons différents. Les deux interactions sont détectées. Pour ce type d'évènement, le premier neutron permettra toujours de reconstruire l'énergie relative correcte tandis que le deuxième résultera toujours en une énergie relative fausse.

Pour faire une soustraction de bruit de fond dans les spectres de l'énergie relative du système « fragment + neutron », on peut alors réaliser l'opération suivante :

$$Evt(1n) + Evt(2n, 1^{er}\ neutron) - Cste \times Evt(2n, 2^{ème}\ neutron)$$

Où :

- *Evt (1n)* fait référence aux évènements de multiplicité neutron 1.
- *Evt (2n, 1er neutron)* fait référence aux évènements de multiplicité neutron 2 et où le premier neutron est utilisé pour reconstruire l'énergie relative du système « fragment + neutron ».
- *Evt (2n, 2eme neutron)* pareil que pour *Evt (2n, 1er neutron)*, mais où c'est le deuxième neutron qui est utilisé.

On élimine de cette manière la majeure partie du bruit de fond provenant d'une multiple interaction du « bon » neutron dans le détecteur LAND et où la première interaction n'aurait pas été détectée. La constante *Cste* dans l'équation ci-dessus est déterminé individuellement pour chaque noyau.

IV.3. Test de la méthode de reconstruction de l'énergie relative

Les états non liés des noyaux de $^{14\text{-}16}B$ ainsi que de ^{25}F ont également pu être étudiés à partir du retrait d'un proton des noyaux de $^{15\text{-}17}C$ et ^{26}Ne. Les réactions de retrait d'un proton à partir des noyaux de ^{17}C [60] et ^{26}Ne [37] ont déjà été étudiées à NSCL. Nous avons donc comparé nos résultats à ces deux études. Dans le cas de la réaction $^{26}Ne + Cible \rightarrow {}^{25}F^* \rightarrow {}^{24}F + n$, peuplant les niveaux non liés du ^{25}F, nous observons trois résonances en accord avec la précédente étude. Dans le cas de la réaction $^{17}C + Cible \rightarrow {}^{16}B \rightarrow {}^{15}B + n$, il semble que nous observions deux résonances alors qu'une seule a été vue lors de l'étude menée à NSCL. Cependant, le traitement du bruit de fond est peu détaillé dans ces précédentes études et semble inconsistant entre les références [60] et [37]. C'est pourquoi nous avons tenté de traiter le bruit de fond dans notre étude de manière similaire pour tous les noyaux, la procédure détaillée étant présenté dans la partie IV.2.5. Enfin, plusieurs états non liés du ^{14}B ont déjà été observés par [58] lors d'une réaction d'échange de charge $^{14}C(^{7}Be,^{7}Li)$. A l'issue de notre étude de la réaction de retrait d'un proton du ^{15}C peuplant les états excités non liés du ^{14}B,

deux résonances sont observées dont une compatible avec l'état 2^-_2. Ces comparaison ont été réalisées afin de tester et de valider notre méthode d'analyse utilisée pour reconstruire les énergies relatives des systèmes « fragment + neutron ».

IV.3.1. Le noyau de ^{16}B

Le noyau de ^{16}B est non lié vis-à-vis de l'émission d'un neutron. Il a déjà été étudié à NSCL par la réaction de retrait d'un proton du ^{17}C. Une unique résonnance a été observée à 60 (20) keV par [60] (Fig IV.3-1). La largeur n'a pas pu être extraite car dominée par la résolution expérimentale. Un « fond non résonant » de forme Maxwellienne a été ajouté à la résonance pour reproduire la forme générale du spectre. Le traitement de ce fond n'est pas clairement explicité. De plus, dans le cas du ^{25}F étudié également à NSCL par une réaction similaire (voir partie IV.3.2), aucun fond n'est utilisé avec comme argument que les réactions de retrait d'un proton vont générer un bruit minime.

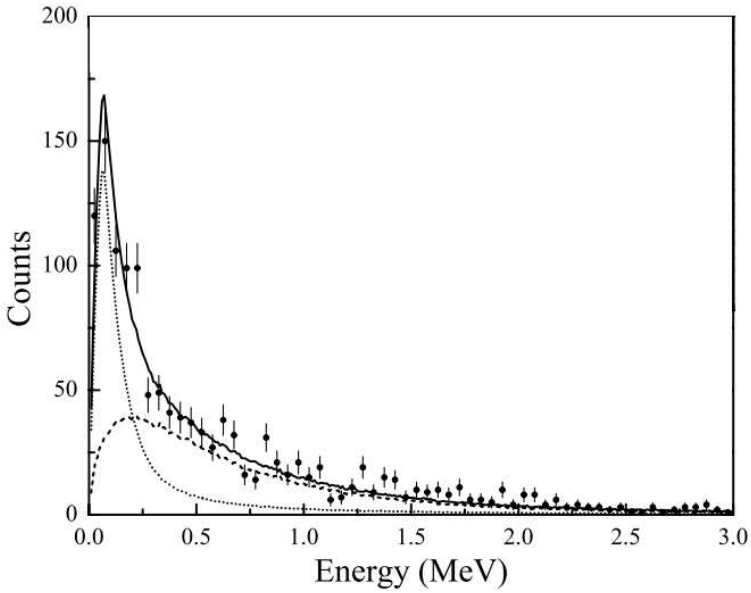


Fig IV.3-1 – Figure extraite de l'étude réalisée par [60]. Energie relative au système « ^{15}B + n », peuplé par la réaction de retrait d'un seul proton $^{17}C \rightarrow {}^{16}B \rightarrow {}^{14}B + n$. Une unique résonance est observée à 60 (20) keV au-dessus d'un « fond non résonant » ajusté à l'aide d'une Maxwellienne. Le traitement de ce fond n'est pas explicité.

Lors de l'expérience menée à GSI dont nous analysons les données, le noyau de ^{16}B a également été produit par la même réaction de retrait d'un proton du ^{17}C : $^{17}C + Cible \rightarrow {}^{16}B \rightarrow {}^{15}B + n$. Le spectre de l'énergie de résonance du système « $^{15}B + n$ » est visible Fig IV.3-2. Pour obtenir ce spectre, le traitement du bruit de fond explicité dans la partie IV.2.5 a été appliqué. Dans notre cas, une résonance est observée à 77 (10) keV, ce qui est en accord avec la valeur de 60 (20) keV de la référence [60]. Une deuxième résonance est peut être présente à 0.84 (10) MeV, avec une largeur de 1.48 (24) MeV. L'efficacité de détection d'un neutron restant constante jusqu'à une énergie relative d'environ 3.5 MeV, la forme du spectre n'est donc pas conditionnée par cette dernière. Le Tableau IV.3-1 récapitule les résonances observées ainsi que leur largeurs expérimentales et les largeurs calculées Γ_{SP} en fonction du l

emporté par le neutron émis. Pour la première résonance, sa largeur extraite de 180 (35) keV est probablement dominée par la résolution expérimentale et est en réalité plus petite. On voit cependant que même en prenant une largeur maximale de 180 (35) keV pour cet état, la composante $\Gamma_{SP}(l=0)$ serait de 10% seulement. Concernant la deuxième résonance, sa largeur expérimentale serait composée à 80% par $\Gamma_{SP}(l=2)$ et 20% par $\Gamma_{SP}(l=0)$.
Le plus probable est donc que les états du ^{16}B décroissent en émettant un neutron majoritairement $l = 2$ vers l'état fondamental $3/2^-$ du ^{15}B. Etant donné que nous ne connaissons pas la configuration des états du ^{16}B, nous allons juste donner ici les conséquences de différentes assignations de spin pour ces résonances.

