

IPNO - T - 81 - 09
FR 82 0 2590

LABORATOIRE ASSOCIÉ A L'IN2P3

institut de physique nucléaire



T H E S E

présentée

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

pour obtenir

le grade de Docteur es-Sciences Physiques

par

Sergio DELLA NEGRA

Sujet : Utilisation d'un spectromètre de masse par temps de vol pour l'identification de nouveaux isotopes, et mesure de l'énergie totale de désintégration β^+ de ces noyaux dans la région de déformation N=24.

Soutenu le 23 juin 1981

I.F.N. 87 N°1
91406 - ORSAY

IPNO-T-81-09

UNIVERSITÉ PARIS SUD

BIBLIOTHEQUE SACLAY

Le 14 AVR. 1982

THÈSE

PRESENTÉE

AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Serge DELLA NEGRA

Sujet : Utilisation d'un spectromètre de masse par temps de vol pour l'identification de nouveaux isotopes, et mesure de l'énergie totale de désintégration β^+ de ces noyaux dans la région de déformation $N \approx Z \approx 40$.

Soutenue le 23 juin 81 devant la Commission d'examen

MM.M. LEFORT

Président.

H. SERGOLLE
M. DUQUESNE
J.F. BRUANDET
Y. LE BEYEC

} Examineurs.

RESUME :

A Orsay, auprès de l'Accélérateur A.L.I.C.E., il a été développé un spectromètre de masse par temps de vol pour l'analyse des isotopes radioactifs β^+ , et un ensemble de détecteurs placé autour d'un "dérouleur de bande" qui sont connectés au transport d'activité par Jet d'Hélium. La radioactivité produite par les réactions nucléaires $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$ et $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ est transportée par l'intermédiaire de deux capillaires simultanément sur les deux dispositifs expérimentaux. Sur le dispositif d'identification de masse par temps de vol, nous avons la possibilité de mesurer des énergies de positon, les énergies γ et x , et les coïncidences entre ces paramètres et la masse. Ceci nous permet d'effectuer l'identification de nouveaux isotopes et l'attribution de leur caractéristique de désintégration dans cette région près de la couche semi magique en proton et neutron ($N \sim Z \sim 40$). Sur le dérouleur de bande les coïncidences $\gamma-\gamma$, $\gamma-X$, $E_{\beta}-\gamma$ sont effectuées dans de bonnes conditions d'efficacité de détection, et permettent d'établir le schéma de désintégration des nouveaux isotopes produits et d'en déduire l'excès de masse de ces noyaux par la mesure de leur Q_{β} . C'est ainsi qu'ont été obtenus les excès de masse présentés dans le tableau 1 suivant où ces valeurs sont comparées aux prévisions des tables de masse usuelles. Par ces mesures, nous avons de plus mis en évidence des changements de forme pour le Zirconium pour un nombre de neutrons égal à 44 et 45 ;

ABSTRACT :

A β recoil time of flight mass spectrometer and a tape transport system have been developed and connected to a He-jet system. The radioactivity is transported through two capillaries to these two systems which are operating simultaneously under the same time cycling conditions. On the T.O.F. mass spectrometer a thick plastic scintillator and a X- γ GeLi detector allow to measure coincidences between mass and Q_{β} , mass and γ , E_{β} and γ . On the tape transport system coincidence measurements are recorded with additional detectors between $\gamma-\gamma$, $\gamma-X$ and $E_{\beta}-\gamma$. As a first step the investigated region of nuclei has been the Nb, Zr, Y, Sr neutron deficient isotopes. The goal was first to identify the isotopes and then to deduce mass excess values from total β^+ decay energy measurements. Level schemes have also been established in some cases. The method is presented and the results on the following isotopes (see table) are discussed. Table 1 presents the measured mass excess values.

Isotopes	JIN exp	Myers	Greife Hill Takahashi	Livan Zel'der	Jinouchi Covey Kelson	Casry Kelson	Jinouchi Byrne	Wapstra
$^{78}_{36}\text{Kr}$	-85.94	-64.98	-65.58	-64.63	-64.99	-65.33	-65.14	-65.16
$^{81}_{37}\text{Br}$	-71.38	-71.82	-71.70	-71.18	-71.33	-71.34	-71.63	-71.41
$^{81}_{39}\text{Y}$	-43.87	-47.31	-65.92	-64.77	-65.30	-65.34	-63.64	
$^{82}_{39}\text{Zr}$	-68.30	-69.16	-58.21	-67.15	-67.37	-67.66	-68.04	-67.91
$^{83}_{40}\text{Nb}$	-72.47	-73.32	-72.45	-71.92	-71.99	-72.04	-72.70	-72.31
$^{84}_{40}\text{Zr}$	-74.07	-75.24	-74.35	-73.72	-73.75	-73.91	-74.28	-73.692
$^{81}_{41}\text{Zr}$	-58.71	-59.88	-58.23	-58.25	-56.61	-57.07	-57.68	
$^{82}_{41}\text{Nb}$	-64.30	-65.25	-63.31	-62.64	-62.70	-62.99	-63.49	
$^{83}_{42}\text{Mo}$	-64.32	-67.43	-66.28	-65.14	-64.91	-65.02	-65.94	-65.4
$^{84}_{42}\text{Zr}$	-69.51	-72.41	-71.01	-70.31	-70.34	-70.34	-71.22	-71.24
$^{85}_{42}\text{Nb}$	-71.27	-74.50	-73.43	-72.73	-72.26	-72.31	-73.17	-73.16
$^{86}_{43}\text{Mo}$	-70.19	-70.95	-69.52	-68.34	-67.99	-68.27	-68.79	-69.34
$^{87}_{43}\text{Tc}$	-74.24	-75.61	-74.37	-73.64	-73.28	-73.55	-73.72	-74.43

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué à l'Institut de Physique Nucléaire.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur Le Professeur M. LEFORT pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour s'être constamment intéressé à ce travail malgré ses nombreuses tâches et d'avoir ainsi participé à sa conclusion rapide.

Je remercie très sincèrement Messieurs Les Professeurs H. SERGOLLE, M. DUQUESNE et J.F. BRUANDET d'avoir accepté de juger cette thèse.

Ce travail a été l'oeuvre d'une équipe.

Je remercie profondément Yvon LE BEYEC pour le rôle moteur important qu'il a joué dans la conception et la réalisation de ces expériences, pour son "sens expérimental" dont il a su me faire profiter et la liberté qu'il m'a vite accordée.

Que Claude DEPRUN soit aussi remercié pour l'aide technique qu'il a su constamment apporter au cours de la réalisation du dispositif expérimental puis pendant les expériences avec sa bonne humeur habituelle.

Je remercie aussi Dominique JACQUET pour son aide jeune et efficace au cours de cette dernière année.

Je ne saurais oublier Harmut JUNGCLASS qui a contribué efficacement à la mise en oeuvre du spectromètre de masse par temps de vol au cours de son séjour à Orsay.

Ce travail expérimental n'aurait pu être réalisé sans le concours efficace des différents services techniques de l'I.P.N.

- Le Service de Mécanique - en particulier M. DEMOIT, A. DONA et J. CAMON.
 - Le Service d'électronique - en particulier P. COURTAT, J.C. DAVID, R. MARGARIA et J. DOUTHAS.
 - Le personnel d'Arlet avec N. BARTOL, M. GIVORT et T. TUONG.
- Et tout le personnel de l'accélérateur A.L.I.C.E. qui a toujours essayé de nous donner le meilleur faisceau et qui n'a jamais hésité à nous aider en cas de "pépins" ou de "coup de presse".

Je remercie particulièrement V. BOTHNER de l'aide efficace qu'il nous a prodigué auprès de la nouvelle acquisition du C.E.V.

Je n'oublierai pas toutes les personnes auxquelles j'ai emprunté du matériel électronique et autres qu'elles soient de CHIMIE NUCLEAIRE, PHYSIQUE NUCLEAIRE et du CNSM., sans lesquelles nos expériences n'auraient pu se dérouler.

La présentation de ce travail a été possible grâce à la bonne volonté et la rapidité de Mme Monique LAUNAY et Melle Marche PARE que je remercie vivement.

Je remercie aussi Madame S. BOUBY et Messieurs G. BRIEUGNE et F. PLANCHE pour la réalisation des figures ainsi que tout le Service Impression qui a assuré le tirage.

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>I. METHODE ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL D'IDENTIFICATION DE MASSE PAR TEMPS DE VOL</u>	3
1.1 - Principe de la mesure d'une masse par "temps de vol"	3
1.2 - Présentation du dispositif expérimental d'identification de masse par temps de vol associé au jet d'hélium	7
1.3 - Electroniques associées à la mesure de temps de vol	8
<u>II. PERFORMANCES DU DISPOSITIF POUR L'IDENTIFICATION D'EMETTEUR ALPHA</u>	9
II.1 - Montage électronique	9
II.2 - Source de dépôt actif de Thoron	10
II.3 - Identification des noyaux radioactifs émetteurs alpha résidus de fusion des réactions nucléaires $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ et $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$	12
<u>III. PERFORMANCES DU DISPOSITIF POUR L'IDENTIFICATION ET L'ETUDE D'EMETTEURS β^+</u>	15
III.1 - Analyse des spectres de temps de vol	15
III.2 - Mesures des caractéristiques de désintégration des émetteurs β^+ (périodes, détection x et y en coïncidences, mesure de Q_β)	22
III.2.1 - Dispositif expérimental complet	22
III.2.2 - Détecteurs utilisés et mesures des coïncidences	24
III.2.3 - Montage électronique	30
III.3 - Méthode d'analyse des spectres d'énergie β^+	33
III.3.1 - Détermination du Q_β par analyse de la forme des spectres	34
III.3.2 - Application de cette analyse à des spectres d'isotopes connus émetteurs β^+ ^{90}Y , ^{106}Rh , ^{144}Pr	38
III.3.3 - Application de la méthode du "facteur d'allongement" à des spectres d'isotopes connus produits par les réactions nucléaires $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ et $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$	42
<u>IV. PRODUCTION DE NOUVEAUX ISOTOPES ET EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	46
IV.1 - Réactions induites dans la fenêtre d'Aluminium de la chambre à réaction du "jet d'hélium". Zone de masse comprise entre 42 et 54 u.a.	46
IV.2 - Etude de la région de la carte des nucléides comprise entre $Z = 38$ et 42 et $A = 77$ et 89	53
<u>V. ANALYSE DES DEFATS DE MASSE, DEFORMATION NUCLEAIRE</u>	91
V.1 - Modèle de la goutte liquide	91
V.1.1 - Table de W.D. Myers	94
V.1.2 - Table de H.V. Groote, E.R. Hilf, et K.Takahashi	94
V.1.3 - Table de P.A. Seeger et W.A. Howard	96
V.2 - Modèle à particule indépendante	97
V.2.1 - Table de S. Liran et N. Zelder	97
V.2.2 - Table de I. Jänecke	97
Table de E. Comay et I. Kelson	97
Table de J. Janecke et B.P. Eynon	97
V.3 - Comparaison des résultats expérimentaux et des prédictions des différentes tables de masses	98
V.4 - Mise en évidence de déformation nucléaire	101
<u>CONCLUSION</u>	104

INTRODUCTION

L'étude de noyaux exotiques qui comporte plusieurs aspects dont notamment le mode de production, l'identification et l'analyse de propriétés radioactives diverses, permet de contribuer à une meilleure compréhension de l'origine physique de la stabilité nucléaire. Nous nous sommes intéressés dans ce travail à l'étude de noyaux dans une zone de rapport N/Z particulier qui est la région $N \sim Z \sim 40$ où des déformations nucléaires sont envisagées.

Dans le cas qui nous concerne d'isotopes déficients en neutrons, l'un des principaux modes de production résulte de la désexcitation de noyaux composés par émission de particules : neutrons, protons, alpha avec généralement une prédominance pour l'émission de particules chargées. Les sections efficaces de production et les durées de vie de nombreux isotopes produits devenant simultanément faibles, leurs identifications nécessitent la mise en place de technique expérimentale bien adaptée. Cette première étape d'identification réalisée, des mesures plus spécifiques comme par exemple celles d'états d'excitations ou d'énergies totales de désintégration peuvent être entreprises. Nous avons donc développé à l'IPN d'Orsay, auprès de l'accélérateur A.L.I.C.E. des moyens expérimentaux pour de telles études.

Le premier a été le transport d'activité par la technique du jet d'hélium [1]. Son principe relativement simple a été initié par R.D. Mac farlane [2]. Les noyaux résiduels issus de la fusion du projectile et des noyaux cibles reculent avec une énergie $E_R = E_i \frac{M_p}{M_p + M_c}$ où E_i est l'énergie de l'ion incident M_p et M_c sont respectivement la masse atomique M_p, M_c du projectile et de la cible. Ces noyaux sont thermalisés dans un gaz sous une pression d'une atmosphère dans une première chambre ensuite ils sont transportés par ce gaz à travers un capillaire dans une seconde chambre où un vide résiduel est entreteru, et où l'étude de leurs caractéristiques de désintégration est entreprise. L'avantage de cette méthode et le transport très rapide de l'activité, quelques dizaines de millisecondes de l'endroit de production jusqu'au collecteur placé devant les détecteurs. C'est avec cette technique que le groupe de Chimie Nucléaire d'Orsay a contribué dans une large mesure à l'étude d'émetteurs alpha [3]. Les critères d'assignation de ces rayonnements étaient :

- l'étude des fonctions d'excitation des nouveaux rayonnements en particulier leur seuil d'apparition en fonction de l'énergie de bombardement.
- la systématique alpha qui permet d'estimer l'énergie de désintégration α d'un isotope donné en extrapolant à partir des valeurs connues pour des isotopes plus lourds.

Ces deux critères d'assignation restreignent l'étude à des réactions donnant des émetteurs alpha dans des régions où il y a peu de voies de désexcitations. Cependant des études de noyaux émetteurs gamma ont commencé à se développer très rapidement dans de nombreux laboratoires [4] - [8] et à Orsay [9], ceci grâce à la possibilité d'utiliser un long capillaire pour le transport de l'activité produite, ce qui permet d'éloigner la chambre de détection du flux de neutrons, photons et électrons importants produits dans la chambre à réactions. Dans bien des cas, l'utilisation d'un système de jet d'hélium simple ne permet pas l'identification en masse des noyaux produits. A nouveau, Mac farlane a été à l'origine d'une solution consistant à associer une technique d'identification de masse par temps de vol de noyaux radioactifs au transport par jet d'hélium de ces isotopes de la zone de production au lieu de leur identification. Plusieurs équipes à l'étranger ont entrepris de mettre au point et d'utiliser cette méthode [11], [12], [13], [14]. A Orsay, cette technique a été développée et rapidement utilisée avec succès [15].

Cette identification est basée dans le cas d'isotopes émetteurs alpha sur des propriétés cinétiques conduisant au recul du noyau issu de la désintégration. Dans le cas d'isotopes émetteurs β^- ces propriétés cinétiques étant trop faibles nous profitons de l'ionisation positive de ce noyau pour l'accélérer. Son association avec la technique du jet d'hélium

qui permet un transport rapide des noyaux radioactifs est un moyen d'investigation très efficace pour l'identification de nouvelles espèces nucléaires. Mais au cours de nos études de nouveaux émetteurs β^+ dans la région $N \sim Z \sim 40$, il est apparu nécessaire d'augmenter encore nos moyens d'investigation pour obtenir des renseignements complémentaires concernant les schémas de niveaux gamma et leurs attributions aux isotopes étudiés. Pour cela, nous avons développé une idée originale [16] qui consiste à distribuer par la technique du jet d'hélium simultanément sur deux dispositifs expérimentaux indépendants les produits de réactions nucléaires.