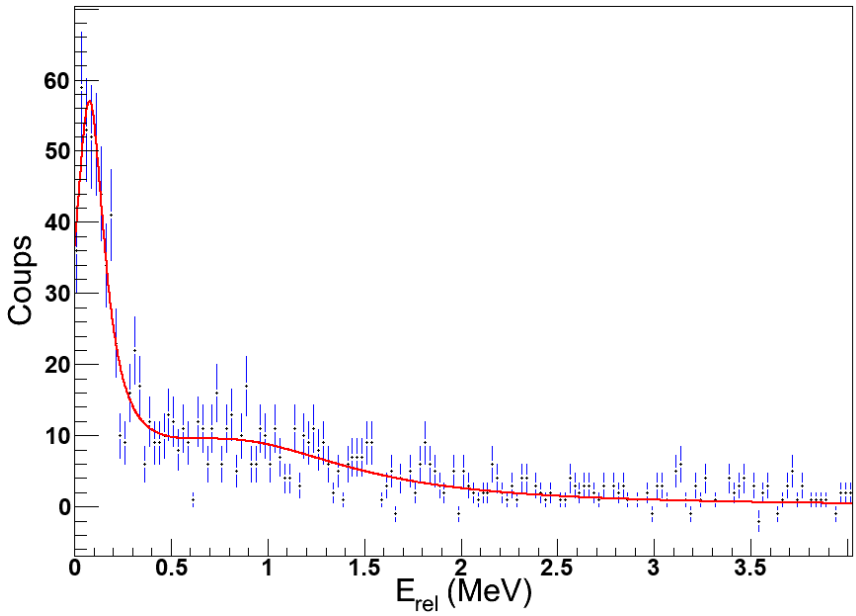


Fig IV.3-2 – Energie relative du système « ^{15}B + n », produit par la population du ^{16}B suite au retrait d'un proton du ^{17}C.

Energie de résonance	77 (10) keV	0.84 (10) MeV
Γ_{exp}	180 (35) keV	1.48 (24) MeV
$\Gamma_{SP}(l=0)$	1889.7 keV	6.24 MeV
$\Gamma_{SP}(l=2)$	0.7 keV	0.23 MeV

Tableau IV.3-1 - Largeurs calculées Γ_{SP} en fonction du moment angulaire emporté par le neutron émis et de l'énergie de la résonance. La largeur expérimentale est également indiquée

IV.3.2. Le noyau de ^{25}F

Les états non liés du noyau de ^{25}F ont également été étudié à NSCL au travers de la réaction de retrait d'un proton du ^{26}Ne [37] : $^{26}Ne + Cible \rightarrow {}^{25}F^* \rightarrow {}^{24}F + n$. Trois résonnances ont été observées à 28 (4) keV, 350 keV et 1200 keV Aucune incertitude n'est donnée sur les deux

dernières résonances étant donné que leur résolution n'était pas suffisante pour réaliser des ajustements précis. La largeur de la première résonance à 28 (4) keV n'a pas pu être extraite car dominée par la résolution expérimentale. Les largeurs de celles à 350 keV et 1200 keV valent respectivement 190 keV et 1.0 MeV. Leur spectre est montré sur la figure ci-dessous.

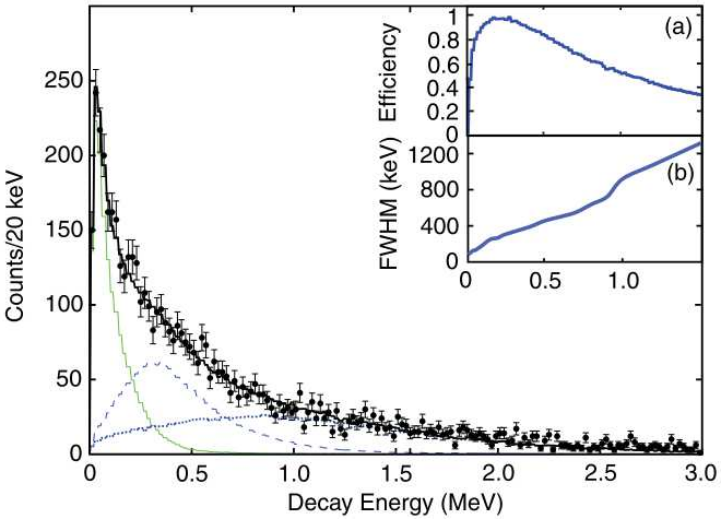


Fig IV.3-3 – Energie relative du système « ^{24}F + n » suite à la production du ^{25}F dans ses états non lié par le retrait d'un proton du ^{26}Ne à NSCL. Ce spectre est extrait de la référence [37].

La même réaction a été produite lors de l'expérience de GSI. Nous avons ainsi également reconstruit l'énergie relative du système « ^{24}F + *n* » suite à l'émission d'un neutron à partir des états non liés dans le ^{25}F (Fig IV.3-4). Même si notre statistique est moins bonne, la résolution est meilleure dans notre cas, permettant d'observer également trois résonances mais de mieux les séparer. Ces résonances sont obtenues aux énergies de 45 (17) keV, 417 (31) keV et 1.7 (2) MeV avec des largeurs associées égales respectivement à 133 (50) keV, 301 (84) keV et 2.1 (3) MeV. L'énergie de résonance de 45 (17) keV est en accord, aux incertitudes expérimentales près, avec l'énergie de résonance de 28 (4) keV de la précédente étude faite à NSCL. Aucune incertitude n'étant donnée pour les énergies et les largeurs des deux autres résonances dans la référence [37], on peut supposer que celles-ci sont larges (sans doute supérieures à celles extraites de notre étude), et donc que les deux résonances que nous observons à 417 (31) keV et 1.7 (2) MeV correspondent à celles proposées à 350 keV et 1.2 MeV par [37].

Le Tableau IV.3-2 récapitule les résonances observées ainsi que leur largeurs expérimentales et les largeurs calculées Γ_{SP} en fonction du *l* emporté par le neutron émis. Ces informations sont données à titre indicative pour la première résonance dont la largeur est très probablement dominée par la résolution expérimentale. Le seuil d'émission neutron du ^{25}F étant aux alentours de 4.4 MeV, les états non liés de ce noyau vont se trouver à des énergies d'excitation très élevées. Il est donc compliqué d'estimer les configurations de tels états et nous n'avons à ce jour pas de calculs de type modèle en couche prédisant ces configurations. Les largeurs Γ_{SP} sont donc ici données à titre indicatif pour montrer que les états dont nous observons les résonances ici possèdent des configurations mélangées.

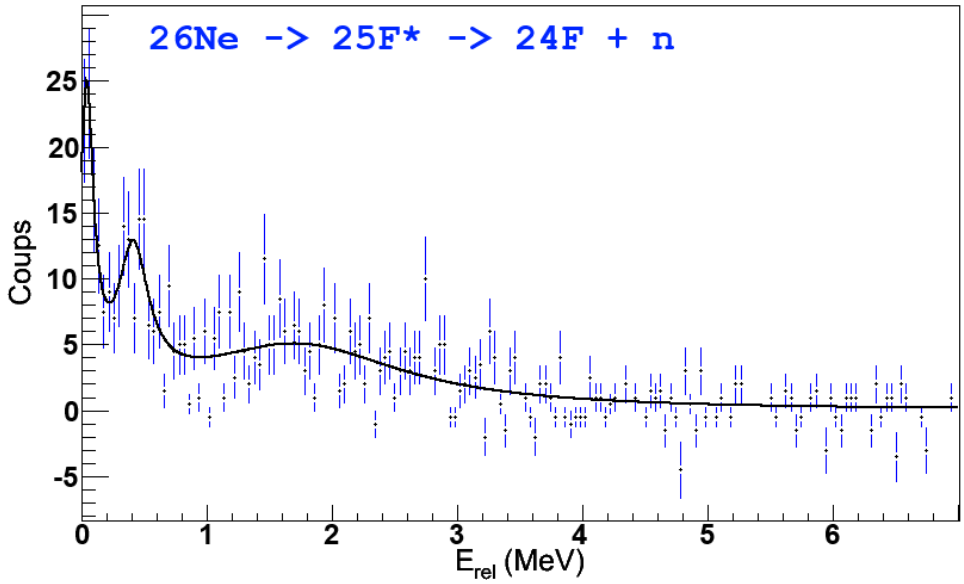


Fig IV.3-4 - Energie relative du système « ^{24}F + n », produit par la population d'états non liés du ^{25}F suite au retrait d'un proton du ^{26}Ne.