- Le premier dispositif assure l'identification en masse par temps de vol des produits formés et sert à déterminer certaines de leurs caractéristiques.
- Le second poste expérimental est constitué d'un dérouleur de bande permettant d'effectuer des études de spectroscopie gamma sur ces isotopes dans de bonnes conditions d'efficacité.

L'association de ces trois techniques :

- "Jet d'Hélium"
- "Temps de Vol"
- "Dérouleur de Bande"

a permis d'entreprendre une étude de noyaux exotiques en répondant avec efficacité à toutes les difficultés soulevées au début de cette introduction, comme la montreront les résultats expérimentaux que nous avons obtenu avec cet ensemble expérimental.

Je vais d'abord rappeler le principe sur lequel est basée la mesure d'une masse par temps de vol, puis présenter le système composé du jet d'hélium et de l'identification en masse par temps de vol, et les résultats expérimentaux obtenus au cours de la mise au point de ce premier ensemble, dans le cas d'émetteur alpha obtenus par les réactions $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$, etc... et des isotopes émetteurs β^+ produits par des réactions nucléaires $^{12}\text{C} + ^{103}\text{Rh}$. Je signalerai ensuite certaines particularités observées au cours des différentes expériences concernant le fonctionnement de ce dispositif avant de décrire les possibilités d'études qu'offre l'association par l'intermédiaire du "jet d'hélium" de cette identification de masse par temps de vol et du "dérouleur de bande". Enfin, nous aborderons les résultats expérimentaux obtenus dans la région de masses comprise entre 79 et 94 u.a. et de numéro atomique compris entre 38 et 44. Dans cette zone, nous avons déterminé les caractéristiques radioactives de 11 nouveaux noyaux et de leur isomère ^{79}Sn , ^{81}Y , ^{81}Zr , ^{82}Zr , ^{83}Zr , $^{83\text{m}}\text{Zr}$, ^{84}Zr , ^{84}Y , ^{85}Nb , ^{88}Mo , ^{89}Mo . En utilisant une technique de détermination de Q_β par analyse de la forme des spectres β^+ que nous avons développée à Orsay [17] nous avons pu mesurer l'énergie totale de désintégration β d'un certain nombre de ces isotopes, ce qui a permis de mettre en évidence pour le $^{84}\text{Zr}_{44}$ et $^{85}\text{Zr}_{45}$ des défauts de masses anormaux interprétés par un changement de forme du noyau. Une comparaison avec les différents calculs de masses ou prévisions semi-empiriques a ensuite été effectuée pour vérifier leur validité dans la zone étudiée.

I - METHODES ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL D'IDENTIFICATION DE MASSE PAR TEMPS DE VOL

I.1 - Principe de la mesure d'une masse par "temps de vol". Calcul de ce temps de vol.

Nous allons distinguer deux cas, selon que les éléments radioactifs sont des émetteurs alpha ou bêta.

Dans le cas d'isotopes émetteurs alpha, le schéma de principe de la mesure est représenté sur la figure 1.a.

Quand un noyau de masse atomique A se désintègre par émission alpha, cette particule alpha est détectée par une jonction barrière de surface qui délivre un signal de "départ" ou "start". Ce détecteur permet aussi de mesurer l'énergie alpha simultanément à l'émission de la particule alpha, le noyau résiduel de masse atomique (A-4) recule avec l'énergie cinétique correspondant à la conservation de la quantité de mouvement du système. Ce noyau après un parcours d'une longueur connue L est détecté par un détecteur à galettes de microcanaux, le signal délivré par ce détecteur est l'arrêt ou "stop" du temps de vol. Les deux impulsions sont analysées en coïncidence par un convertisseur amplitude - temps qui délivre un signal proportionnel au temps séparant les deux signaux.

Pour le calcul du "temps de vol" du nucléide de masse A-4, il suffit de poser l'équation de conservation de la quantité de mouvement du système :

$$(1) \quad m\vec{v}_\alpha + M\vec{V}_R = 0 \quad \text{ou } m \text{ représente la masse de la particule alpha}$$

M représente la masse de l'atome de recul
 v_α représente la vitesse de la particule alpha
 V_R représente la vitesse du noyau de recul

L'énergie de recul est alors $E_R = \frac{m}{M} E_\alpha$ et si L est la distance à parcourir par le noyau de recul "le temps de vol" de celui-ci sera :

$$(2) \quad t = \frac{LM}{\sqrt{2mE_\alpha}}$$

La particule alpha mettra pour parcourir la distance L le temps :

$$(3) \quad t' = \frac{Lm}{\sqrt{2mE_\alpha}}$$

Si nous prenons E_α l'énergie de la particule alpha en MeV, M la masse du noyau de recul (A-4) en uma, L la longueur du parcours du noyau de recul en cm, le temps en us sera donné par la formule :

$$(4) \quad t = 3.599 \cdot 10^{-4} \sqrt{\frac{LM}{E_\alpha}} \text{ us}$$

Nous présentons dans le tableau I quelques valeurs de temps de vol avec différentes masses et énergies de particules alpha, pour donner une idée de l'ordre de grandeur du temps qui s'écoule entre les deux signaux start et stop. La distance entre le collecteur et la surface de la première galette de microcanaux est de 60cm.

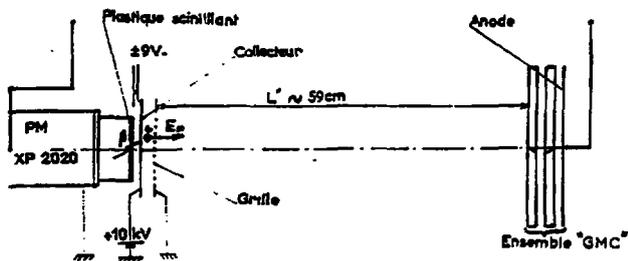
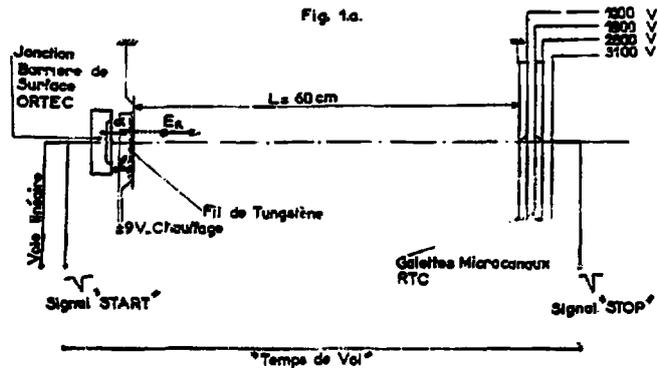


Fig. 1 : Principe de la mesure d'une masse par temps de vol.

Pour la même distance de 60cm, une particule alpha de 3.96 MeV met $4.34 \cdot 10^{-2}$ us pour effectuer ce parcours et $2.17 \cdot 10^{-3}$ us pour une longueur de 3cm qui représente la distance collecteur-jonction alpha.

D'après les équations (2) et (3) nous pouvons écrire pour le "temps de vol" détecté électroniquement (start-stop).

$$t = \frac{AM + B}{\sqrt{E_\alpha}} + C \quad - C \text{ étant un retard inhérent}$$

à la détection et à l'analyse électronique. Les constantes A, B et C sont obtenues expérimentalement par un étalonnage avec une source connue comme le dépôt actif de Thoron (^{212}Po , ^{212}Bi voir tableau 1).

Tableau 1

Nucléides	Masse du noyau de recul en u o s	E_α en MeV	E_p en MeV	t en us
^{152}Er	148	4.80	0.129	1.4587
^{152}Ho	148	4.45	0.120	1.5150
		4.39	0.123	1.5270
^{149}Tb	145	3.96	0.109	1.5726
^{212}Po	208	8.785	0.168	1.5153
^{212}Bi	208	6.090	0.117	1.6200
		6.051	0.116	1.6259

Valeurs de "temps de vol" à partir de la formule (4) avec une distance de 60 cm. Les valeurs d'énergies alpha ont été prises dans la compilation de Gauvin et al. [16].

Dans le cas d'éléments radioactifs bêta, on ne peut profiter du recul insuffisant. Nous avons donc ajouté une tension accélératrice appliquée entre une grille à la masse et le collecteur porté à 10 kV, ce système permettant d'extraire les noyaux émetteurs bêta au cours de leur désintégration. Le schéma de la fig.1b montre le dispositif. Les particules β^- sont détectées par un plastique scintillant mince associé à un photomultiplicateur d'électrons rapide (XP2020) qui donne les impulsions "start", le détecteur composé des galettes de microcanaux sert toujours à la détection

des noyaux de recul et délivre le signal "stop".

Sur la figure 2, nous avons porté l'énergie de recul du noyau en fonction de l'énergie de l'électron en effectuant le calcul relativiste. Nous voyons que cette énergie de recul est

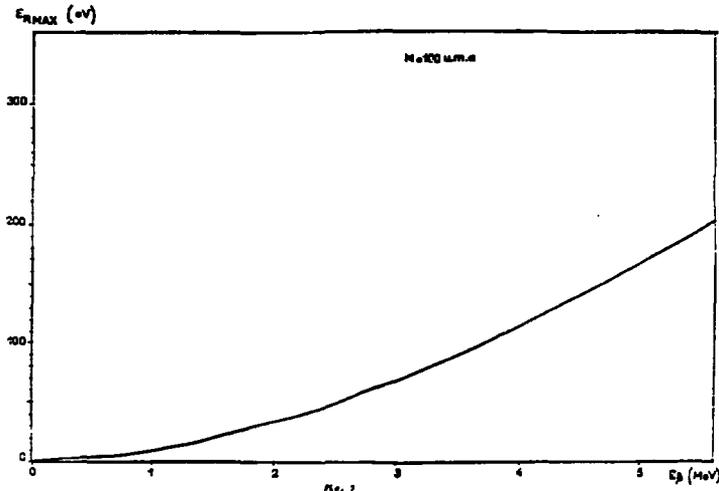


Fig. 2 : Énergie de recul d'un noyau de masse 100 en fonction de l'énergie maximum du positron.

faible car même avec un électron de 6 MeV le noyau de recul ne possède au maximum qu'une énergie de 200 eV. De plus, le spectre β^+ s'étend de zéro au Q_0 de la désintégration radioactive à cause de l'énergie emportée par le neutrino. Nous devons donc, pour avoir un spectre de masse analysable, fournir au noyau de recul une énergie fixée beaucoup plus grande par l'intermédiaire d'une tension électrostatique de + 10 kV.

Le processus d'ionisation positive est lié à la perturbation du cortège électronique par la désintégration des noyaux radioactifs mais est probablement favorisé aussi par le chauffage du collecteur où ils sont déposés.

Dans cette configuration, nous pouvons écrire pour un noyau, dont le parcours est parallèle à l'axe du système, qu'après le passage de la grille, il a une énergie de recul $E_R = Z_1 eU$ et que le temps sera donné par la formule suivante :

$$(5) \quad t = \frac{L'}{V_R} = \frac{L' \sqrt{M}}{Z_1 e U} \quad \text{où } L' \text{ est la distance séparant la grille de la première galette de microcanaux de notre détecteur.}$$

M est la masse du noyau après désintégration β^+ .
 Z_1 est la charge de ce noyau accéléré.
 U est le potentiel accélérateur.

Si nous prenons L' en cm U en Volt et la masse du noyau M en u.m.a. nous obtenons le temps en μ s par la formule :

$$(6) \quad t = \frac{L' \sqrt{M}}{\sqrt{U} Z_1} \cdot 0,6$$

Le temps d'accélération des noyaux entre le collecteur et la grille peut être obtenu en supposant uniforme le champ accélérateur, nous avons alors le potentiel en un point r représenté par $V(r) = \frac{U r}{r_0}$, r_0 étant la distance entre le collecteur et la grille. La force d'attraction de la particule sera donc pour un noyau de masse M et de charge Z_1 .

$$(7) \quad F_r = e Z_1 \frac{U}{r_0} = M \gamma = M \frac{d^2 r}{dt^2}$$

Le temps d'accélération obtenu en résolvant l'équation précédente est :

$$(8) \quad t' = \frac{-v_x + \sqrt{v_x^2 + \frac{2 e Z_1 U}{M}}}{\frac{e Z_1 U}{M r_0}} \quad \text{où}$$

v_x représente la projection de la vitesse initiale sur l'axe du temps de vol.

$$v_x = |v| \cos \alpha = \sqrt{\frac{2E_0}{M}} \cos \alpha$$

d'où le temps total est donné par la formule :

$$(9) \quad t_T = \sqrt{2M} \left[\frac{\sqrt{U e Z_1 + E_0 \cos^2 \alpha} - \sqrt{E_0} \cos \alpha}{Z_1 e U} r_0 + \frac{L'}{2\sqrt{E_0} \cos \alpha + U Z_1 e} \right]$$

Si $E_0 = 0$ on obtient :

$$(10) \quad t' = \frac{2r_0 \sqrt{M}}{\sqrt{U} \sqrt{2Z_1 e}} \quad \text{avec les mêmes unités que pour la formule (6), le "temps de vol" total pour un noyau depuis le collecteur jusqu'à la première galette de microcanaux sera :$$

$$(11) t_0 = 0.694 \cdot (2r_0 + L') \cdot \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{U} \cdot \sqrt{Z_1}}$$

Pour le temps obtenu expérimental, nous pouvons écrire :

$$t = \frac{A \sqrt{N}}{\sqrt{U} \cdot \sqrt{Z_1}} + C \quad A \text{ et } C \text{ étant des constantes que l'on détermine par un étalonnage avec des masses connues.}$$

Tableau 2

isotopes	N UMA	V (kev)	t(50cm) en us	t(100cm) en us
$^1_1\text{H}^+$	1.00728	5	0.601	0.995
	1.00728	10	0.425	0.703
$^{12}_6\text{C}^+$	11.9994	10	1.466	2.428
$^{23}_{11}\text{Na}^+$	22.989	10	2.029	3.360
$^{39}_{19}\text{K}^+$	38.964	5	3.737	6.187
	38.964	10	2.642	4.375
	100.0	5	5.986	9.913
	100.0	10	4.233	7.009
	1000.0	10	13.387	22.168

Valeurs de temps de vol dans le cas d'émetteurs béta. Les noyaux sont accélérés par un potentiel de 5 ou 10 kV sur 1 cm et parcourent 59cm ou 99cm. La charge accélérée est 1⁺.

sur différentes cibles, les produits issus de ces réactions ont été étudiés jusqu'à leur thermalisation. Juste derrière cette zone de thermalisation est placé un hémisphère avec un capillaire qui relie cette enceinte au spectromètre de masse par temps de vol. Un pompage de grand débit placé sur ce dispositif assure un gradient de pression dans le capillaire et donc un flux gazeux qui entraîne les noyaux radioactifs à étudier vers la zone de détection. La longueur des capillaires utilisés varie entre 1,5m et 8m, leur diamètre étant de 1.06mm. Le transport d'activité sur des distances assez grandes nécessite l'addition d'impuretés dans l'hélium afin d'accroître le rendement global de transport. Nous utilisons des microgouttelettes d'huile. Les molécules organiques de cet aérosol se polymérisent par l'intermédiaire du faisceau en agrégats de 10^7 à 10^8 uma [19] sur lesquels se fixent les produits radioactifs thermalisés, et ce sont ces macromolécules qui sont véhiculées dans le flux d'hélium, leur probabilité de se fixer sur les parois du capillaire étant très faible, une excellente transmission sur de longues distances est assurée. Le générateur d'aérosol que nous utilisons est identique à celui décrit dans la référence [20].

Le spectromètre de masse par temps de vol se compose de trois chambres pour assurer par un pompage différentiel une pression inférieure à 10^{-5} torr dans l'enceinte où s'effectue la mesure de temps de vol (cf. fig. 14). La quasi totalité du flux d'hélium est absorbée dans la première enceinte par une pompe de type Booster de 2000l/s au refoulement de laquelle se trouvent un roots de $400\text{m}^3/\text{h}$ et une pompe à palette de $60\text{m}^3/\text{h}$.