Energie de résonance	45 (17) keV	417 (31) keV	1.7 (2) MeV
Γ_{exp}	133 (50) keV	301 (84) keV	2.1 (3) MeV
$\Gamma_{SP}(l=0)$	1273.9 keV	3878 keV	7.9 MeV
$\Gamma_{SP}(l=1)$	54.7 keV	1139 keV	5.0 MeV
$\Gamma_{SP}(l=2)$	0.3 keV	64 keV	1.4 MeV

Tableau IV.3-2 - Largeurs calculées Γ_{SP} en fonction du moment angulaire emporté par le neutron émis et de l'énergie de la résonance. La largeur expérimentale est également indiquée.

IV.3.3. Le noyau de ^{14}B

Le noyau de ^{14}B a été étudié par [58] à l'aide d'une réaction d'échange de charge $^{14}C(^{7}Be,^{7}Li)$. Son état fondamental a été déterminé comme étant de spin 2^-_1. Un seul état excité, dont le spin est proposé égal à 1^-_1, est trouvé lié ($S_n(^{14}B)$ = 970 (21) keV) à 740 (40) keV d'énergie d'excitation. L'état fondamental et le premier état excité proviendraient donc du couplage $(\pi p_{3/2})^1\times(\nu s_{1/2})^1$ donnant deux états J = 1^-_1,2^-_1. La population de quatre états non liés a également été observée à des énergies d'excitation de 1380 (30) keV, 1860 (70) keV, 2080 (50) keV et 2970 (40) keV. Le spin de l'état à 1860 (70) keV a été établi égal à 2^-_2 et proviendrait sans doute de l'excitation du neutron de l'orbitale $\nu s_{1/2}$ vers l'orbitale $\nu d_{5/2}$, donnant lieu au couplage $(\pi p_{3/2})^1\times(\nu d_{5/2})^1$ résultant en un quadruplet J=1^--4^-. Les états à 1380 (30) keV et 2080 (50) keV sont proposés respectivement comme étant les états J = 3^-_1 et J = 4^-_1 provenant vraisemblablement du même couplage que l'état 2^-_2.

Dans l'expérience menée à GSI, le ^{14}B a été peuplé par le retrait d'un proton du ^{15}C. Nous nous sommes intéressés aux états non liés du ^{14}B en reconstruisant l'énergie relative pour le système « $^{13}B + n$ » suivant la réaction de retrait d'un proton du ^{15}C. Deux résonances sont observées à des énergies relatives de 842 (78) keV et 2.06 (42) MeV (i.e. des énergies d'excitation de 1812 (81) keV et 3.03 (42) MeV), avec des largeurs respectives de 1.0 (3) MeV et 2.9 (4) MeV. L'énergie d'excitation ainsi que la largeur de la première résonance correspond donc à l'état non lié 2^-_2 observé par [58]. La deuxième résonance pourrait alors correspondre à l'état 1^-_2 n'ayant pas de candidat dans l'étude de [58]. En effet, le proton va principalement être retiré de l'orbitale $\pi p_{3/2}$ dans le ^{15}C, peuplant les niveaux 1^- et 2^- dans le ^{14}B. Un mélange des configurations $(\pi p_{3/2})^1\times(\nu s_{1/2})^1$ et $(\pi p_{3/2})^1\times(\nu d_{5/2})^1$ pour ces états permettrait alors de peupler les états 1^-_2 et 2^-_2. En faisant l'hypothèse que les deux résonances proviennent bien des états 1^-_2 et 2^-_2, nous pouvons alors calculer le mélange des configurations dans ces états (partie IV.2.4). Le Tableau IV.3-3 récapitule les largeurs Γ_{SP} calculés pour ces deux énergies de résonances en fonction du l emporté par le neutron émis ainsi que la largeur expérimentale Γ_{exp}. Les coefficients nécessaires à appliquer à l'équation

$$\Gamma_{exp} = C^2S(l=0)\times\Gamma_{SP}(l=0) + C^2S(l=2)\times\Gamma_{SP}(l=2)$$

sont indiqués dans les deux dernières colonnes.

En première approximation, on en déduit que la configuration pour les états 1^-_2 et 2^-_2 serait

$$0.15\pm7\ (\pi p_{3/2})^1\times(\nu s_{1/2})^1 + 0.85\pm7\ (\pi p_{3/2})^1\times(\nu d_{5/2})^1$$

On s'attend alors à ce que le rapport entre le peuplement des états liés du ^{14}B, composé uniquement des états 1^-_1 et 2^-_1 dont la configuration majoritaire est $(\pi p_{3/2})^1\times(\nu s_{1/2})^1$, et des états non liés 1^-_2 et 2^-_2 soit environ l'inverse de celui déduit au-dessus. Le nombre de ^{14}B peuplé dans un de ses deux états lié par la réaction $^{15}C \rightarrow {}^{14}B\ (2^-_1, 1^-_1)$ est 4492 (67), tandis que le nombre de ^{14}B peuplé dans ses états 1^-_2 et 2^-_2 serait 1015 (32) (en prenant une probabilité de détection du neutron d'environ 50%). La réaction $^{15}C \rightarrow {}^{14}B^{(*)}$ produirait donc à 82 (3) % les états liés et 18 (2) % les états non liés 1^-_2 et 2^-_2. Les incertitudes ne tiennent pas compte de l'erreur sur la probabilité de détection du neutron. Cela tend donc à confirmer notre identification des résonances observées et l'amplitude du mélange proposé.

Le schéma de niveau du ^{14}B est présenté Fig IV.3-6. Les niveaux en noirs sont ceux obtenus par [58]. Le niveau en bleu est le candidat pour l'état 1^-_2, déterminé pour la première fois par notre étude. Le niveau 2^-_2, indiqué en rouge, est une moyenne du résultat de [58] et de la présente étude.

De la même manière que le ^{26}F, le ^{14}B est un bon candidat pour sonder les interactions nucléaires, dans le cas présent $\pi p_{3/2}\times\nu s_{1/2}$ et $\pi p_{3/2}\times\nu d_{5/2}$. En effet, il peut être modélisé comme un cœur de ^{14}C auquel on retire un proton de l'orbitale $\pi p_{3/2}$ et ajoute un neutron dans l'orbitale $\nu s_{1/2}$ ou $\nu d_{5/2}$. Le couplage du proton restant en $\pi p_{3/2}$ et du neutron ajouté en $\nu s_{1/2}$ donne deux états J = 1^-_1 et 2^-_1 très peu mélangé. Leur étude donne donc des informations sur l'interaction $\pi p_{3/2}\times\nu s_{1/2}$. En excitant le neutron vers la couche $\nu d_{5/2}$, on obtient le quadruplet J

= 1^-_2, 2^-_2, 3^-_1 et 4^-_1, dont les configurations sont également très peu mélangées. Si l'assignation du spin des états 3^-_1 et 4^-_1 observés par [58] est confirmée ainsi que l'état 1^-_2 que nous proposons, nous serions en mesure de déterminer l'interaction $\pi p_{3/2} \times \nu d_{5/2}$, ayant l'ensemble des états du multiplet ainsi que les amplitudes de mélange de certains d'entre eux.