La première enceinte est séparée de la seconde par un orifice de 1.5mm ("skimmer") placé dans l'axe de l'extrémité du capillaire à une distance de 10mm. Ce trou permet aux noyaux transportés par le jet d'hélium de se déposer sur le collecteur situé dans la deuxième enceinte. Les noyaux radioactifs étant fixés sur des agrégats très lourds provenant du générateur d'aérosol d'huile, ils parcourent cette distance de 90mm séparant le capillaire du collecteur sans être déviés par les perturbations dues à la diffusion de l'hélium à la sortie du capillaire. Sur ce trajet, juste devant le trou du "skimmer" se trouve un obturateur permettant d'interrompre le dépôt des noyaux radioactifs sur le collecteur.

Ce collecteur possède 4 positions où sont placées des feuilles minces d'aluminium ou de nickel ou d'or. Ces feuilles sont chauffées par conduction jusqu'à 200°C grâce à une résistance de tungstène. Ce collecteur est aussi porté à un potentiel de $\pm 10\text{kV}$ grâce à une haute

tension Spellmann stabilisée à 10^{-4} . Le chauffage du collecteur permet d'évaporer l'huile introduite volontairement pour le transport et évite un dépôt sur la surface collectrice.

Le pompage de cette chambre est assuré par une pompe à diffusion Balzers de 5000l/s au-dessus de laquelle se trouve un piège refroidi à l'azote liquide, la conductance de celui-ci réduit de moitié notre vitesse de pompage mais nous permet d'éliminer les traces d'eau adsorbées sur l'enceinte et d'empêcher les remontées d'huiles néfastes au détecteur. Au roulement de cette pompe à diffusion sont placés un roots de 125m³/h et une pompe primaire de 30m³/h. Ce groupe de pompage assure un vide limite dans la chambre de 10^{-6} torr. Lorsque le débit du jet d'hélium est de 30cm³/s à la pression atmosphérique, la pression dans l'enceinte est de $2 \cdot 10^{-5}$ torr. Avec ce même débit mais lorsque l'obturateur placé dans la première chambre devant le "skimmer" est en position fermée la pression descend à $2 \cdot 10^{-6}$ torr.

A 60cm ou 1m du collecteur selon la configuration choisie, sont situés les détecteurs galettes microcanaux (G.M.C.).

Un obturateur rapide est placé sur le trajet des ions accélérés qui vont déclencher les détecteurs "G.M.C.". Son rôle sera décrit plus loin. Le pompage au niveau de ce détecteur est assuré par une pompe à diffusion "Edwards" de 700l/s et une pompe à palette à deux étages de 30m³/h. La pression ainsi obtenue est de 10^{-6} torr.

1.3 - Electroniques associées à la mesure du temps de vol.

La détection des particules alpha et bêta des éléments radioactifs est effectuée de manière usuelle respectivement par une jonction planaire à barrière de surface ORTEC de superficie 100mm², et par un plastique scintillant NE110 associé à un photomultiplicateur

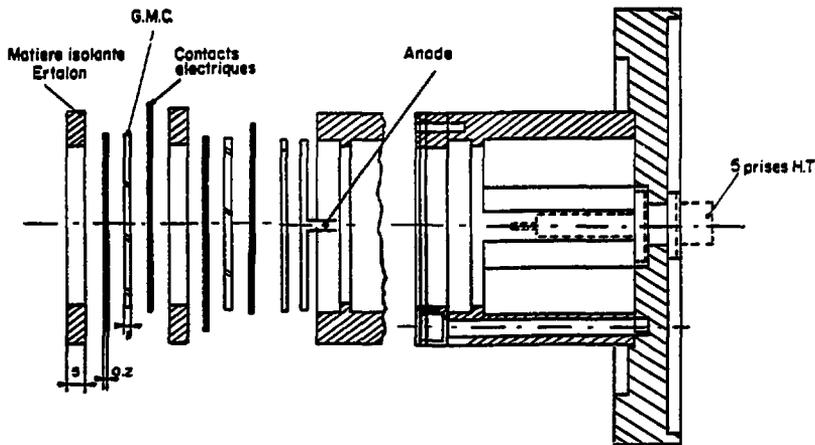


Fig. 3 : Montage des galettes de microcanaux.

rapide XP2020. L'épaisseur de ce plastique scintillant est de 1 mm et il possède une faible efficacité de détection pour les rayonnements gamma. La détection du noyau de recul est obtenue par un montage composé de deux galettes de microcanaux RTC G2550 montées en "chevron", qui est représenté sur la figure 3. L'emploi de ce type de détecteur est assez récent pour qu'on explique rapidement leur constitution et leur fonctionnement.

Ces galettes sont de fines plaques de verre, d'épaisseur 1mm, constituées de millions de capillaires de diamètre interne 25µm. Ces trous représentent à peu près 60% de la surface des "G.M.C.". Les différents canaux sont inclinés d'un angle de 13° par rapport à l'axe de révolution. Sur chaque face, il y a une métallisation Ni-Cr permettant un bon contact électrique, pour l'établissement d'un champ électrostatique entre les deux extrémités des canaux.

L'obtention d'un signal physique passe par les intermédiaires suivants :

Un noyau reculant sous l'effet de la désintégration alpha, ou un noyau positivement chargé issu d'une désintégration bêta et ayant été accéléré, heurte la paroi d'entrée d'un des microcanaux. Alors sous l'effet du choc il y a la possibilité de créer un ou plusieurs électrons qui sont accélérés par le champ électrique maintenu entre les deux faces de la galette. Les électrons heurtent à leur tour les parois du canal et créent ainsi un grand nombre d'électrons secondaires. L'opération se répète jusqu'à la sortie du canal, nous obtenons ainsi un gain de 10^3 à peu près à la sortie de la première galette. Ces électrons sont ensuite autant de sources d'électrons secondaires pour la seconde galette de microcanaux. Nous obtenons alors un gain de 10^6 . Tous ces électrons sont recueillis sur l'anode et donnent un signal analysable.

La disposition en "chevron" consiste à placer les deux galettes de telle façon que leurs canaux fassent entre eux un angle de 26°. Cette méthode permet d'éviter à des ions positifs créés dans l'environnement des microcanaux de la seconde galette, ou à l'intérieur de ceux-ci, de migrer vers la première galette grâce au champ électrique, et d'être ainsi la source en heurtant les parois de celle-ci, de signaux parasites.

Une description plus détaillée de ces détecteurs et de leurs diverses utilisations est présentée dans la revue "Acta Electronica" [21] sous forme d'une série d'articles, et récemment dans la référence [22].

Les avantages des galettes microcanaux sont leur encombrement réduit, leur relative simplicité de montage mais surtout leur excellente résolution intrinsèque pour un signal temps, il suffit pour s'en convaincre de se reporter à l'article [23]. Dans notre cas, la résolution en temps est limitée par un phénomène physique indépendant des galettes, comme nous le verrons dans les résultats expérimentaux. Une autre caractéristique importante est l'efficacité de ces détecteurs qui correspond à environ 60% de leur surface.

Une contrainte est cependant de devoir utiliser ces galettes sous pression très réduite qui doit être inférieure à 10^{-5} torr.

L'électronique associée à ces détecteurs est constituée pour la voie "stop" d'un discriminateur à fraction constante (D.F.C.) spécialement étudié pour les signaux délivrés par des galettes de microcanaux par Pouthas [24] et pour la voie "start" d'un amplificateur rapide (ORTEC 474) (T.F.A) et d'un discriminateur à fraction constante (ORTEC 473A) dans le cas d'émetteurs α et du même discriminateur que pour les galettes de microcanaux quand il s'agit d'émetteurs β^+ .

Les deux signaux "start", "stop" sont ensuite analysés par un convertisseur-temps amplitude (CTA) dont l'information est numérisée par un convertisseur analogique digital (A.D.C.) pour sa visualisation ou son stockage sur support magnétique.

II - PERFORMANCES DU DISPOSITIF POUR L'IDENTIFICATION D'ÉMETTEUR ALPHA

II.1 - Montage électronique

Dans le cas d'émetteur alpha, l'identification en masse nécessite la connaissance de l'énergie de la particule alpha émise (cf formule 2 du paragraphe I.1)

Nous avons donc corrélé électroniquement le temps de vol avec la mesure de l'énergie alpha, ceci permet une analyse simple et rapide pour l'attribution de chaque masse à chaque énergie de particule alpha. Nous avons ensuite visualisé cette relation bijective en représentant les deux données, voie linéaire des particules alpha et voie "temps de vol" sous une forme bidimensionnelle. La visualisation de ce "pavé" sur un tridac, et des projections sur des blocs mémoires, sont obtenues par l'intermédiaire du mini ordinateur PDP 11/05. Toutes les

données recueillies pendant les mesures sont d'autre part, mises en mémoire sur bande magnétique

La voie linéaire "Energie alpha" est simple, elle comporte un préamplificateur associé à un amplificateur.

II.2 - Source de dépôt actif de Thoron

L'intérêt des expériences avec le dépôt actif de Thoron est multiple. Elles nous ont permis de vérifier le bon fonctionnement de notre appareillage et d'en effectuer les réglages. De plus, ces sources que nous pouvons obtenir facilement nous servent à mesurer l'efficacité de détection et à faire les étalonnages en temps et en énergie. Nous présentons donc quelques spectres et quelques résultats concernant ces essais.

Les dépôts sont effectués sur des feuilles minces d'Aluminium de 5µm d'épaisseur. Ces feuilles sont ensuite placées sur le collecteur perpendiculairement à l'axe du temps de vol.

C'est ainsi que nous avons obtenu les spectres des figures 4 et 5. Nous apercevons une très grande différence dans la forme de ces spectres (notamment largeur des pics et traîne) obtenus quasiment dans les mêmes conditions mais, avec deux sources différentes. La longue traîne due à la raie de 8.78 MeV (figure 5) nuit à l'observation correcte des pics de masse 208 correspondant aux énergies alpha de 6.05 MeV et 6.09 MeV. Cette traîne est due à la quantité de matière se trouvant sur le trajet des noyaux de recul. Ceux-ci ayant une énergie de 116 keV et 168 keV sont arrêtés par très peu de matière et un ralentissement de l'ordre de 5 à 6 keV sur cette énergie de recul correspond à environ une unité de masse. Les événements formant cette traîne correspondent aux énergies de reculs de plus en plus faibles et donc à des temps de vol de plus en plus grands.

En faisant fonctionner le système du jet d'hélium avec un peu d'huile obtenue avec le générateur d'aérosol, nous mettons facilement en évidence ce phénomène. Au bout d'un temps assez court (ce temps dépend évidemment de la quantité d'huile ajoutée à l'hélium) nous obtenons une suppression complète des coïncidences, bien que le dépôt d'huile ainsi obtenu ne soit pas mesurable par les techniques de mesures d'épaisseur par perte d'énergie de particules alpha ce qui implique donc une épaisseur inférieure à 10µg/cm².

Ce problème de matière déposée sur le collecteur est primordial quand l'expérience est effectuée en ligne, ce qui nécessite comme on l'a signalé le chauffage du collecteur. Malgré cette précaution un dépôt se forme qui entraîne le changement du collecteur après environ 6 à 8 heures.

Nous voyons sur la figure 4 que la résolution est bonne puisque la largeur à mi-hauteur des pics est de 5ns en temps. La montée des pics qui s'effectue en 1 à 2 canaux permet une bonne localisation. Le bruit de fond est faible car les événements qui apparaissent dans le spectre avant le premier pic de temps de vol correspondant à l'énergie alpha de 8.785 MeV sont très peu nombreux (fig. 5). Le bruit propre des galettes est très faible et par conséquent le nombre de coïncidences fortuites est lui aussi très faible.

Le dépôt actif de thoron a permis aussi de constater le vieillissement de nos galettes de microcanaux. Celui-ci s'est manifesté par une perte de gain très nette. Les impulsions à la sortie de l'anode valent initialement une valeur moyenne de 180 à 200 mV et après quelque temps d'utilisation, cette hauteur moyenne d'impulsion n'était plus que de 30 à 40 mV.

L'efficacité du détecteur "G.M.C." a été déterminée avec le dépôt actif du thoron, elle est de l'ordre de 60% et correspond par conséquent à la surface utile de la "galette". Ce résultat signifie qu'un ion de 168 keV et de masse atomique 208 donne naissance dans presque 100% des cas à un signal analysable par le module prise de temps. L'efficacité globale de détection obtenue peut s'écrire :

$$\epsilon(\text{G.M.C.}) = \epsilon(\alpha) \cdot \frac{N(\text{G.M.C.})}{N(\alpha)} = 0.5 \%$$

pour une distance de temps de vol de 60 cm.

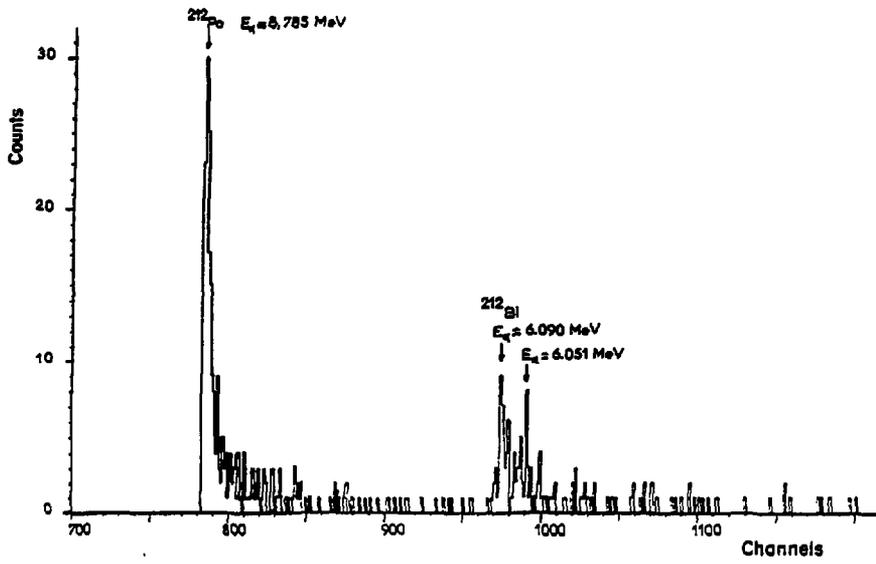


Fig. 4 : Spectre de temps de vol obtenu avec le dépôt actif de Thoron. —

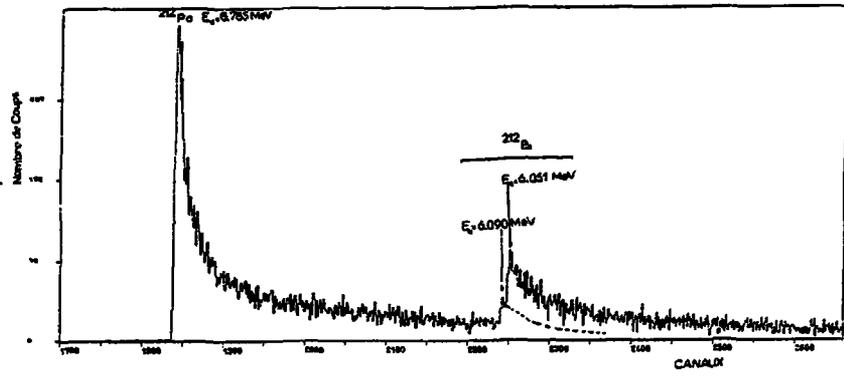


Fig. 5 : Spectre de temps de vol obtenu avec le dépôt actif de Thoron.

$\epsilon(a)$, $N(G.M.C.)$ et $N(a)$ sont respectivement l'efficacité du détecteur a, et les nombres de coups du détecteur G.M.C. et du détecteur a.

II.3 - Identification des noyaux radioactifs émetteurs alpha résidus de fusion des réactions nucléaires $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ et $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$

II.3.1. Méthode expérimentale

La cible d'étain ^{118}Sn sans support a une épaisseur de $1\text{mg}/\text{cm}^2$. C'est une cible d'isotope séparé, délivrée par le centre d'Harwell (AERA). La cible d'antimoine ^{121}Sb a une épaisseur de $1.7\text{mg}/\text{cm}^2$ sur support d'Aluminium de $3\mu\text{m}$, c'est aussi une cible d'isotope séparé délivrée par le centre d'Harwell.

Ces cibles ont été irradiées avec un faisceau d'Argon accélééré par l'ensemble ALICE. Les produits résiduels issus des réactions nucléaires ont été thermalisés dans de l'hélium se trouvant à une pression de 1 à $1,2\text{kg}/\text{cm}^2$. L'aérosol ajouté à l'hélium a été obtenu avec de l'huile Diffelen. Le transport des noyaux radioactifs s'est effectué grâce à un capillaire de téflon de $1,35\text{mm}$ de diamètre interne et de 7mètres de longueur. Le collecteur de Ni placé sur le support chauffant avait une épaisseur comprise entre 200 et $400\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Les autres conditions expérimentales sont celles décrites dans la présentation du dispositif expérimental.

II.3.2. Résultats expérimentaux

L'énergie du faisceau bombardant la cible était de 216 MeV dans le cas de la cible d'étain et de 261 MeV avec la cible d'antimoine.

Les tableaux 3 et 3bis présentent les caractéristiques des isotopes observés et les valeurs des masses qui ont été déterminées expérimentalement.

Tableau 3

Isotopes [18]	Mode de production	E α [18] (MeV)	N_{exp} (μMA)	ΔM (μMA)
^{153}Er	n	4.67	148.9	- 0.1
^{152}Er	n	4.80	148.1	+ 0.1
^{152}Ho	p n	4.45	148.2	+ 0.2
^{151}Ho	p n	4.38	147.1	+ 0.1
		4.51		
^{151}Dy	n	4.08	148.9	- 0.1
^{150}Dy	n	4.22	145.9	- 0.1
^{149}Tb	sp n	3.96	145.2	+ 0.2

Résultats expérimentaux obtenus avec la réaction nucléaire $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn} \rightarrow ^{158}\text{Er}$ à 216 MeV. N_{exp} correspond à la masse du noyau de recul (A-2) en μMA . ΔM est la différence en μMA entre la masse expérimentale et la masse de recul.

Tableau 3 bis

Isotopes [18]	Mode de production	Energie alpha en MeV	Nombre de coïncidences	Masses expérimentales (μMA)	ΔM (μMA)
^{154}Tm	n	5.05	3	149.7	- 0.3
^{153}Er	p n	4.67	47	148.9	- 0.1
^{152}Er	p n	4.80	10	148.1	+ 0.1
^{151}Ho	n	4.51	21	148.9	- 0.1
		4.38			
^{150}Dy	sp n	4.22	93	145.8	- 0.2

Résultats expérimentaux obtenus avec la réaction nucléaire $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb} \rightarrow ^{161}\text{Tm}$. (même légende que tabl. 3). Le nombre de coïncidences étant réduit au minimum.

Les spectres de temps de vol ont été obtenus grâce à une analyse bidimensionnelle. Nous avons un plan constitué par 1024 canaux pour le spectre alpha et 2048 canaux pour le spectre projeté de temps de vol. Les différents spectres de temps de vol correspondant à chaque énergie alpha sont obtenus en considérant une fenêtre sur le spectre d'énergie alpha dont la largeur permet d'encadrer une raie complète. Nous projetons alors sur un axe parallèle à l'axe du "temps de vol" toutes les informations contenues dans cette bande. C'est ainsi qu'ont été obtenus les spectres des figures 6, 7 et 8.

Ceci a été effectué à l'aide d'un programme de dépouillement MIRANDOL qui a été développé sur l'IBM 370 de l'I.P.N. par F. Picard et collaborateurs.

Sur les figures 6 et 7, nous avons présenté des spectres obtenus avec une bonne statistique. Le temps d'accumulation, sans changement de collecteur, a été de 4 heures, ce qui explique une traîne assez importante vers les temps de vol longs. La largeur à mi-hauteur du pic est de 12 canaux, c'est-à-dire 22ns puisque nous avons 1.8ns par canal. La montée totale du pic s'effectue en 6 canaux, c'est-à-dire en 11ns. Nous pouvons comparer ce résultat avec celui obtenu avec une source propre de dépôt actif de thoron où nous avons 6ns pour le front du pic et 5ns pour la largeur à mi-hauteur, ceci pour le ^{212}Po l'énergie alpha étant de 8.785MeV.

La figure 8a,b,c, présente trois autres spectres de temps de vol obtenus dans une autre expérience. Nous avons volontairement réduit le nombre d'informations au minimum pour avoir la limite inférieure de notre détection. Cet essai a été effectué dans les meilleures conditions possibles (en particulier collecteur propre). Nous voyons sur ces spectres la conséquence d'un faible bruit de fond des galettes. Cette qualité nous permet d'avoir un faible nombre de coïncidences fortuites et de pouvoir déterminer ainsi une masse avec un faible nombre de coups. Les résultats expérimentaux de cet essai sont réunis dans le tableau 4.

II.3.3. Essais d'aérosol

En plus de ces résultats expérimentaux, nous allons décrire les essais, que nous avons effectués au cours de ces expériences et qui concernent l'utilité du générateur d'aérosol et son réglage.

L'adjonction d'huile s'est révélée indispensable mais le réglage est très critique et la reproductibilité est encore actuellement difficile.

Nous avons remarqué que sans addition d'aérosol d'huile dans l'hélium, il n'est pas possible de mesurer des spectres de vol bien qu'il y ait transport de radioactivité. Nous pensons que la présence de micro-gouttelettes d'huile permet d'une part, une bonne transmission à travers le trou du skimmer et d'autre part, une concentration de la radioactivité au centre du collecteur. On peut se rendre compte de cette concentration d'après l'aspect du collecteur après quelques temps de fonctionnement. Celui-ci présente une légère tâche de 6 à 7mm de diamètre qui représente l'ombre du trou du skimmer vue de la sortie du capillaire. Par contre, un apport d'huile trop important conduit aussi à un mauvais fonctionnement du système car il y a alors trop de matière sur le collecteur.

Ce réglage d'aérosol est donc très délicat et il y a un optimum à trouver dans la quantité à ajouter. De plus, la taille des gouttelettes joue aussi un rôle. En effet, les chercheurs allemands [23] ont montré que ce sont des gouttelettes ayant un diamètre bien déterminé qui assurent le meilleur rendement de collection. La largeur de la distribution du diamètre des gouttelettes est très faible, dans le cas du diffelen ils ont trouvé un diamètre moyen de 0.35 μm pour une largeur de distribution de 0.24 μm .

II.3.4. Discussion et conclusion

Au cours de ces expériences, la mesure directe de la masse par temps de vol a permis de confirmer les attributions des caractéristiques de désintégration alpha aux différents isotopes identifiés ; ces attributions avaient été effectuées jusqu'à présent grâce à l'étude des fonctions d'excitation correspondant à chaque énergie alpha et à la "systématique des énergies α " de ces isotopes. La même étude a été réalisée par D.M. Moltz et al. [26] avec

Fig. 6 : Spectre de temps de vol de la désintégration de l' ^{153}Er $E_{\alpha} = 4.67$ obtenu par la réaction nucléaire $^{40}\text{Ar} + ^{116}\text{Sn} \rightarrow ^{156}\text{Er}^* \rightarrow ^{153}\text{Er} + \alpha$ à 214 MeV labo. nombre de masse 149 masse expérimentale 148.9 u.m.a.

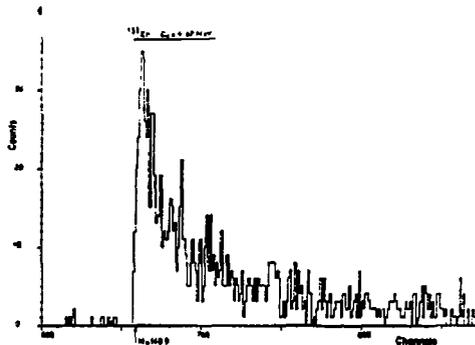


Fig. 7 : Spectre de temps de vol de la désintégration du ^{150}Dy $E_{\alpha} = 4.22$ MeV obtenu dans les mêmes conditions que la figure 6. Nombre de masse 146. Masse expérimentale 145.9 u.m.a.

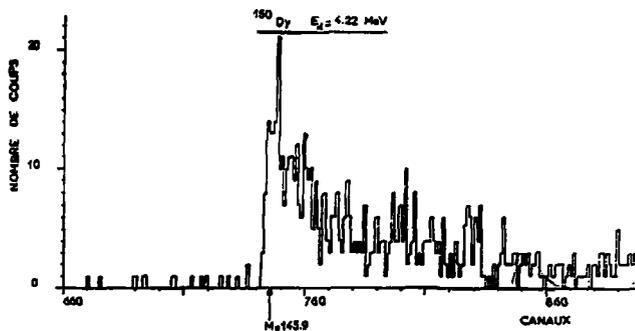


Fig. 8 : Spectres de temps de vol obtenus avec un faible nombre de coïncidence par la réaction nucléaire $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb} \rightarrow ^{161}\text{Te}^* \rightarrow ^{153}\text{Er} + \alpha$ à 261 MeV labo
a - ^{153}Er $E_{\alpha} = 4.67$ Masse exp. 148.9
b - ^{152}Er $E_{\alpha} = 4.80$ Masse exp. 148.1
c - ^{150}Dy $E_{\alpha} = 4.22$ Masse exp. 145.8

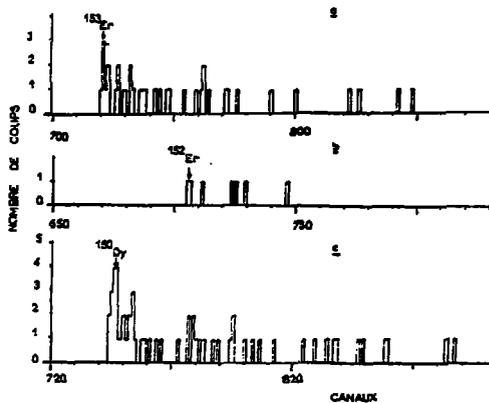


Tableau 4

	Efficacité
transport d'activité sur 5m	60%
transmission du skimmer	90%
efficacité de détecteur du temps de vol 60 cm	0.9%
efficacité totale	$2.4 \cdot 10^{-3}$

Efficacité de détection du spectromètre de masse par temps de vol associé au jet d'hélium.

section efficace de 100mb et d'environ 5 heures pour une section efficace de 10mb. Ceci pour une durée de quelques secondes et une cible de l'ordre de 1 mg/cm^2 .

Ces résultats montrent que dans la configuration actuelle l'identification en masse de nouveaux éléments émetteurs alpha est difficile car les sections efficaces de production deviennent très faibles. Il faudrait pour permettre cette identification des intensités de faisceaux plus importantes et des galettes de microcanaux d'un diamètre plus grand. Un diamètre de 70mm à la place de 50mm permet par exemple un gain d'un facteur 2. Une autre solution consiste à rapprocher les détecteurs jusqu'à une distance de 30cm, ce qui permettrait de gagner un autre facteur 4. Il sera cependant nécessaire d'avoir de longues périodes d'irradiation.

III - PERFORMANCES DU DISPOSITIF POUR L'IDENTIFICATION ET L'ETUDE D'EMETTEURS α

III.1. Analyse des spectres de temps de vol

Avant de présenter les résultats expérimentaux, nous signalerons quelques problèmes qui peuvent perturber la détection des masses de recul après émission α et les essais que nous avons effectués.

Les problèmes proviennent essentiellement des détecteurs de galettes de microcanaux. Le premier est connu, il est dû à l'émission ionique des jauges à vide secondaire ; ces ions de 2.7 keV et les électrons secondaires sont en effet détectés par les "G.M.C." et il faut réaliser un montage mécanique permettant de masquer cette émission.

Une autre source de bruit de fond est constituée par la présence d'huile dans l'hélium, les ions résultant du "cracking" de ces macromolécules sont accélérés en grand nombre dans le champ extracteur. Ceci nécessite un réglage optimum du générateur d'aérosol pour diminuer cette perturbation.

Le problème principal reste cependant celui de l'ionisation créée par le faisceau d'ions qui bombarde la cible et traverse l'hélium de la chambre à réaction. Le très grand taux de comptage dû à cette ionisation pendant le passage du faisceau empêche l'observation de tout événement physique. L'arrêt du faisceau ne suffit pas à supprimer ce bruit de fond très important qui subsiste pendant une dizaine de secondes. Par conséquent, nous avons été amenés à mettre en place un obturateur devant le trou du "skimmer". Les mesures de masses par temps de vol sont donc réalisées lorsque cette ouverture est obturée et ceci après avoir accumulé sur le collecteur pendant un temps qui dépend des périodes radioactives des isotopes observés. De plus, pour éviter une détérioration des "G.M.C.", par un déclenchement trop important pendant cette accumulation des produits sur le collecteur, un autre système d'obturation a été installé entre le collecteur et les détecteurs "G.M.C."

Le fonctionnement séquentiel de l'ensemble du dispositif actuel est schématisé sur la figure 9. Pendant l'irradiation, la mesure du temps de vol est bloquée et l'obturateur devant les galettes de microcanaux est fermé. Après le temps d'irradiation, l'arrivée d'hélium est interrompue au niveau du skimmer et le faisceau est arrêté. Après un délai variable, on déclenche simultanément l'ouverture de l'obturateur devant les galettes de microcanaux et les mesures de temps de vol.

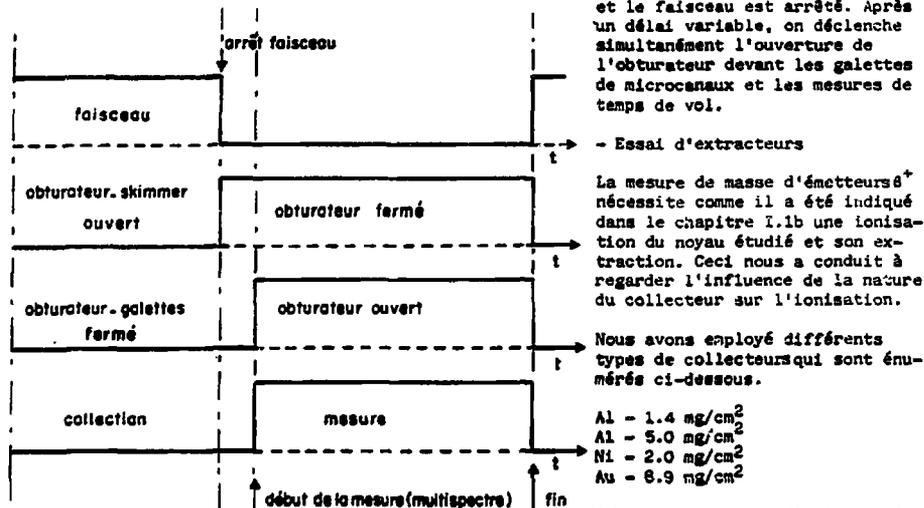


Fig. 9 : Schéma du fonctionnement séquentiel des obturateurs et des comptages.

pour observer un spectre de temps de vol correct, il fallait une température de 80° à 120°C. De plus, avant tout apport de produits radioactifs, il est indispensable que l'état de surface du collecteur soit parfait et que sa température d'équilibre soit atteinte.