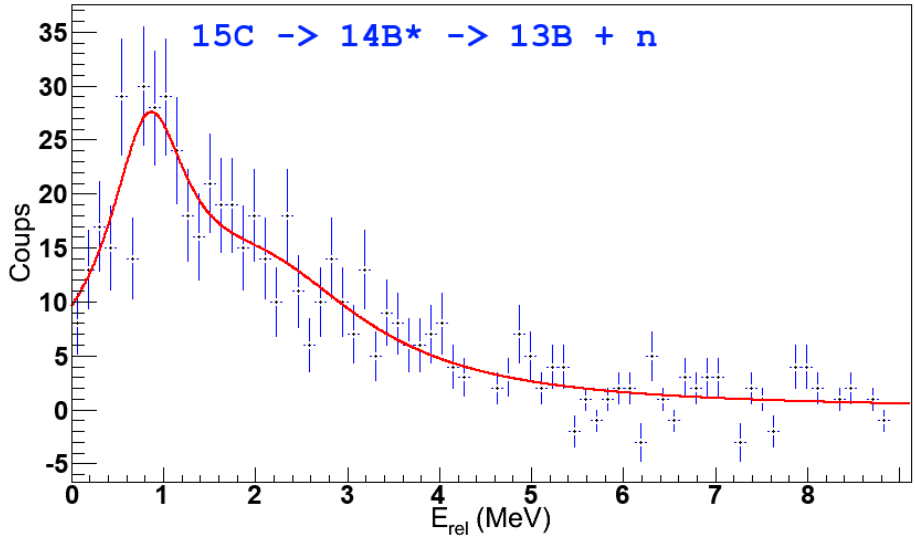


Fig IV.3-5 - Energie relative du système « ^{13}B + n », produit par la population d'états non liés du ^{14}B suite au retrait d'un proton du ^{15}C.

Energie de résonance (MeV)	Energie d'excitation (MeV)	Γ_{exp} (MeV)	$\Gamma_{SP}(l=0)$ (MeV)	$\Gamma_{SP}(l=2)$ (MeV)	$C^2S(l=0)$	$C^2S(l=2)$
0.842 (78)	1.812 (81)	1.0 (3)	6.494	0.212	0.13 (4)	0.87 (4)
2.06 (42)	3.03 (42)	2.9 (4)	10.163	1.426	0.16 (9)	0.84 (9)

Tableau IV.3-3 – Largeurs calculées Γ_{SP} en fonction du moment angulaire emporté par le neutron émis et de l'énergie de la résonance. La largeur expérimentale est également indiquée.

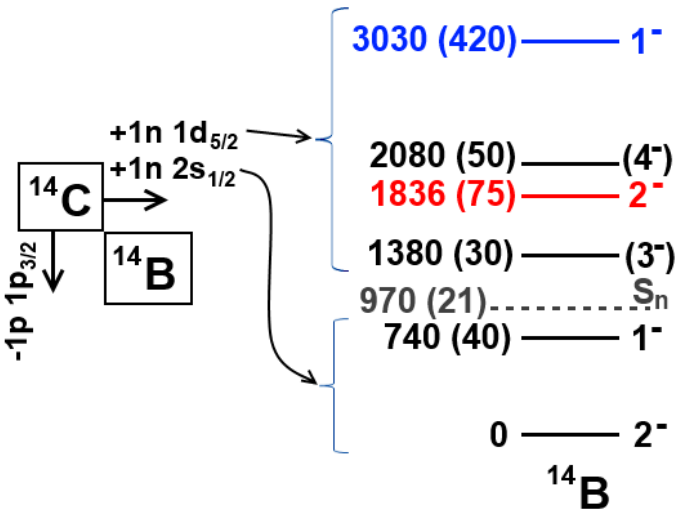


Fig IV.3-6 - Schéma de niveau du ^{14}B. Les niveaux en noirs sont ceux obtenus par [58]. Le niveau en bleu est le candidat pour l'état 1^-_2, déterminé pour la première fois par notre étude. Le niveau 2^-_2, indiqué en rouge, est une moyenne du résultat de [58] et de la présente étude.

Nous avons donc à l'aide de ces trois noyaux vérifié que notre méthode de reconstruction des énergies relatives du système « fragment + neutron », lors du peuplement d'états non liés des différents noyaux produits lors de l'expérience menée à GSI, donne des résultats consistant avec les précédentes mesures. Nous avons également pu mettre en évidence deux résonances provenant d'états non liés du $^{14,16}B$ précédemment non observées, dont nous avons proposé une interprétation physique. Nous allons donc maintenant appliquer avec confiance cette méthode de reconstruction à la réaction $^{26}Ne + Cible \rightarrow {}^{25}F^* \rightarrow {}^{24}F + n$ pour laquelle la statistique est plus faible.

IV.4. Résultats pour les états non liés du ^{26}F

La seule étude des états non liés du ^{26}F a été faite à NSCL par échange de charge à partir du ^{26}Ne [37], à l'issue de laquelle une unique résonance a été proposée à 271 (37) keV au-dessus d'un « fond non résonant » dont le traitement n'est pas explicité. Le plus probable lors de cette réaction est de retirer le proton dans l'orbitale $\pi d_{5/2}$ tout en déposant le neutron dans l'orbitale $\nu d_{3/2}$, donnant lieu au couplage $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ dont résulte au final le quadruplet J = 1^+_1 - 4^+_1. Comme nous l'avons déjà dit, seul l'état 3^+_1 est attendu comme non lié dans ce quadruplet, signifiant que cette résonance provient probablement de l'état 3^+_1 du ^{26}F décroissant ensuite vers l'état fondamental $5/2^+$ du ^{25}F.

Lors de l'expérience menée à GSI, le ^{26}F a également été produit mais au travers de la réaction $^{27}Ne + Cible \rightarrow {}^{26}F^{(*)}$. Le peuplement via cette réaction des états non liés donnent alors ensuite lieu à l'émission d'un neutron $^{26}F^* \rightarrow {}^{25}F + n$. Nous nous attendons ainsi à ce que le proton soit principalement retiré de l'orbitale $\pi d_{5/2}$ donnant lieu au final au couplage $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$. Nous devrions donc peupler, de la même manière que pour l'étude réalisée à NSCL, le quadruplet J = $1^+_1 - 4^+_1$, dont seul l'état 3^+_1 est non lié. Nos résultats sont présentés dans cette partie.

L'énergie relative reconstruite pour le système « $^{25}F + n$ » est visible Fig IV.4-1. Deux résonances sont observées aux énergies de 0.5 (1) MeV et 2.7 (4) MeV avec des largeurs respectives de 1.0 (3) MeV et 2.4 (5) MeV. La première résonance à 0.5 (1) MeV peut correspondre à celle proposée à 0.27 (3) MeV par l'étude de [37] en considérant les incertitudes. Cette résonance correspond donc très probablement à l'état 3^+_1 du ^{26}F.

Le Tableau IV.4-1 récapitule les énergies des deux résonances observées, ainsi que leur largeurs, et la comparaison avec les largeurs calculées Γ_{SP} pour différents moments angulaires du neutron émis. On obtient concernant les largeurs pour la résonance à 0.5 (1) MeV :

$$\Gamma_{exp} = (20\pm7)\ \Gamma_{SP}(l=0) + (80\pm20)\ \Gamma_{SP}(l=2).$$

Malgré les larges incertitudes, ce résultat est conforme avec les calculs du modèle en couche prédisant que la décroissance de l'état 3^+_1 du ^{26}F se produit vers l'état fondamental $5/2^+$ du ^{25}F par l'émission d'un neutron quasi-purement l = 2. Le seuil d'émission neutron du ^{26}F étant

égal à 1070 (190) keV, nous aurions alors l'état 3^+_1 à 1570 (215) keV d'énergie d'excitation. Un autre argument pour assigner cette résonance à l'état 3^+_1 est sa population. En effet, lors d'une réaction de ce type, on s'attend à ce que le rapport de peuplement des différents états provenant d'un même couplage soit fonction du spin :

$$I_J = \frac{(2J+1)\cdot I_{tot}}{\sum_J (2J+1)}$$

où :

- J est le spin de l'état.
- I_J l'intensité de l'état de spin J.
- I_{tot} L'intensité totale.