Nous avons aussi testé quatre types d'extracteurs :

- un cône seul tel que celui représenté sur la figure 10b n'a donné aucun résultat physique ; sa forme ne permet pas une extraction suffisante et les produits accélérés à partir du collecteur sont ensuite défocalisés.
- une grille dont la maille est de 1.5mm avec du fil de tungstène de 50µm recouvrant complètement le collecteur a permis d'obtenir des résultats physiques. Cette grille d'un diamètre de 40mm se trouve donc interposée entre le collecteur et l'entrée du skimmer. Cette disposition conduit ce type d'extracteur à être le siège de "claquages" importants qui limitent donc à 8kV la différence de potentiel maximale. De plus, la différence entre la surface du dépôt dont le diamètre maximum est de 10mm et la surface d'extraction conduit à un rapport signal sur bruit mauvais. Un autre problème a aussi surgi qui est le parallélisme parfait qui doit exister entre le collecteur, la grille et la surface des galettes microcanaux. En effet, la moindre inclinaison du collecteur ou une mauvaise planéité de la surface de celui-ci entraîne une dégradation de la résolution et une perte de rendement. Les différents problèmes expérimentaux rencontrés ont amené à utiliser un autre type d'extracteur (fig. 10a).

- Nous avons choisi une autre grille avec une maille de 2mm sur un diamètre de 12mm seulement placée à l'extrémité du cône dessiné sur la figure 10b. La distance séparant la surface de cette grille du collecteur est de l'ordre de 8 à 10mm. Les rendements d'extraction et de détection à même potentiel entre cette petite grille au bout du cône et la grande grille sont équivalents et le bruit de fond est beaucoup plus faible. Nous avons pu établir une différence de potentiel de 10kV sans aucun problème. Le problème de parallélisme reste important.

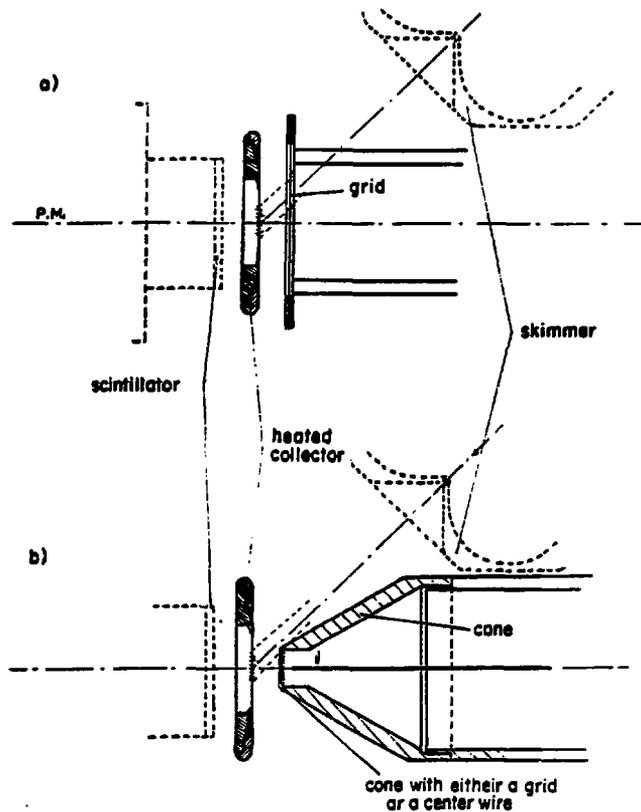


Fig. 10 Extracteurs employés au cours des expériences d'identification des masses de noyaux radioactifs émetteurs bêta.

a) Grille de 40 μ m de diamètre placée à 10mm du collecteur

b) Cône extracteur, avec trois options possibles

- . cône simple
- . cône avec une grille au bout du cône constituée de fil de tungstène de 50 μ m d'espaces de 3mm ou de 2mm
- . cône avec un fil central de ϕ 0.5mm en pointe.

- le quatrième extracteur qui a été testé est composé d'un même cône simple avec un fil métallique axial de 0,5mm de diamètre affectant la forme d'une pointe à son extrémité, et porté au même potentiel que le cône. Les meilleurs résultats sont obtenus avec la pointe située à l'intérieur entre 1mm et 4mm de l'ouverture du cône. Pour ce type d'extracteur, la position du collecteur n'est pas critique puisqu'un angle d'inclinaison de 10°-20° ne perturbe pas les mesures. Le bruit de fond est très faible. Cette possibilité d'incliner le collecteur a été utilisée pour vérifier que l'angle de 45° entre la direction du faisceau d'hélium et le collecteur avait peu d'influence sur le dépôt. Ce dernier extracteur a un rendement 3 fois plus faible que le même cône pourvu d'une grille à son extrémité (fig. 10b).

Pour les expériences réalisées à la suite de ces essais, il a été utilisé l'extracteur conique avec une grille placée à 10mm du collecteur.

* EXEMPLE DE SPECTRES DE TEMPS DE VOL, PICS PARASITES, RESOLUTION EN MASSE

Sur les figures 11 et 12 sont présentés les spectres de temps de vol complets obtenus au cours de l'étude des noyaux produits par la réaction $^{12}\text{C} + ^{103}\text{Rh}$. Cette réaction nucléaire avait été étudiée au laboratoire [9] et permettait donc de tester facilement le spectromètre de temps de vol. Le spectre de la figure 11 a été obtenu avec une énergie incidente de 79,5 MeV pour le ^{12}C et la fenêtre séparant la conduite du faisceau de la chambre à réaction était du Ni de $2.1\text{mg}/\text{cm}^2$. Pour la figure 12, le faisceau incident avait une énergie de 73,5 MeV et la fenêtre était de l'Aluminium de $5.0\text{mg}/\text{cm}^2$. Ces deux spectres ont été obtenus avec une tension accélératrice de $\sim 10\text{KV}$ avec l'extracteur composé du cône et du fil central. Le cycle était de 2mn de mesure pour 3mn d'irradiation.

La mesure de périodes radioactives a permis de déterminer que les deux masses les plus élevées étaient ^{111}Sb et ^{112}Sb produits par les réactions $^{103}\text{Rh}(^{12}\text{C},4n)$ et $^{103}\text{Rh}(^{12}\text{C},3n)$.

Sur ces spectres des pics de largeur différente apparaissent, les uns ont une largeur à demi hauteur de 10 à 12 ns comme ^{111}Sb et ^{112}Sb , ils proviennent de corps radioactifs β^+ qui ont été produits par réactions nucléaires dans la fenêtre de nickel pour la figure 11 et la fenêtre d'aluminium pour la figure 12. Les autres pics dont la largeur est de 4 à 5ns sont liés à la présence d'huile dans l'hélium. L'ionisation de ces molécules organiques est liée à l'activité déposée sur le collecteur et les lignes qui apparaissent sur ces spectres indiquent qu'il y a corrélation entre cette ionisation et la désintégration d'un noyau radioactif.

La différence de résolution entre ces deux types d'événements provient de l'énergie initiale que possèdent les ions au départ du collecteur. Au paragraphe précédent, le temps de vol d'un noyau a été calculé avec une énergie initiale E_0 (cf équation 9), de plus la figure 2 présente l'énergie de recul du noyau fils donnée en première approximation par la formule

$$E' = \frac{1}{2} \frac{E(E + 2m_0c^2)}{M c^2} \quad (12)$$

où E représente l'énergie du positon ou de l'électron.

m_0 : la masse de l'électron

M représente la masse du noyau de recul

Avec ces données, pour une énergie β de 3 MeV, un noyau de masse 100 reculerait avec une énergie de 65 eV ce qui conduit à un déplacement de $\sim 24\text{ns}$ vers des temps de vol plus faibles par rapport au même élément ayant une énergie initiale nulle.

La désintégration β conduit à un spectre d'énergie continu de zéro à une énergie maximum correspondant au Q_β de la désintégration. Les noyaux radioactifs ont donc aussi un spectre continu d'énergie de recul qui conduit à l'élargissement des pics de temps de vol. Les masses ne provenant pas de désintégration radioactive ont une énergie initiale beaucoup plus faible de 10eV au maximum.

La différence de temps de vol qui existe entre un ion désorbé sans énergie de recul et celui possédant une énergie E_0 s'exprime après un développement au premier ordre de chaque expression et avec l'approximation $E_0 \ll UZ_1e$ par :

$$\Delta t_{E_0} = t_{E_0} - t_0 = \left[\left(\frac{1}{2} \frac{E_0}{U Z_1 e} - \sqrt{\frac{E_0'}{U Z_1 e}} \right) 2r_0 - \frac{1}{2} \frac{E_0}{U Z_1 e} L' \right] \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{2U Z_1 e}}$$

ce qui donne :

$$\frac{\Delta t_{E_0}}{t_0} = - \frac{1}{2} \frac{E_0}{U Z_1 e} + \left(\frac{E_0}{U Z_1 e} - \sqrt{\frac{E_0'}{U Z_1 e}} \right) \cdot \frac{2r_0}{2r_0 + L'}$$

Les trois paramètres qui permettent une amélioration de la résolution sont :

- la tension d'accélération qu'il faut augmenter.
- la distance d'accélération qu'il faut diminuer.
- la longueur du temps de vol qu'il faut accroître.

Les deux premiers paramètres sont fixés par nos conditions d'utilisation. Il ne reste donc que l'allongement du temps de vol que nous avons porté jusqu'à 120 cm.

Tableau 5

L	U	$\Delta t_{E_0}/t_0$
60	8	- 6.67 10 ⁻³
	10	- 5.81 10 ⁻³
100	8	- 5.81 10 ⁻³
	10	- 4.85 10 ⁻³
200	8	- 4.81 10 ⁻³
	10	- 3.83 10 ⁻³
-	8	- 4.06 10 ⁻³
	10	- 3.25 10 ⁻³

Dans le tableau 5 sont présentés les écarts relatifs de temps de vol pour une masse 100 ayant une énergie de recul de 65 eV ($Q_\beta = 3\text{MeV}$).

Nous retrouvons bien expérimentalement ces améliorations relatives suivant la tension et la longueur. L'allongement du temps de vol est donc un moyen simple d'améliorer la résolution. Il apparaît cependant un problème d'angle solide de détection, en effet dans nos calculs, nous n'avons tenu compte que d'une distribution en énergie suivant l'axe de l'accélération et non d'une distribution angulaire. Or, l'acceptance angulaire est donnée par $t_{ga} = \frac{d}{2}$ où d représente le diamètre du détecteur d'ion de recul et L la longueur du temps de vol, ce qui donne

$t_{ga} = 10^{-2}$ dans le cas d'une base de temps de vol de 200 (et cela conduit à un rapport pour les énergies $\frac{E_0}{U}$ de 10⁻⁴ soit 1 eV pour 10 kV).

Par conséquent, le rapport entre les composantes radiale et axiale de la vitesse de l'ion doit être inférieur à 10⁻² après l'espace d'accélération.

Pour augmenter cette acceptation angulaire, il aurait été possible d'utiliser un guide électrostatique composé d'un fil central porté à un potentiel négatif par rapport au tube du temps de vol et disposé sur toute la longueur de celui-ci. Une description de cette technique est faite dans les références [27][28][29]. Le gain de résolution obtenu en augmentant le temps de vol indéfiniment étant faible par rapport à une longueur de 100-150cm (voir tableau 5). Le choix s'est donc porté sur cette longueur qui permet de s'affranchir de la complication d'un guide électrostatique.

La séparation en masse de notre dispositif exprimée par la relation $\frac{N}{\Delta M}$ où M représente la masse d'un élément et ΔM la résolution en masse obtenue en considérant la largeur à mi-hauteur du pic de temps de vol est de l'ordre de :

- 300 pour les masses de noyaux radioactifs dont le Q_β est inférieur à 3MeV,
- et de 800 pour les masses d'ions organiques dont l'énergie de recul est de quelques eV.

Les ions une fois chargés sont de loin les plus abondants mais nous avons cependant dans certains cas observé en faible proportion des ions chargés 2⁺ et également des composés MO⁺ et M(OH)₂⁺ (voir figure 13). Nous verrons dans le prochain chapitre l'utilité de ces composés dans la détermination du numéro atomique des éléments.

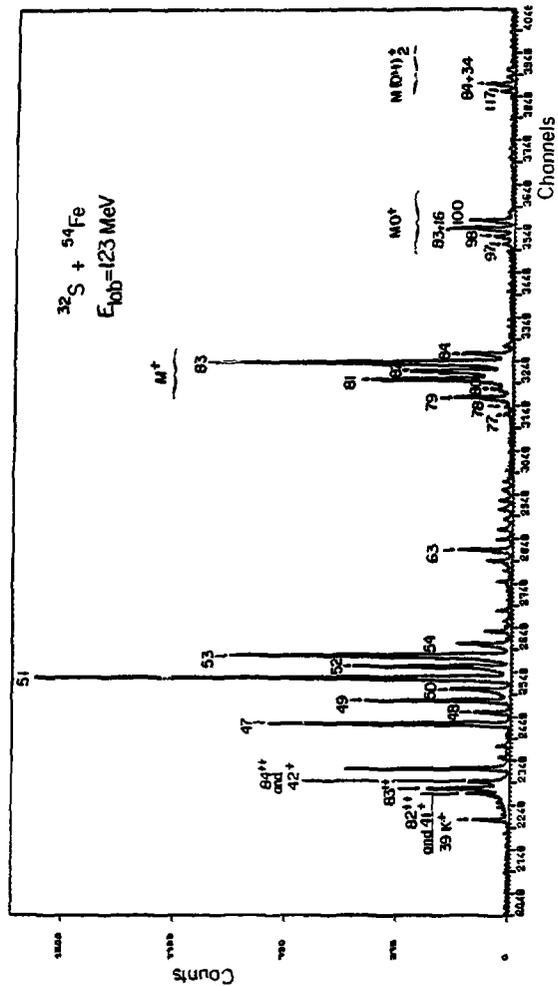


Fig. 13 : Spectre de temps de vol présentant les chaînes isobariques produites au cours des réactions nucléaires $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ et $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$ ainsi que les entrées M^{++} , MO^+ et $(\text{M}+34)^+$. La tension d'accélération était de 10kV, l'extracteur était le cône avec une grille et la base de temps vol était de 100cm.

* ETALONNAGE EN MASSE

Il faut tenir compte de l'élargissement et du déplacement des pics de temps de vol introduits par le spectre de vitesse initial dans l'étalonnage en masse qui s'effectue en calculant les coefficients a et b de la formule

$$M = (a K + b)^2 \quad (13)$$

où K représente un canal et M la masse de l'élément considéré. En particulier le calcul de ces coefficients peut s'effectuer en déterminant le centroïde des pics correspondant à des éléments non radioactifs qui sont toujours présents dans les spectres de temps de vol tel que H⁺ (M = 1.00728 u.m.a.), Na⁺ (M = 22.989 u.m.a.) et K⁺ (M = 39.964 u.m.a.). La masse des éléments radioactifs s'obtient en prenant dans la formule (13) pour K le canal correspondant à la base supérieure du pic de temps de vol auquel on a soustrait la moitié de la largeur à mi-hauteur des pics d'étalonnage. C'est ainsi qu'ont été déterminées les masses présentées dans le tableau 6 correspondant à des isotopes produits au cours des réactions ³²S + ²⁷Al et ³²S + ⁵⁸Ni et dont nous allons déterminer les caractéristiques dans les prochains paragraphes.