Les seuls états liés du ^{26}F peuplés lors de la réaction de retrait d'un proton du ^{27}Ne sont les états 1^+_1, 2^+_1 et 4^+_1. Ainsi :

$$\frac{I_{1+}+I_{2+}+I_{4+}}{I_{1+}+I_{2+}+I_{3+}+I_{4+}} = \frac{3}{24}+\frac{5}{24}+\frac{9}{24} = \frac{17}{24} \sim 70\%$$

Si notre assignation du spin 3^+_1 pour la résonance à 500 (100) keV est correcte, alors

$$\frac{N_{lié}}{N_{lié}+N_{rés}} \sim 70\%$$

avec :

- $N_{lié}$ la production totale de ^{26}F dans ses états liés à partir de la réaction $^{27}Ne \rightarrow {}^{26}F^{(*)}$.
- $N_{rés}$ la production de l'état à l'origine de la première résonance à partir de la réaction $^{27}Ne \rightarrow {}^{26}F^{(*)}$.

Les comptages sont $N_{lié}$ = 584 (24) et $N_{rés}$ = 112 (22), soit

$$\frac{N_{lié}}{N_{lié}+N_{rés}} = 72\ \ (13)$$

Ce qui est compatible avec le rapport attendu.

Concernant la deuxième résonance, sa largeur expérimentale est égale, aux incertitudes près, à la largeur calculée pour un neutron émis avec $l = 2$. Cette résonance correspondrait donc à un état non lié du ^{26}F émettant un neutron purement $l = 2$. Des candidats possible pour un états de ce type sont les états 1^+_2 et 2^+_2 du ^{26}F, dont la configuration dominante est $\pi(s_{1/2})^1 \times \nu(d_{3/2})^1$. Ces deux états sont prédits proches l'un de l'autre, à respectivement 2.40 MeV et 2.37 MeV d'énergie d'excitation. Leur décroissance prédite est vers le premier état excité du ^{25}F à 1.7

MeV d'énergie d'excitation en émettant un neutron quasi-purement $l = 2$ ($C^2S \sim 0.8$), ce qui correspondrait à une largeur de 2.3 MeV. Ces deux états présentant des configurations très similaires et calculés très proches en énergie, il est alors possible que la résonance à 2.7 (4) MeV soit la somme des résonances associées à ces deux états. De plus, le modèle en couche prédit que la population de l'état 3^+_1 du ^{26}F lors du retrait d'un proton du ^{27}Ne est équivalente à la somme des population des états 1^+_2 et 2^+_2 ce qui est observé aux incertitudes de comptage près (112 (44) coups pour la première résonance, 157 (38) coups pour la deuxième).
Un gros désaccord existe cependant entre les prédictions du modèle en couche et nos résultats expérimentaux quant à la position en énergie de ces états. En effet, ils sont calculés à une énergie d'excitation de 2.4 MeV environ. Or, expérimentalement, ces états auraient donc une énergie d'excitation de 5.5 (4) MeV d'énergie d'excitation. Ces états sont situés dans le continuum, ce qui va avoir pour effet de réduire les interactions comparées à celles utilisées dans les calculs du modèle en couche. Il serait cependant surprenant que cela puisse générer de tels écarts en énergie.

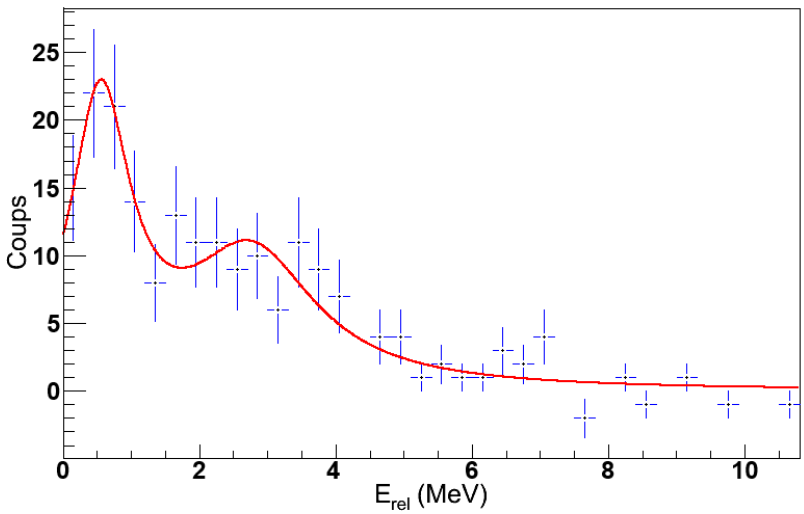


Fig IV.4-1 - Energie relative du système « ^{25}F + n », produit suite à la population d'états non liés du ^{26}F lors de la réaction de retrait d'un proton du ^{27}Ne.

Energie de résonance (MeV)	0.5 (1)	2.7 (4)
Γ_{exp}	1.0 (3)	2.4 (5)
$\Gamma_{SP}(l=0)$ (MeV)	4.2	9.8
$\Gamma_{SP}(l=2)$ (MeV)	0.1	2.9

Tableau IV.4-1 – Récapitulatif des résonances observées pour le système « ^{25}F + n » suite à la réaction ^{27}Ne + Cible → $^{26}F^*$ → ^{25}F + n. Les largeurs expérimentales sont également indiquées ainsi que les largeurs calculées Γ_{SP}.

La présente étude nous a donc permis de déterminer la présence d'un état excité à 500 (100) keV au-dessus du seuil d'émission neutron du ^{26}F. Cet état a été identifié comme étant l'état 3^{+}_{1}. Nous avons donc maintenant les énergies expérimentales de l'intégralité du quadruplet J = 1^{+} - 4^{+} dans le ^{26}F résultant du couplage $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$. Une autre résonance est également observée à 2.7 (4) MeV mais son identification est très incertaine.

L'étude présentée dans cette partie est préliminaire et trois points restent à améliorer :

- L'estimation que nous avons réalisée du bruit de fond neutron ne tient compte que d'éventuelles mauvaises reconstructions d'évènements incluant la détection d'un neutron dans LAND (partie IV.2.5). Cependant une part non négligeable du bruit de fond provient également d'évènements lors desquels un fragment ${}^{A-1}_{Z}X_{N-1}$ et un neutron ont été détectés mais sans passer par un état résonnant dans le noyau de ${}^{A}_{Z}X_{N}$. Ce type d'évènement va induire un fond non résonnant qui n'est pas encore traité ici. Une technique permettant de reconstruire ce fond est présenté dans la thèse de Giacomo Randisi [61] et est en cours d'application à nos données.
- Les fonctions utilisées pour ajuster les résonnances dans les spectres en énergie relative des systèmes « fragment + neutron » sont des Breit-Wigner dont la largeur est indépendante de l'énergie de la résonnance. Or pour des résonances à basse énergie, comme celles présentes dans le ^{16}B ou le ^{25}F, les largeurs dépendent plus fortement de l'énergie de la résonance.
- La fonction de réponse des détecteurs n'est pas encore incluse dans les ajustements présentés dans cette partie. En effet, le dispositif expérimental a tendance à déformer les résonances. Cette déformation n'est pas incluse dans les fonctions d'ajustement utilisées ici.