Isotopes produits au cours de la réaction ³² S + ²⁷ Al - ⁵⁴ Cu			
	Isotopes	masses expérimentales (u.a.)	masses littér.
47	⁴⁷ V	46.96 ± 0.04	46.95 491
49	⁴⁹ Cr	48.99 ± 0.04	48.96
50	⁵⁰ Mn	49.96 ± 0.04	48.95
51	⁵¹ Ni	50.94 ± 0.04	50.95
52	⁵² Ni, ⁵² Fe	51.94 ± 0.04	51.95
53	⁵³ Fe	52.94 ± 0.04	52.95
54	⁵⁴ Co	53.95 ± 0.04	53.95

Les isotopes de masses inférieures à 54 sont connus et nous avons indiqué dans le tableau 7 les valeurs de masses de la littérature. Il faut cependant noter que les valeurs obtenues de cette façon correspondent seulement au 1/2 u.m.a. (c'est-à-dire environ 10 MeV/c²); or il est nécessaire d'atteindre au moins 200 keV/c² pour pouvoir obtenir des informations nucléaires.

Cette précision sera atteinte comme on le verra plus loin par la mesure des énergies de désintégration β.

Isotopes produits au cours de la réaction ³² S + ⁵⁸ Ni à 162 MeV			
79	⁷⁹ Zr	78.86 ± 0.06	
81	⁸¹ Sr, ⁸¹ Y, ⁸¹ Zr	80.98 ± 0.06	
82	82	81.98 ± 0.06	
83	⁸³ Y, ⁸³ Zr	82.93 ± 0.06	
84	⁸⁴ Y, ⁸⁴ Zr	83.92 ± 0.06	
85	⁸⁵ Zr	84.91 ± 0.06	
86	⁸⁶ Nb	85.91 ± 0.06	

III.2 - MESURES DES CARACTERISTIQUES DE DESINTEGRATION DES EMETTEURS β⁺ PERIODE, DETECTION X ET γ EN COINCIDENCES, MESURE DE Q_β

Le spectromètre de masse par temps de vol associé à la technique de transport d'activité par jet d'hélium que nous venons de décrire permet de répondre à deux impératifs de l'étude de noyaux exotiques qui sont : le transfert d'activité rapide vers les lieux de détection et l'identification des isotopes produits. Pour l'étude des caractéristiques spectroscopiques des isotopes, d'autres moyens d'investigations ont été ajoutés autour du dispositif expérimental

Isotopes produits au cours de la réaction ³² S + ⁵⁸ Ni à 101 MeV			
84	⁸⁴ Y, ⁸⁴ Zr	83.92 ± 0.06	
87	⁸⁷ Nb	86.91 ± 0.06	
88	⁸⁸ Mo	87.91 ± 0.06	

Tableau 6

initial pour aboutir au complexe décrit ci-dessous.

III.2.1 - Dispositif expérimental complet

Le dispositif expérimental actuel dont le schéma synoptique est présenté sur la figure 14 se compose de deux ensembles indépendants reliés à une chambre à réaction par la technique du jet d'hélium. C'est exactement la même chambre que celle décrite au paragraphe I.2 mais deux capillaires la relient aux deux dispositifs expérimentaux.

Le premier de ces dispositifs est le spectromètre de masse par temps de vol décrit dans ce même paragraphe I.2.

Le deuxième dispositif expérimental connecté au "jet d'hélium" est un système de transport d'activité par un support solide qui est ici un ruban magnétique, d'où le nom de "dérouleur de bande". Son principe de fonctionnement est le suivant : les noyaux radioactifs sont déposés sur une bande à un endroit pendant un temps donné, puis ce dépôt est translaté très rapidement devant les appareils de détection, où il est analysé pendant que le dépôt suivant s'accumule.

Le temps de dépôt et de comptage peuvent varier suivant les périodes radioactives des corps étudiés. Ce système présente les avantages suivants :

- il permet d'avoir une bonne efficacité de détection, le dépôt étant placé entre les détecteurs, à quelques millimètres de ceux-ci, d'où un grand intérêt pour des expériences de coïncidences γ - γ , γ -X, γ - β
- grâce à lui, il est possible d'étudier des corps radioactifs de périodes courtes, le déplacement du dépôt actif s'effectuant en quelques centaines de millisecondes ;
- enfin, il évite l'accumulation des noyaux de durées de vie longues qui perturbent l'étude de nouveaux isotopes se trouvant en faible quantité.

Pour ces raisons, lors d'études spectroscopiques, cette méthode est utilisée aussi bien avec des systèmes de type jet d'hélium [3],[6] que derrière des séparateurs de masse (30). Dans notre système la vitesse de déplacement de la bande est de 1 m sec^{-1} et le vide de 10^{-4} torr est assuré par deux groupes de pompage composés chacun d'une pompe à palettes de $60\text{ m}^3/\text{h}$ et d'un roots de $500\text{ m}^3/\text{h}$ (*).

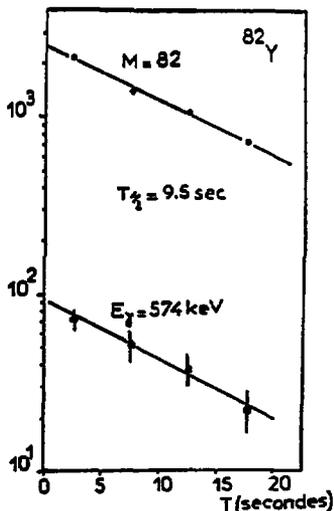


Fig. 15 : Période radioactive de ^{82}Y
 a) sur la masse 82
 b) sur le rayonnement de 574 keV attribué à cet isotope.

Pour éviter les problèmes d'instabilité pouvant se présenter au niveau de l'aspiration lorsque les deux flux gazeux sont différents, nous avons soigneusement égalisé les débits d'hélium dans les deux capillaires. Une valeur de fonctionnement de $25\text{ cm}^3/\text{s}$ a été choisie sur les deux voies.

III.2.2. Détecteurs utilisés et mesures des coïncidences

Autour du dispositif d'identification en masse, nous avons disposé un détecteur gamma de grande efficacité de type GeLi, un détecteur de type Ge intrinsèque de 5mm d'épaisseur pour la détection des rayonnements X et gamma de faibles énergies (<300 keV), et enfin, un détecteur de positons constitué, d'un plastique scintillant mince de 1mm d'épaisseur peu sensible au rayonnement gamma et d'un gros plastique scintillant de 10cm d'épaisseur permettant la mesure d'énergie bêta jusqu'à 10 MeV, l'association en télescope de ces deux plastiques permet une excellente séparation entre les rayonnements gamma et bêta.

Nous obtenons donc ainsi les nombres de masses des isotopes par la mesure de temps de vol et leur numéro atomique par les spectres de rayonnement X. L'analyse des décroissances radioactives mesurées simultanément sur les spectres de masses, d'énergies gamma et X permet de confirmer les caractéristiques des isotopes déjà connus d'attribuer aux nouveaux isotopes leurs raies gamma caractéristiques et leurs périodes radioactives.

La figure 15 présente l'exemple de l' ^{82}Y qui est un des isotopes identifiés et étudiés à Orsay (16) (17) (31). L'intensité de la raie gamma de 574 keV qui correspond à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ de l'isotope ^{82}Sr (32) (33) décroît avec la même période que la masse 82, ce qui a permis l'identification de l' ^{82}Y .

(*) La construction de ce "dérouleur de bande" a été initiée par M. Langevin auprès du Tandem d'Orsay Avec l'aide de M. Waast et Skowron, nous en avons effectué la mise au point pour son utilisation simultanée avec le spectromètre de temps de vol.

Autour du dispositif de temps de vol, les coïncidences

- Masse - $E_{\gamma\text{Ge Int}}$ (1)
- Masse $E_{\gamma\text{Ge Li}}$ (2)

permettent d'attribuer avec certitude un certain nombre de transitions γ à une masse A donnée

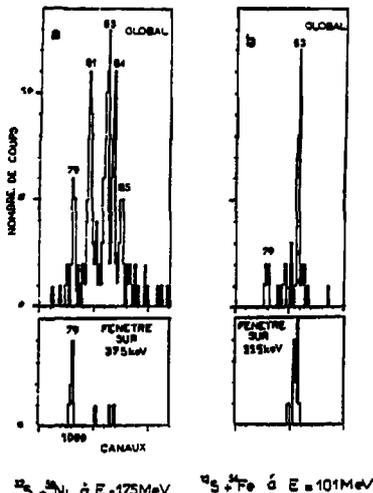


Fig. 16 : Spectre de masses en coïncidence
 a) avec la raie gamma de 39.5 keV
 b) avec la raie gamma de 35.5 keV

comme l'illustrent bien les figures 16 et 17. La coïncidence entre la masse 83 et la raie γ de 35.5 keV correspondant à une transition connue du ^{83}Sr (34) a permis par exemple d'identifier l' ^{83}Y . Il est à noter que sur les spectres présentés sur la figure 17, on ne voit pas les raies X provenant de la conversion interne des transitions gamma en coïncidence avec les masses. Par contre, elles apparaissent bien sur les spectres de coïncidence $E_{\gamma\text{GeLi}} - E_{\gamma\text{XeInt}}$ comme le montre la figure 18 qui présente un spectre où l'intensité de la raie γ de 35,5 keV a été normalisée sur celle du spectre de la figure 17b.

L'absence ou du moins la très faible efficacité des coïncidences Masse- E_X peut être due aux faits suivants :

L'ionisation positive des éléments radioactifs ou non provient d'un arrachement d'un électron périphérique du cortège électronique. La conversion interne conduit à l'éjection d'un électron interne des couches K,L, ensuite il y a compétition entre le réarrangement du cortège électronique avec émission de rayonnements X et l'effet Auger. Ces phénomènes s'ajoutant

à l'ionisation externe du noyau doivent conduire à la formation d'ion polychargé. De plus, si la transition qui se désexcite par conversion interne a une durée de vie supérieure à la nanoseconde, ce phénomène de modification de la charge de l'ion se produit en vol et en particulier dans l'espace d'accélération si cette durée de vie est inférieure au temps d'accélération, dans ce cas aucune ligne nette n'apparaît sur le spectre de temps de vol. Les ions deux fois chargés que nous avons identifiés comme par exemple l' $^{83}\text{Y}^{++}$ de la figure 13 ne sont pas en coïncidence avec les rayonnements X. Cette double charge a la même origine que celle des ions monochargés et est liée aux caractéristiques chimiques de l'élément considéré.

Il y a donc des raisons physiques liées à la désorption des produits radioactifs du collecteur qui interdisent d'observer directement sur le spectromètre de temps de vol les coïncidences Masse-X. Mais on peut utiliser les coïncidences $E_{\gamma\text{GeLi}} - E_X$ pour déterminer le numéro atomique des isotopes qui possèdent des transitions γ fortement converties.

Avec ce type de coïncidence et les trois suivantes :

$$E_{\gamma\text{GeInt}} - E_B \quad (4)$$

$$E_{\gamma\text{GeLi}} - E_B \quad (5)$$

$$\text{Masse} - E_B \quad (6)$$

nous abordons les études classiques de spectroscopie gamma et bêta avec l'obtention des schémas de niveau et des Q_{EC} des isotopes étudiés. L'intérêt de la coïncidence Masse- E_B est double, car elle permet d'obtenir les Q_B d'isotopes dont la transition β^+ prépondérante est de type "fondamental-fondamental", mais aussi de distinguer les différents isobares se trouvant dans un pic de masse, si leurs énergies de transition sont nettement séparées. Il

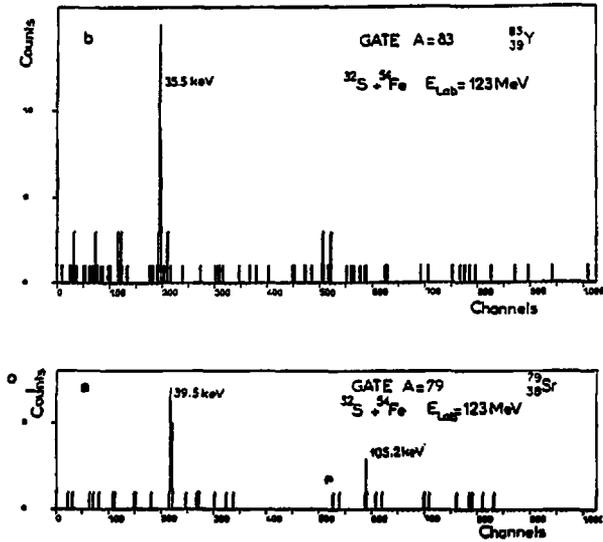


Fig. 17 : Spectre d'énergie gamma en coincidence;
 a) avec la masse 79 [$^{79}_{38}\text{Sr}$]
 b) avec la masse 83 [$^{83}_{39}\text{Y}$]

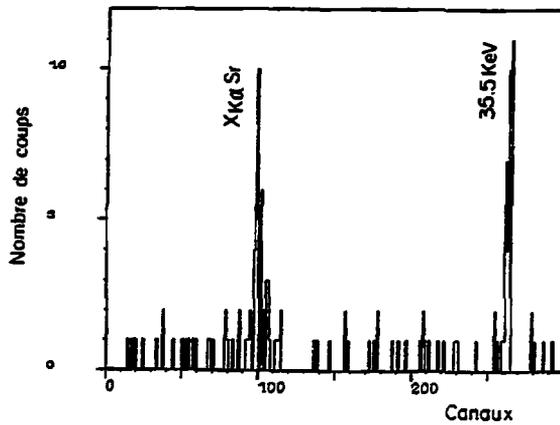


Fig. 18 : Spectre d'énergie x et γ en coincidence avec la raie de 454 keV de $^{139}_{57}\text{La}$

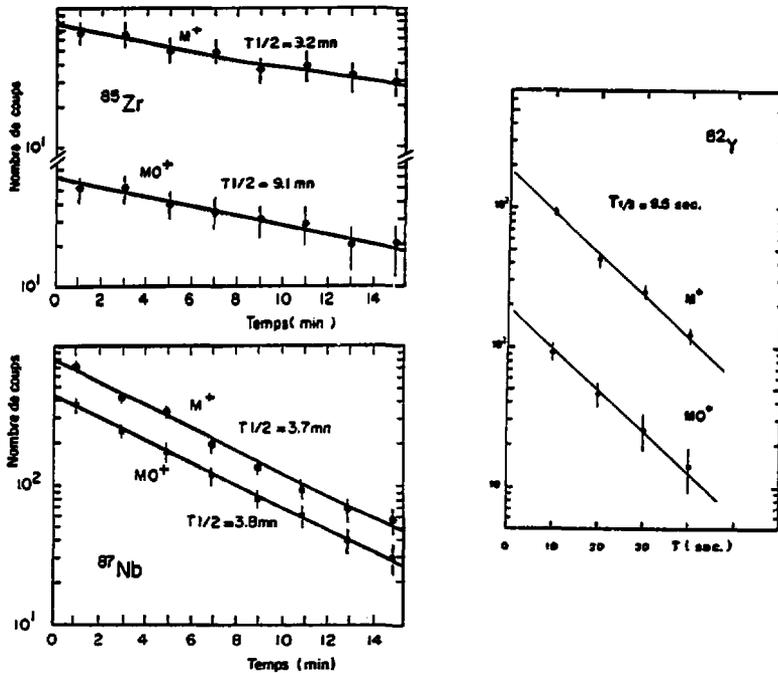


Fig. 19 : Périodes radioactives des masses
 - 82 et 82 + 16 (^{82}Y)
 - 85 et 85 + 16 (^{85}Zr)
 - 87 et 87 + 16 (^{87}Nb)

est alors possible de faire une mesure de périodes radioactives sur chaque isobare.

La faible efficacité de détection des rayonnements gamma qui est liée à la géométrie de la chambre du spectromètre de temps de vol et l'accumulation des produits radioactifs β^+ de périodes longues sur le collecteur rendent difficile l'analyse des coïncidences $E_\gamma - E_\alpha$ et $E_\gamma - E_\beta$ dans le cas d'isotopes produits avec une faible section efficace. Ce sont ces difficultés et la remarque précédente concernant les coïncidences Masse-X et $E_\gamma - E_\alpha$ qui nous ont amené à compléter notre dispositif expérimental par l'adjonction d'un "dérouleur de bande" dont les avantages ont été décrits au paragraphe précédent.

Sur ce dispositif nous pouvons placer de part et d'autre du dépôt radioactif, soit 2 détecteurs γ , l'un de grosse efficacité de type GeLi permettant l'étude de désexcitations gamma de 30 keV à 2 MeV et l'autre de type Ge-Intrinsèque pour la détection des rayonnements X et γ de faibles énergies inférieures à 300 keV ; soit l'un de ces détecteurs et le détecteur de positons ayant les mêmes caractéristiques que celui précédemment décrit.

Nous étudions ainsi la décroissance radioactive des spectres d'énergie γ et X, les différents spectres de coïncidence

$$E_{X,\gamma\text{GeInt}} - E_{\gamma\text{GeLi}} \quad (7)$$

$$E_{X,\gamma\text{GeInt}} - E_\beta \quad (8)$$

$$E_{\gamma\text{GeLi}} - E_\beta \quad (9)$$

et les durées de vie des niveaux de désexcitation gamma comprises entre 10 et 300ns.

Avec ce complexe expérimental, en effectuant une permutation de certains détecteurs au cours de l'expérience, il est donc possible :

- de déterminer le nombre de masse A et le numéro atomique Z des noyaux produits,
- d'attribuer par la comparaison des décroissances radioactives, certaines énergies de transition gamma à des masses,
- de confirmer ces attributions et de construire les schémas de niveaux de désintégration de ces isotopes par l'utilisation de coïncidences $\gamma - \gamma$,
- enfin, de mesurer les énergies de désintégration β^+ de chaque isotope, y compris pour des transitions de type "fondamental-fondamental".

● Moyens d'identification particuliers au spectromètre de temps de vol.

a) Détermination du numéro atomique

La détermination directe du numéro atomique Z de chaque nouvel isotope nécessite que des transitions gamma du noyau étudié soient fortement converties sinon il faut faire une étude de filiation radioactive. Lors de notre étude dans la zone comprise entre Z=38 et Z=42, l'analyse des spectres de temps de vol nous a fourni un autre moyen de déterminer le numéro atomique des isotopes produits.

Comme on peut le remarquer sur la figure 13, les spectres de masse sont complexes. Une analyse des périodes radioactives et des spectres de coïncidence Masse- E_γ a montré que pour certains isotopes il était possible d'obtenir en plus de l'ion M^+ , des entités deux fois

chargées M^{++} , d'autres avec 16uma en plus, correspondant à la fixation d'un oxygène MO^+ , et enfin certains isotopes apparaissent avec 34uma supplémentaires, ce qu'on peut attribuer à un composé de la forme $MO(H_2O)^+$. Sur la figure 19 sont présentées les périodes de différents couples M^+ , MO^+ .

Tableau 7

Z	Isotopes	Présence de X	Présence de MO	Rapport N ⁺ /MO	Présence de (M+34)
42	Mo	non	oui	4.0 ± 0.3	-
41	Nb	non	oui	1.1 ± 0.2	oui
40	Zr	non	oui	1.1 ± 0.2	oui $\frac{N^{++}-24}{N^+} = 0.5$
39	Y	oui	oui	10 ± 1	non
38	Sr	non	non	< 32	non

Nous avons constaté que la présence et l'intensité relative de ces composés sont liées au numéro atomique Z.

Ces conclusions sont rassemblées dans le tableau 7.

Cette spécificité chimique constante dans le temps constitue un moyen supplémentaire de détermination du numéro atomique des isotopes inconnus dans la zone que nous avons étudiée.

b) Utilisation du spectre de temps de vol pour déterminer Les intensités absolues des rayonnements gamma.

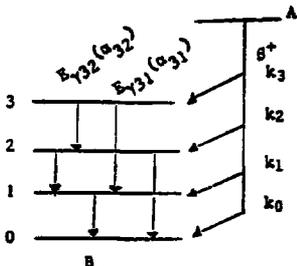
L'efficacité de détection ϵ_{TOF} d'un isotope de numéro atomique Z par temps de vol est donnée par le rapport :

$$\epsilon_{TOF} = \frac{N_{TOF}}{N_A \frac{1}{\epsilon_Y A_Y}} \cdot \frac{1}{I_{\beta^+}/CE} \quad (14)$$

où N_{TOF} est le nombre d'événements de temps de vol concernant cet isotope, et où le dénominateur représente le nombre d'isotopes concernés présents sur le collecteur et se désintégrant par β^+ .

Avec N_Y le nombre d'événements d'énergie E_Y détectés
 ϵ_Y l'efficacité de détection de cette énergie gamma
 A_Y l'intensité absolue de cette raie E_Y
 I_{β^+}/CE le rapport d'embranchement de désintégration β^+ sur capture électronique.

L'absence des rayonnements X en coïncidence avec les masses du spectre de temps de vol indique que le 2ème processus de désexcitation qu'est la conversion interne, ne conduit pas à la désorption du noyau une fois chargé. Il faut donc corriger la formule précédente chaque fois qu'il y a compétition entre les deux modes de désexcitation.



Nous allons présenter un exemple de calcul d'efficacité pour le schéma de désintégration suivant :

où k_i représente le pourcentage d'alimentation du niveau i

$E_{\gamma ij}$ l'énergie de la transition gamma entre les niveaux i et j

$E_{\gamma 10}$ est la seule transition convertie avec un coefficient de conversion

$$\frac{C_{K+L+M}}{e\gamma} = C_0$$

a_{ij} sont les pourcentages de désexcitation du niveau i vers le niveau j, avec $\sum_j a_{ij} = 1$.

Le nombre de masses désorbées va être proportionnel au nombre de transitions non converties, d'où :

$$N_{TOF} = N_A \cdot (1 - C_0 A_{\gamma 10}) \epsilon_{TOF}$$

Avec $N_A = \frac{N_{\gamma 10}}{\epsilon_{\gamma 10} A_{\gamma 10}}$ qui représente le nombre total de noyau A,

ce qui peut s'exprimer pour la transition 1.0 par

$$N_{TOF} = \frac{N_{\gamma 10} C_0 + 1}{\epsilon_{\gamma 10} (k_1 + k_2 a_{21} + k_3 (a_{31} + a_{32} a_{21}))} \cdot [1 - \frac{C_0}{C_0 + 1} (k_1 + k_2 a_{21} + k_3 (a_{31} + a_{32} a_{21}))]$$

ce qui permet d'en déduire avec l'équation suivante $K + k_0 = 1$ où $K = k_1 + k_2 a_{21} + k_3 (a_{31} + a_{32} a_{21})$ le pourcentage d'alimentation du niveau fondamental.

A partir de ces efficacités absolues on peut déduire pour de nouveaux isotopes de numéro atomique Z les intensités absolues et les pourcentages d'alimentation des niveaux du noyau fils, en partant de l'hypothèse que l'efficacité de désorption ϵ_{TOP} est la même pour une chaîne isotopique. Les efficacités d'un certain nombre de corps déterminées au cours de nos expériences sont présentées dans le tableau 8.

Tableau 8

Éléments	Efficacité pour l'ion de type $N^+/4e$	Isotopes
^{13}Al	$(2.9 \pm 0.2) 10^{-5}$	^{26}Al
^{24}Cr	$(1.5 \pm 0.3) 10^{-5}$	^{49}Cr
^{25}Mn	$(6.5 \pm 0.8) 10^{-5}$	$^{52}Mn, ^{51}Mn$
^{26}Fe	$(1.2 \pm 0.1) 10^{-4}$	^{52}Fe
^{27}Co	$(4.8 \pm 0.4) 10^{-5}$	$^{54}Co, ^{55}Co$
^{37}Rb	$(1.2 \pm 0.2) 10^{-5}$	^{77}Rb
^{38}Sr	$(3.1 \pm 0.9) 10^{-5}$	^{81}Sr
^{39}Y	$(1.0 \pm 0.3) 10^{-4}$	$^{83}Y, ^{84}Y$
^{40}Zr	$(1.2 \pm 0.1) 10^{-4}$	^{85}Zr
^{41}Nb	$(1.1 \pm 0.1) 10^{-4}$	$^{86}Nb, ^{87}Nb$

III.2.3. Montage électronique

L'électronique associée à l'expérience comprend :

- les mesures de décroissances radioactives sur les voies linéaires dites "directes" par la technique d'analyse multispectré ;
- la constitution des spectres de coïncidence entre les différents paramètres.

o) Mesures de périodes radioactives

Deux types de voies linéaires sont analysés :

- le premier englobe les voies énergies associées aux détecteurs GeLi et GeInt,
- le deuxième correspond à la mesure de temps de vol.

La technique du multispectre consiste à déterminer sur un bloc mémoire N zones ou sous-groupes consécutifs où les données sont accumulées successivement pendant des temps T_{ni} . Les informations sont aiguillées vers la ième zone pour la période de temps de $(i-1)T_{ni}$ à iT_{ni} et ceci pour i variant jusqu'à N.

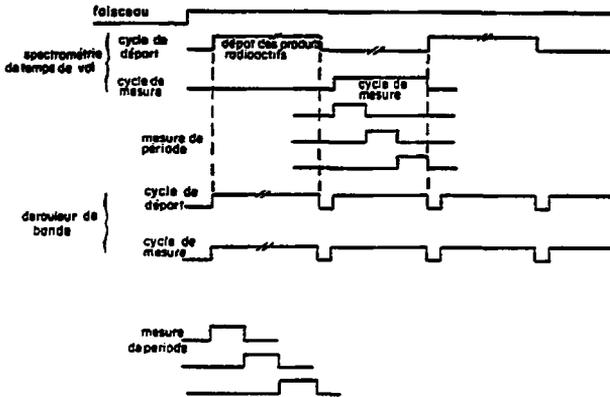


Fig. 20 : Déroulement en temps de l'expérience.

Le déroulement de l'expérience est le suivant :

Pendant un temps T_1 les produits provenant de l'irradiation de la cible sont transportés jusqu'aux deux dispositifs expérimentaux. Au bout de cette durée on commande simultanément l'obturation du trou du skimmer sur le dispositif de temps de vol (voir fig. 20) l'avance du dépôt sur le dériveur de bande et le début du comptage sur les blocs mémoires en mode multispectre.

Après chaque cycle de mesure l'obturateur est ouvert pour un nouveau dépôt et la bande de nouveau déplacée. Toutes ces opérations sont commandées par un module électronique composé de plusieurs horloges qui a été développé

au Laboratoire d'Electronique SEP*. La séquence des différentes opérations est représentée sur la figure 20.

b) Obtention des spectres de coïncidence

Un schéma de principe complet du dispositif électronique est montré sur la figure 21. Il se compose de quatre parties :

- Les voies linéaires ou lentes correspondant aux signaux proportionnels à des énergies ou à des différences de temps,

- les voies logiques indiquant la présence d'une information dans un détecteur,

- un organe de décision pour le choix des coïncidences,

- l'acquisition des données.

La pièce maîtresse de ce montage électronique est l'organe de décision CALI (Coïncidence Avec Logique Incorporée) dont les caractéristiques sont données dans la référence (35).

Il se compose de deux étages :

La partie CALI Rapide est d'abord un circuit de coïncidences à 4 entrées dénommées "voies maîtres" où entrent des signaux rapides provenant de circuits de prise de temps. Au bout d'un temps correspondant à la fenêtre de coïncidence choisie (300ns dans notre cas) cet organe décide si l'événement détecté correspond à l'un de ceux sélectionnés par l'expérimentateur. Cette programmation se fait grâce à des interrupteurs qui connectent des fonctions logiques correspondant chacune à un type de coïncidences parmi les 16 possibilités existantes avec 4 voies. Si l'analyse est négative, il y a réinitialisation du système. Sinon CALI Rapide

- a) prend en compte les signaux présents sur les 12 voies esclaves pendant le temps de coïncidence choisi,
- b) délivre un signal logique (OPA) qui sert par exemple à ouvrir des portes linéaires,
- c) redistribue des signaux rapides correspondant aux quatre voies maîtres, retardés, pour mesurer la différence de temps les séparant à l'aide d'un codeur temps-amplitude. C'est cette possibilité que nous utilisons pour mesurer les durées de vie des niveaux dans les noyaux étudiés,
- d) enfin, il active la logique du module CALI-Lent.

Ce deuxième étage effectue des coïncidences lentes dans une fenêtre variant de lus à 100us avec des signaux provenant par exemple de monocanaux (SCA) placés sur les voies linéaires. Il y a deux types d'entrées sur ce deuxième module, les premières se rapportant aux 16 voies de CALI-Rapide (4maîtres + 12 esclaves) qui ne sont activées que s'il y a eu une information rapide correspondante, les autres, au nombre de 6, sont indépendantes et permettent de faire des choix supplémentaires. Sur chacune de ces 16 voies, il y a trois décisions possibles :

- coïncidence,
- anticoïncidence,
- marquage de cette voie, c'est-à-dire absence de décision.

Une fois cette analyse lente satisfaite, l'ensemble CALI-Rapide + Lent délivre :

- a) un ordre d'analyse (OA) qui sert à prélever les informations placées en mémoire dans les portes linéaires, et à activer l'acquisition de données,
- b) un code composé de 32 bits indiquant la configuration de l'événement analysé (Rapide + Lent). Cet ensemble de bits est pris en compte par l'acquisition.

Si une des conditions imposées n'est pas remplie, il génère un signal d'annulation qui réinitialise toute l'électronique.

Sur les voies linéaires dont le schéma est classique, nous utilisons des portes linéaires construites au laboratoire et dont le principe est décrit dans la référence (36). Elles sont bien adaptées à l'utilisation avec CALI. Elles ne nécessitent pas de mise en temps de signaux lents et elles mémorisent l'information pendant 100us, ce qui permet de prendre des

* Ce module a été conçu et réalisé par R. Margaria

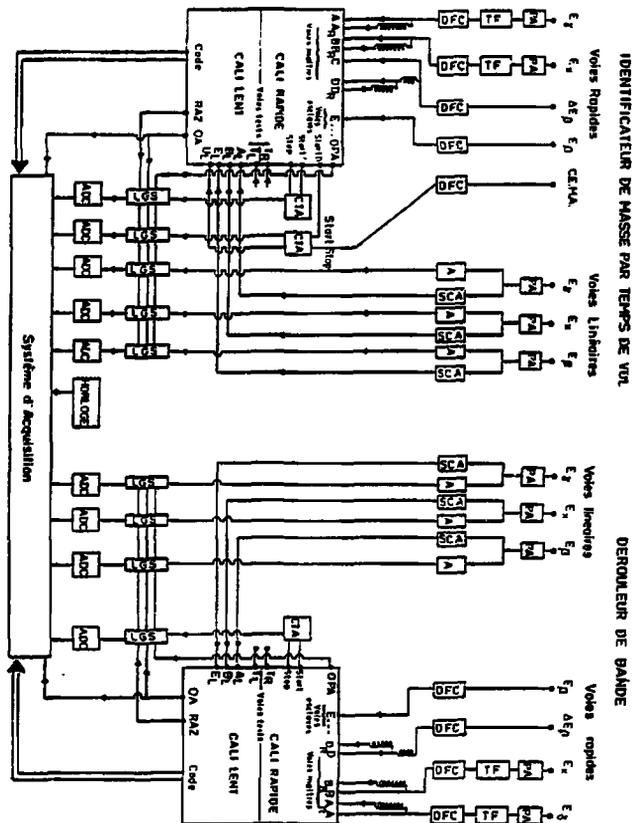


FIG. 21 : Schéma du montage électronique.

décisions assez lentes et de faire un "prétri" des événements avec CALI-Lent. Leur fonctionnement est le suivant : un signal (OPA CALI-R par exemple) ouvre une fenêtre de coïncidence réglable pendant laquelle doit arriver l'impulsion linéaire ; dès que le sommet de cette impulsion est détecté, il y a mémorisation de la hauteur de cette information jusqu'à un ordre de prélèvement (OA CALI-L) ou une remise à zéro extérieure à cette porte linéaire).