Nous travaillons actuellement sur ces trois aspects afin d'améliorer la précision de notre analyse et ainsi réduire les incertitudes.

Conclusion

Dans un premier temps, nous avons vu que les fermetures de couches nucléaires ne sont pas fixées pour l'ensemble de la carte des noyaux mais qu'elles évoluent. Les changements les plus importants se produisent lors de l'approche de la limite de liaison nucléaire. Nous nous sommes focalisé sur la fermeture de couche N = 20, dont l'évolution est dominée par l'interaction $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$. Le noyau de ^{26}F a alors été choisi pour tester cette interaction nucléaire à l'approche de la limite de stabilité nucléaire. Les propriétés de ce noyau en font un excellent candidat, du fait qu'il peut être modélisé comme un cœur très rigide de ^{24}O auquel on ajoute un unique proton fortement lié dans la couche $\pi d_{5/2}$ et un unique neutron non lié dans la couche $\nu d_{3/2}$, dont le couplage forme un quadruplet d'états J = 1^+_1 - 4^+_1. Les états de ce quadruplet sont très peu mélangés et présentent quasiment exclusivement une configuration $\pi(d_{5/2})^1 \times \nu(d_{3/2})^1$. La détermination de l'intégralité de ces quatre états du ^{26}F nous a donc permis de déterminer l'intensité de l'interaction $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ dans le cas où une forte asymétrie entre l'énergie de liaison du proton et du neutron existe.
Nous avons déterminé l'énergie de l'état isomère 4^+_1 de ce quadruplet par l'étude de sa décroissance β lors de l'expérience décrite dans le Chapitre II de cette thèse. Nous avons également pu déterminer le taux isomérique aux alentours de 40% lors de la production de ^{26}F par fragmentation. La masse de l'état fondamental 1^+_1 du ^{26}F, déterminée précédemment à l'aide de la technique du temps de vol au GANIL [28], a donc été modifié de manière à rendre compte de la présence de cet état isomérique. En effet le ^{26}F a été produit dans notre expérience de la même manière que pour celle de la mesure de sa masse. Nous avons pu estimer que la correction à appliquer sur l'énergie de liaison de l'état 1^+_1 est d'environ -270 keV.
Concernant l'état 3^+_1 non lié, un candidat pour cet état avait été observé lors d'une expérience d'échange de charge à partir du ^{26}Ne menée à NSCL. Une résonance correspondant à un état environ 300 keV au-dessus du seuil d'émission neutron du ^{26}F était proposée. Nous avons eu l'opportunité d'analyser les données d'une expérience réalisée à GSI, lors de laquelle le ^{26}F a été peuplé par le retrait d'un proton du noyau de ^{27}Ne (Chapitre IV). Nous avons ainsi pu confirmer la présence d'un état excité du ^{26}F que nous avons trouvé environ 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron, dont les caractéristiques sont celles prédites pour l'état 3^+_1 (largeur, proportion de population vis-à-vis des états liés,…). Un autre état non lié du ^{26}F a également été observé mais la statistique n'est pas suffisante pour nous permettre de conclure sur l'origine de cet état et lui assigner un spin.
L'état 2^+_1 était déjà connu, déterminé par [20] lors de l'étude de la décroissance γ en vol du ^{26}F. Nous avons donc, par la présente étude, complété le quadruplet J = 1^+_1 - 4^+_1. La détermination complète de la spectroscopie du ^{26}F résultant du couplage $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ a finalement nécessité quatre techniques expérimentales différentes. Maintenant que sa structure est connue, le noyau de ^{26}F constitue donc un noyau de référence pour tester les interactions utilisées dans différents modèles lors de l'approche de la limite de liaison nucléaire. Nous avons comparé les résultats expérimentaux avec les calculs issus des modèles en couches USDA et USDB, ainsi que de la théorie *Coupled clusters*, utilisant des interactions

plus réalistes incluant des forces à trois corps. Les énergies de liaison expérimentales sont globalement plus faibles que celles prédites par les modèles en couches USDA et USDB suggérant une réduction de l'interaction à l'origine de la dégénérescence du multiplet J = 1^+_1 - 4^+_1, et donc que l'interaction effective à deux corps utilisée pour les calculs USDA et USDB dépend de l'asymétrie entre les énergies de liaison des protons et des neutrons. Concernant les calculs se basant sur la théorie *Coupled Clusters*, les états liés à faible énergie d'excitation se retrouvent en très bon accord avec l'expérience dès lors que les interactions à trois corps et l'influence du continuum sont prises en compte. L'état non lié 3^+, pour lequel l'influence du continuum va être la plus importante étant donné qu'il s'y trouve n'est pas encore calculé. Sa comparaison avec l'énergie de liaison expérimentale sera donc un test capital de la méthode de traitement du continuum pour ce modèle.

Nous avons également étudié la structure du noyau de ^{28}Na présentant le couplage $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$, donnant le quadruplet J = 1^+_1 - 4^+_1, similaire à celui présent dans le ^{26}F. Seuls les états 1^+_1 et 2^+_1 de ce quadruplet était précédemment connus. Nous avons pu déterminer l'énergie de l'état 3^+_1 du ^{28}Na par l'étude de la décroissance β du ^{28}Ne, également produit lors de l'expérience décrite dans le Chapitre II. Nous avons également eu accès à des données d'une expérience menée à NSCL lors de laquelle le ^{28}Na a été produit et sa décroissance en vol étudiée [48], ce qui nous a permis de déterminer également l'énergie de l'état 4^+, complétant également le quadruplet J = 1^+_1 - 4^+_1 résultant du couplage $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ dans le ^{28}Na. Nous avons alors utilisé les données déjà publiées sur le noyau de ^{30}Al, dernier isotone N = 17 de Z impair à présenter le couplage $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$, pour réaliser une comparaison systématique entre les prédictions des modèles en couches USDA et USDB à l'approche de la limite de liaison nucléaire. Nous avons observé que les états J = 1^+_1 - 4^+_1 sont prédit moins liés que trouvé expérimentalement pour le ^{30}Al, tandis que les prédictions sont en accord à moins de 100 keV près pour le ^{28}Na. On rappelle que les états du ^{26}F sont prédit globalement plus liés que les résultats expérimentaux. Nous avons donc une tendance systématique de l'énergie de liaison des états du quadruplet J = 1^+_1 – 4^+_1 avec l'asymétrie de liaison des protons et neutrons de valences. Bien que ces états possèdent un mélange de configuration plus important dans les noyaux de ^{28}Na et ^{30}Al que dans le ^{26}F, les corrélations induites par ces mélanges sont prises en comptes dans les calculs de type modèle en couches USDA et USDB. Si ces corrélations sont correctement incluses, alors la réduction de l'interaction monopolaire $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ à l'approche de la limite de liaison nucléaire est la seule manière d'expliquer ces variations à ce jour. Il est de plus fort probable que cette réduction concerne les forces nucléaires en général, et la compréhension de ce phénomène pour les noyaux léger accessible expérimentalement permettrait de comprendre l'évolution de la structure nucléaire loin de la stabilité pour des éléments plus lourds tels que certain noyaux produit lors du processus-r.

Cette réduction d'interaction est également plus modestement suggérée par l'autre étude que nous avons réalisée sur la décroissance β du ^{24}O peuplant exclusivement les états de spin 1^+ dans le ^{24}F. Le couplage $\pi d_{5/2}\times\nu d_{3/2}$ va aussi intervenir dans le noyau de ^{24}F suite à la promotion d'un neutron de l'orbitale $\nu s_{1/2}$ vers l'orbitale $\nu d_{3/2}$. Les états ainsi formés seront le quadruplet J = 1^+_2 – 4^+_2. La configuration de ces états n'est pas aussi purement $\pi(d_{5/2})^1\times\nu(d_{3/2})^1$ que dans le cas du ^{26}F, mais reste tout de même dominante (~65%). L'état 1^+_2

est prédit comme lié par les modèles en couches USDA et USDB. Or, suite à la décroissance β du ^{24}O, seule la population de l'état 1^+_1 est observée. Cela signifie alors soit que l'état 1^+_2 est expérimentalement non lié, ce qui suggérerait à nouveau une réduction de l'interaction $\pi d_{5/2} \times \nu d_{3/2}$ lorsque l'on s'éloigne de la stabilité, soit que son branchement β est inférieur à 1% (limite d'observation due à la statistique de notre expérience).

Finalement, d'autres réactions intéressantes pour notre étude de l'évolution des forces nucléaires à l'approche de la limite de stabilité ont été produites à GSI. Nous avons pu réaliser une étude rapide du noyau de ^{14}B présentant des similitudes avec le ^{26}F. Il peut être modélisé comme un cœur de ^{14}C, auquel un proton est retiré de l'orbitale $\pi p_{3/2}$ et un neutron est aouté dans l'orbitale $\nu s_{1/2}$. Le couplage résultant donne deux états liés J = 1^-_1 - 2^-_1 déterminés par [58]. La configuration de ces états est dominée à 80% par le couplage $\pi(p_{3/2})^1 \times \nu(s_{1/2})^1$. Les 20% restant dans sa configuration proviennent majoritairement du couplage $\pi(p_{3/2})^1 \times \nu(d_{5/2})^1$. Ce couplage va donner les états J = 1^-_2, 2^-_2, 3^-_1 et 4^-_1. Lors de l'expérience menée à GSI, le ^{14}B a été produit par le retrait d'un proton du ^{15}C. Nous avons pu effectuer l'étude de ses états non liés et avons observé deux résonances correspondant très probablement aux états 1^-_2 et 2^-_2. Une étude plus complète de sa spectroscopie renseignerait sur le comportement des interactions nucléaires $\pi p_{3/2} \times \nu s_{1/2}$ mais aussi $\pi p_{3/2} \times \nu d_{5/2}$.

[1] M. Goeppert-Mayer, Physical Review, Vol. 78, No. 1 (1950)

[2] C. Thibault, Phys. Rev. C 12 (1975) 644

[3] G. Hubert, Phys Rev C 18 (1978) 2342

[4] C. Détraz, Phys. Rev. C 19 (1979) 164

[5] J. Dobaczewski et al., Prog. In Part. and Nucl. Phys. 59 (2007) 432

[6] B. A. Brown and W. A. Richter, Phys. Rev. C 74 (2006) 034315

[7] D. Steppenbeck, Nuc. Phys. A 847 (2010) 149-167

[8] C. Thibault, Phys. Rev. C 12 (1975) 644

[9] G. Hubert, Phys Rev. C 18 (1978) 2342

[10] C. Détraz, Phys. Rev. C 19 (1979) 164

[11] Y. Yanagisawa, Phys. Lett. B 566 (2003) 84-89

[12] P. Fallon, Phys. Rev. C 81 (2010) 041302(R)

[13] T. Motobayashi, Phys. Lett. B 346 (1995) 9-14

[14] E. Caurier, Phys. Rev. C 56 (1998) 2033

[15] K. Heyde, J. Phys. G 17 (1991) 135

[16] J.R. Terry, Phys. Rev. C 77 (2008) 014316

[17] E. Sauvan, Phys. Rev. C 69 (2004) 044603

[18] D. Cortina-Gil, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 062501

[19] R. Kanungo, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 142502

[20] M. Stanoiu, Phys. Rev. C 69 (2004) 034312

[21] C.R. Hoffman, Phys. Lett. B 672 (2009) 17-21

[22] F. Rotaru, Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 092503

[23] A. Obertelli, Phys. Lett. B 633 (2006) 33-37

[24] O. Sorlin, *Shell Closure, magic and exotic* nuclei, EJC2009

[25] T. Otsuka, *Proceedings of the 3rd International Balkan School on Nuclear Physics*, Pages 63-76

[26] G. Audi, Nucl. Phys. A 729 (2003) 3

[27] B.A. Brown and B. H. Wildenthal, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 38 (1988) 29

[28] B. Jurado, Phys. Lett. B 649 (2007) 43

[29] V. Tripathi, Phys. Rev. C 73 (2006) 054303

[30] D. Guillemaud-Mueller, Nuclear Physics A 426, Issue 1, 10 Septembre 1984, Pages 37–76

[31] P. M. Endt, R.B. Firestone, Nuclear Physics A 633, 1 (1998)

[32] Nobua Hayashi, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 422, Issue 1-3, 11 Février 1999

[33] V. Tripathi, communication privée (2011)

[34] P. Baumann, Phys. Rev. C 36 (1987) 765

[35] http://radware.phy.ornl.gov/gf3/gf3.html#5.3.

[36] M. Stanoiu, Phys. Rev. C 85 (2012) 017303

[37] N. Franck, Phys. Rev. C 84 (2011) 037302

[38] A. T. Reed, Phys. Rev. C 60 (1999) 024311

[39] Yu . E. Penionzhkevich, Physics of Atomic Nuclei, Vol. 64, Issue 6, Juin 2001, Pages 1121-1126

[40] P. M. Endt, Nuclear Physics A 521 (1990)

[41] S. W. Padgett, Phys. Rev. C 72 (2005) 064330

[42] D. R. Goosman, Phys. Rev. C 7 (1973) 1133-1143

[43] W.N. Catford, Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 192501

[44] D. E. Alburger, Nuc. Phys. A 385, Issue 3 (1982) 474-482

[45] M. Belleguic, Phys. Rev. C 72 (2005) 054316

[46] C. R. Hoffmann et al., Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 152502

[47] G. Huber, Phys. Rev. C 18 (1978) 2342-2354

[48] A. Mutschler, Thèse en préparation, Groupe Physique Théorique IPN Orsay, cotutelle GANIL

[49] http://www.nscl.msu.edu/exp/devices#gretina

[50] E. Sauvan, Phys. Rev. C 69 (2004) 044603

[51] D. R. Goosman, Phys. Rev. C 10 (1974) 756-765

[52] S. Michimasa, Phys. Lett. B 638 (2006) 146-152

[53] L. Caceres, Soumis à PRC (2013)

[54] J. P. Dufour, Z. Phys. A324, 487 (1986)

[55] P.L. Reeder, Proc. Intern. Conf. on Exotic Nucleiand Atomic Masses, Arles, France, Juin 1995, p. 587

[56] C. Caesar, Thèse (2012) GSI, Darmstadt, Allemagne

[57] A. Spyrou, Phys. Lett. B 683 (2010) 129-133

[58] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A 523 Issue 1 (1991) 1-196

[59] M. Zinser, Nucl. Phys. A 619 (1997) 151-176

[60] A. Spyrou, Phys. Lett. B 683 (2010) 129-133

[61] G. Randisi, Thèse (2011) LPC, Caen, France

Résumé: Les forces nucléaires jouent un rôle très important dans l'évolution de la structure nucléaire ainsi que pour fixer les limites de liaison nucléaire. L'étude des noyaux riches en neutrons est primordiale pour déterminer ces limites et pour expliquer la disparition et la création de nouvelles fermetures de couches loin de la stabilité.
Nous avons étudié le noyau peu lié et riche en neutrons de ^{26}F afin de sonder l'interaction $\pi d_{5/2}\times\upsilon d_{3/2}$. En effet, ce noyau peut être modélisé comme un cœur fermé de ^{24}O auquel s'ajoutent un proton fortement lié en $\pi d_{5/2}$ interagissant avec un neutron non lié en $\nu d_{3/2}$. Les états ainsi formés sont les états $J = 1, 2, 3, 4$ de parité positive. Leur détermination permettrait de quantifier l'intensité de l'interaction $\pi d_{5/2}\times\upsilon d_{3/2}$. Parmi ces états, celui de spin $J = 1$ (état fondamental) et $J = 2$ (premier état excité) étaient déjà connus.
La recherche de l'état $J = 4$ a fait l'objet de recherches au sein de notre groupe à GANIL au travers une expérience de décroissance β. Le noyau de ^{26}F a été produit par fragmentation d'un faisceau radioactif de ^{36}S et sélectionné à l'aide du spectromètre LISE. Ces noyaux ont ensuite été implantés dans un détecteur de Silicium à deux faces, chacune composée de seize bandes verticales ou horizontales. Ce détecteur a permis de réaliser une corrélation spatiale et temporelle entre les ions implantés et leurs produits de décroissance (rayonnements β et γ). Nous avons alors pu observer la transition γ M3 retardée de l'état isomérique $J = 4$ vers l'état fondamental $J = 1$, obtenant ainsi l'énergie d'excitation de cet état isomérique à 643.4 keV. Nous avons également déterminé plusieurs nouveaux états dans les noyaux de $^{25\text{-}26}Ne$ peuplés par la décroissance β de l'état fondamental et isomérique du ^{26}F. Nous avons extrait un taux isomérique d'environ 40% et ainsi ajusté la masse précédemment déterminée du ^{26}F en fonction de ce taux, donnant ΔM = 270 (50) keV.
L'état $J = 3$ a été peuplé et étudié à GSI lors d'une expérience de retrait d'un proton à partir d'un faisceau radioactif de ^{27}Ne, produisant ainsi le ^{26}F dans ses différents états parmi lesquels l'état non lié $J = 3$ décroissant selon la voie $^{25}F + n$. Les ions ont été identifiés et suivis à l'aide de détecteurs à fibres tandis que les neutrons ont été détectés dans LAND. Nous avons pu extraire l'énergie d'excitation de l'état $J = 3$, complétant ainsi le quadruplet d'états $J = 1 - 4$. Nous avons ensuite comparé les énergies de liaison expérimentales de ces états $J = 1 - 4$ aux résultats de calculs issus du modèle en couche et de la théorie *Coupled Clusters* afin de tester le pouvoir de prédiction de ces modèles loin de la stabilité où une forte asymétrie entre l'énergie de liaison des protons et des neutrons existe. Le modèle en couche prédit des états globalement plus liés que ceux trouvés expérimentalement, tandis que les calculs issus de la théorie *Coupled Clusters* incluant les forces à trois corps et le couplage au continuum sont en très bon accord avec les énergies de liaison expérimentales.
Le noyau de ^{28}Ne faisait partie du cocktail de noyaux radioactifs produits lors de l'expérience de décroissance β menée au GANIL. Même si sa décroissance β était déjà en partie connue, son étude nous a apporté de nouvelles informations. Combinée à une expérience de décroissance γ en vol réalisée récemment à NSCL, nous avons pu déterminer deux nouveaux états $J = 3$ et $J = 4$, provenant du même couplage $\pi d_{5/2}\times\upsilon d_{3/2}$ que dans le noyau de ^{26}F. Nous avons alors cherché à déterminer s'il existait une dépendance systématique des prédictions du modèle en couche avec l'asymétrie entre l'énergie de liaison des protons et des neutrons. Pour cela nous avons comparé les énergies de liaison expérimentales des états $J = 1 - 4$ du ^{28}Na et ceux déjà connus du ^{30}Al avec les calculs issus des modèles USDA et USDB. Nous avons trouvé un écart systématique entre les énergies de liaison expérimentales et celles calculées par le modèle en couche pour les isotones N=17 : les états sont prédits trop liés pour le ^{26}F qui se trouve à la limite de liaison nucléaire, tandis qu'ils ne sont pas prédits suffisamment liés pour le ^{30}Al qui se situe proche de la stabilité. Cela suggère que l'interaction proton-neutron effective utilisée dans le modèle en couche ne prend pas correctement en compte l'influence de l'asymétrie entre l'énergie de liaison des protons et des neutrons, ce qui est essentiel pour modéliser les noyaux de la vallée de stabilité jusqu'à la limite de liaison nucléaire.

Abstract: Nuclear forces play a decisive role to account for the evolution of the nuclear structure and to fix the limits of particle stability. The study of neutron-rich nuclei is particularly important to determine these limits and to reveal the disappearance or emergence of new shell gaps far from stability.

We studied the weakly bound neutron-rich ^{26}F in order to probe the $\pi d_{5/2}\times\upsilon d_{3/2}$ interaction. Indeed this nucleus can be modeled as a closed core of ^{24}O on top of which a single deeply bound proton in $\pi d_{5/2}$ interacts with an unbound neutron in $\nu d_{3/2}$. This coupling gives rise to the quadruplet of states $J = 1, 2, 3, 4$ of positive parity. Their determination would allow us to quantify the intensity of the $\pi d_{5/2}\times\upsilon d_{3/2}$ interaction. Among these states, the $J = 1$ (ground state) and $J = 2$ (first excited state) were already known.

The search for the $J = 4$ state has been investigated by our group at GANIL through a β-decay experiment. The nuclei of ^{26}F were produced by the fragmentation of a ^{36}S beam and selected using the LISE spectrometer. They were then implanted in a Double Sided Stripped Silicon Detector that gave us the opportunity to achieve spatial and time correlations between the implanted ions and the products of the decays (β and γ rays). Moreover we were able to observe the delayed M3 γ transition from the isomeric $J = 4$ state to the $J = 1$ ground state and thus obtained the excitation energy of 643.4 keV for this isomeric state. We also determined several new states in $^{25\text{-}26}Ne$ that were fed by the β-decay of the ground and isomeric state of ^{26}F. We extracted an isomeric ratio of about 40% and adjusted the previously determined mass of ^{26}F according to this value, leading to ΔM = 270 (50) keV.

The $J = 3$ state has been populated ad studied at GSI by means of a one proton knock-out reaction from a radioactive ^{27}Ne beam to produce the ^{26}F in its unbound states. When the ^{26}F is produced in its unbound state $J = 3$, it decays in $^{25}F + n$. The ions were tracked and identified using fiber detectors and the neutrons were detected inside the LAND detector. We were able to extract the excitation energy of the $J = 3$ state, hereby completing the quadruplet of state $J = 1 – 4$. We then compared the experimental binding energies of the $J = 1 – 4$ states to nuclear shell model and the Coupled Cluster theory in order to test the predictability of these models far from stability, where a large proton-to-neutron binding energy asymmetry is present. While shell model predictions over bind the energy of the states as compared to experiment, coupled-cluster calculations including three-body forces and coupling to the particle continuum are in excellent agreement with experiment.

The ^{28}Ne nucleus was a byproduct of the β-decay experiment performed at GANIL. Even if partly known, its beta-decay study has revealed new information. Combined with a recent in-beam γ-ray spectroscopy of ^{28}Na made at NSCL, we have been able to determine two new $J = 3$ and 4 states belonging to the same $\pi d_{5/2}\times\upsilon d_{3/2}$ coupling than in the ^{26}F nucleus. To see whether there is a systematic dependence of the SM calculations with the proton-to-neutron binding energy, we compared the experimental binding energies of the $J = 1$ - 4 states in ^{28}Na and the ones already known in ^{30}Al to the USDA and USDB calculations. We find a systematic deviation between experimental and theoretical binding energies along the N=17 isotones: while the states are calculated too bound in ^{26}F (which lies at the drip line), they are not enough bound in ^{30}Al (which lies close to stability). This suggests that the effective proton-neutron interaction used in the shell model approach does not take into account properly the effect of proton-to-neutron binding energy that is essential to model nuclei from the valley of stability to the drip lines.