Au niveau de l'acquisition de données, avant la mise en mémoire sur bande magnétique, à chaque événement physique est associée une information temps donnée par une horloge, ce qui permet d'effectuer des mesures de décroissances radioactives sur des spectres corrélés comme il a été indiqué au paragraphe précédent.

III.3 - Méthode d'analyse des spectres d'énergies β^+

Les énergies de transition β^+ (et β^-) de noyaux radioactifs sont difficiles à mesurer du fait de la répartition statistique de l'énergie de cette transition entre le positon (ou l'électron) et le neutrino (ou l'antineutrino) émis au cours de la désintégration β^+ (ou β^-). Cela conduit à des spectres continus dont il faut analyser la forme mathématique pour en déduire le Q_β .

L'analyse théorique de cette désintégration radioactive conduit à une méthode de détermination du Q_β dite "droite de Kurie". Elle s'exprime par la formule suivante où $n(\epsilon_e)$ est le nombre de positons d'énergie cinétique ϵ_e , E_e l'énergie totale du positon, m_e la masse du positon, $F(Z, E_e)$ terme correctif de l'effet coulombien du noyau sur l'électron et C_1 une constante.

$$\left[\frac{n(\epsilon_e)}{E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} F(Z, E_e)} \right]^{1/2} = C_1 (E - E_e) \quad (15)$$

$$= C_1 (\epsilon_{\max} - \epsilon_e)$$

Cette représentation permet par extrapolation jusqu'à une ordonnée nulle d'obtenir ϵ_{\max} . Pour cela, il suffit de connaître la fonction $F(Z, E_e)$. Or cette fonction a été tabulée sous la forme :

$$\frac{p(E_e) F(Z, E_e)}{E_e} \quad (\text{réf. 37})$$

Pratiquement, il suffit donc de porter en ordonnée

$$\frac{1}{E_e} \left[\frac{n(\epsilon_e) E_e}{p(E_e) F(Z, E_e)} \right]^{1/2} \quad (15)$$

et ϵ_e en abscisse pour obtenir une droite, qui est la droite de Kurie.

Cette représentation correspond à des transitions permises. Dans le cas où les transitions considérées sont des transitions interdites, un terme dépendant de l'énergie apparaît et la représentation en droite de Kurie est perturbée. Il faut introduire un coefficient correctif suivant le type d'interdiction. Ce facteur de forme est connu pour quelques transitions interdites.

Nous allons examiner l'application de la relation (15) aux conditions expérimentales décrites précédemment, en étudiant point par point toutes les perturbations et distorsions que subit l'information "énergie" du positon.

La première est la perte d'énergie que subit le β^+ avant d'arriver dans le gros plastique scintillant en traversant les feuilles d'aluminium et la plastique scintillant mince. Cette perte d'énergie peut être calculée grâce aux tables de la référence (38). Dans notre cas, cette perte d'énergie est de l'ordre de 100 keV et la variation de cette perte de l'ordre de 20% pour une gamme d'énergie de 2 à 10 MeV est négligeable.

La première transformation importante que subit l'information "énergie" est due à la réponse du gros plastique scintillant. L'étude de cette réponse peut être réalisée avec des électrons ou des positons monoénergétiques délivrés par un bêtatron, dans toute la gamme d'énergie concernée. La réponse impulsionnelle de ce genre de détecteur pour un faisceau collimaté d'électrons est très bien analysée par une fonction gaussienne, ou une combinaison de deux fonctions gaussiennes comme l'ont montré les expériences de Beck (39). La résolution en énergie du détecteur est proportionnelle à $\sqrt{E_g}$. On voit aussi sur les résultats de Beck que le comportement du détecteur est différent pour un flux d'électrons ou de positons de même énergie. Il y a un élargissement de la courbe de réponse pour les positons vers les hautes énergies dû à l'annihilation du positon. Celle-ci apporte un excédent d'énergie dans le détecteur correspondant à l'absorption totale ou partielle des deux gamma de 511 keV résultant de cette annihilation. La formule suivante permet de calculer le spectre théorique à partir du spectre expérimental en tenant compte de la réponse du détecteur.

Si $m(\epsilon)$ représente le spectre expérimental,
 si $n(\epsilon_0)$ représente le spectre théorique,
 $D(\epsilon, \epsilon')$ représente la distorsion due à l'annihilation du positon,
 $G(\epsilon', \epsilon)$ est la réponse gaussienne du détecteur pour un électron d'énergie ϵ' .

On peut écrire :

$$m(\epsilon) = \int_0^\infty F(\epsilon, \epsilon_0) n(\epsilon_0) d\epsilon_0 \quad (16)$$

$$\text{Avec } F(\epsilon, \epsilon_0) = \int_0^\infty D(\epsilon_0, \epsilon') G(\epsilon', \epsilon) d\epsilon' \quad (17)$$

Cette formule est donnée sans tenir compte de l'angle solide de détection qui modifie G et D. En effet, les conditions géométriques de détection entraînent une absorption incomplète de l'énergie du β^+ . (39).

Dans le cas de faibles activités où il est nécessaire d'avoir une grande ouverture angulaire, les corrections sont importantes et nécessitent la connaissance de la réponse angulaire du détecteur $F_g(\epsilon, \epsilon_0)$.

L'influence de ces différents paramètres sur la droite de Kurie a été étudiée par Cramer et al. (40) et l'on peut conclure en l'absence de correction à une erreur par défaut de 200 keV sur un Q_β de 5,4 MeV.

En conclusion, l'analyse des spectres d'énergie β par les droites de Kurie impose une étude préalable de la réponse du détecteur et un traitement mathématique assez important. Pour obtenir une bonne précision sur la détermination du Q_β , il faut un taux d'activité assez élevé. Le traitement par la droite de Kurie est très approprié à l'étude de spectres obtenus par analyse magnétique. Elle est applicable "facilement" pour des spectres β^- avec des scintillateurs plastiques mais elle devient difficile d'emploi avec ce genre de détecteur pour des émetteurs β^+ dans le cas de faible activité.

III.3.1 - Détermination du Q_β par analyse de la forme des spectres

Il nous a paru utile de décrire cette méthode qui, mentionnée brièvement par R. Goosman et D. Alburger (41) et R. Pardo et al. (42) a été utilisée avec succès par ces auteurs (41) (42) (43). Elle a été récemment réemployée par P. Haustein et al. (44).

Cette méthode est basée sur deux hypothèses. (cf. fig. 22).

Tous les spectres de désintégration β^+ ou β^- pour un type de transition donnée peuvent être obtenus à partir d'un spectre de référence par une transformation mathématique simple qui est le produit d'une affinité de rapport α parallèle à l'axe des abscisses, qui permet "d'allonger" ou de "comprimer" le spectre de référence, et d'une normalisation effectuée sur la surface des spectres considérés.

2° La deuxième hypothèse postule que le rapport d'affinité ("facteur d'étirement") est lié linéairement au Q_B .

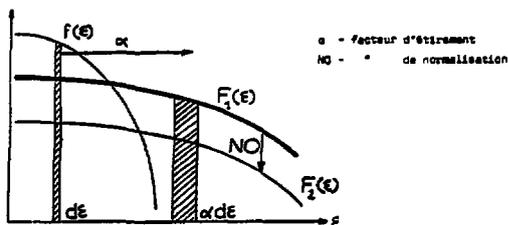


Fig. 22

Pratiquement, la méthode utilisée pour obtenir ces résultats se décompose de la manière suivante (cf. fig. 23) :

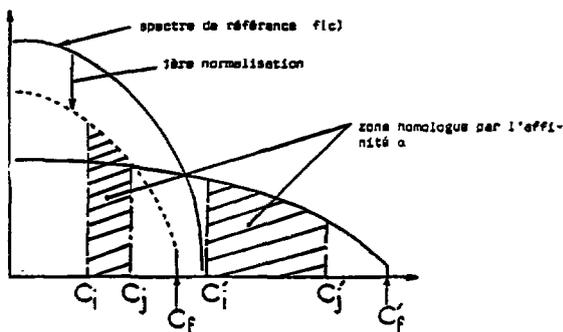


Fig. 23

Ces hypothèses s'expriment par :

$$H1 \begin{cases} f(\varepsilon)d\varepsilon = F_1(\alpha\varepsilon)d(\alpha\varepsilon) & (18) \\ F_1(\alpha\varepsilon)d(\alpha\varepsilon) = NO \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} F_2(\varepsilon)d(\varepsilon) & (19) \end{cases}$$

$$\text{avec } NO = \frac{\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} f(\varepsilon)d\varepsilon}{\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} F_2(\varepsilon)d(\varepsilon)} \quad (20)$$

$$H2 \quad Q_B = A\alpha + B \quad (21)$$

Les figures 27 à 31 montrent que la première hypothèse de superposition de spectre par affinité est parfaitement justifiée. La validité de l'hypothèse 2 a été vérifiée à l'aide de quelques isotopes bien connus qui ont permis de déterminer la droite d'étalonnage présentée sur la figure 30.

- Une première étape consiste en une normalisation en surface du spectre de référence. La première valeur approchée de α sera donnée par le rapport C'_j/C_j où C'_j et C_j sont les canaux correspondants aux extrémités des spectres bêta.

Ensuite nous considérons le domaine du "spectre à lisser" qui nous intéresse pour effectuer une normalisation sur la zone homologue du spectre de référence défini par $C_1 = C'_1/\alpha$, $C_j = C'_j/\alpha$. Et enfin nous transformons le spectre de référence normalisé par l'affinité de rapport α qui se calcule facilement de la manière suivante :

$$F(C')dC' = f\left(\frac{C'}{\alpha}\right) d\left(\frac{C'}{\alpha}\right) \quad (22)$$

où C' est un entier (canal) et $\frac{C'}{\alpha}$ une valeur réelle encadrée dans le spectre d'origine par les canaux C_r et C_{r+1} .

Ce qui conduit avec $\alpha \geq 1$ et $C_r < \frac{C'}{\alpha} < C_{r+1}$
 $C_r < \frac{C'+1}{\alpha} < C_{r+1}$

à appliquer la formule : $F(C') = \frac{1}{\alpha} f\left(\frac{C'}{\alpha}\right)$

Dans le cas où $\alpha > 1$ et $C_r < \frac{C'_r}{\alpha} < C_{r+1}$
 $C_{r+1} < \frac{C'_{r+1}}{\alpha} < C_{r+2}$

On utilise l'expression :

$$F(C') = [C_{r+1} - \frac{C'_r}{\alpha}] f(C_r) + [\frac{C'_{r+1}}{\alpha} - C_{r+1}] f(C_{r+1})$$

Par contre, si $\alpha \leq 1$, nous avons : $F(C') = \sum_{i=0}^n k_i f(C_i)$

où C_0 et C_n sont définis par : $C_0 < \frac{C'_0}{\alpha} < C_0 + 1$

et
 $C_n < \frac{C'_{n+1}}{\alpha} < C_n + 1$

$$k_i = 1 \text{ pour } 1 \leq i \leq n-1$$

$$k_0 = -\frac{C'_0}{\alpha} + C_0 + 1$$

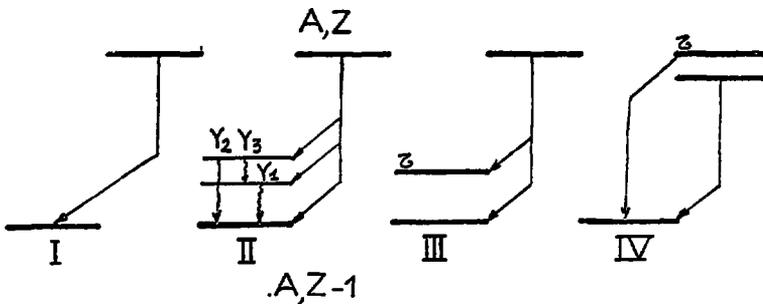
$$k_n = \frac{C'_{n+1}}{\alpha} - C_n$$

Le calcul s'effectue sur des valeurs discrètes (histogramme), ce qui conduit à des écarts de l'ordre de 1 à 2% par rapport au même calcul effectué sur une fonction continue, mais ces écarts sont inférieurs aux incertitudes statistiques sur le nombre d'événements de nos spectres expérimentaux.

Il suffit d'effectuer une série d'itérations minimisant la différence entre le spectre de référence transformé et le spectre expérimental pour obtenir le facteur α correct.

Ces différentes étapes ont pu être réalisées facilement à partir de sous-programmes qui sont contenus dans le programme général de dépouillement "MIRANDOL", utilisé sur l'ordinateur "IBM 370" de l'IPN d'Orsay.

Jusqu'à présent, nous avons considéré que le spectre de Q_β correspondait à une seule transition. En fait, les 4 schémas de désintégration suivant peuvent se présenter.



Dans le cas I de la transition de niveau fondamental à fondamental le "Q de transition" s'écrit directement :

$$Q_{EC} = \Delta Mc^2 = Q_\beta + 1,022 \text{ MeV}$$

La valeur Q_β étant déduite d'un spectre de coïncidence E_β - masse.

Dans le cas II l'écart de masse s'écrit pour les différentes transitions par :

$$\Delta Mc^2 = Q_{\beta 1} + E_{\gamma 1} + 1,022$$

$$\Delta Mc^2 = Q_{\beta 2} + E_{\gamma 2} + 1,022$$

$$\Delta Mc^2 = Q_{\beta 0} + 1,022$$

Il y a de façon générale trois possibilités :

a) Le schéma de niveau est bien connu et il suffit d'effectuer la coïncidence avec la transition gamma provenant de la désexcitation d'un niveau non "pollué" par des alimentations de niveaux supérieurs (dans notre exemple $E_{\gamma 2}$ ou $E_{\gamma 3}$). Si c'est impossible, pour des raisons d'efficacité de détection par exemple, on peut alors employer la coïncidence avec $E_{\gamma 1}$. En effet, le spectre d'énergie β peut se décomposer par cette méthode en somme de plusieurs composantes, chacune d'elle correspondant à l'alimentation d'un niveau, ce qui s'exprime mathématiquement par :

$$f(c) = \sum \alpha_i R_i F(\alpha_i c) \quad (23)$$

où α_i représente le coefficient d'étirement de chaque composante et R_i représente le pourcentage d'alimentation β^+ du niveau $E_{\gamma i}$. Si la droite d'étalonnage $Q_\beta = f(c)$ s'écrit $Q_\beta = A\alpha + B$, les énergies E_γ de chaque niveau peuvent s'écrire sous la forme $E_{\gamma i} = A\Delta\alpha_i$, on obtient alors $\alpha_i = \alpha_0 - \Delta\alpha_i$, avec α_0 représentant le coefficient d'étirement correspondant à la transition β^+ alimentant le niveau fondamental du noyau fils, et il suffit d'appliquer la méthode de calcul précédente pour déterminer α_0 , seule inconnue.

b) Le schéma de niveau du noyau fils a été obtenu par une méthode spectroscopique en ligne mais les pourcentages d'alimentation restent inconnus. L'emploi de la formule précédente en considérant autant d'équations, que de coïncidences E_β , E_γ , permet de déterminer ces pourcentages et le α_0 qui donne le Q de la désintégration β .

c) Le cas le plus défavorable est celui où seules quelques raies gamma caractéristiques sont connues. Si les spectres E_β en coïncidence avec ces gamma sont "lissables" par notre méthode, les facteurs d'allongement sont alors des valeurs moyennes qui tiennent éventuellement compte d'alimentation de niveaux supérieurs. En effet, il est possible d'obtenir

$$f(c) = \alpha F(\alpha c) = \sum \alpha_i R_i F(\alpha_i c) \quad (24)$$

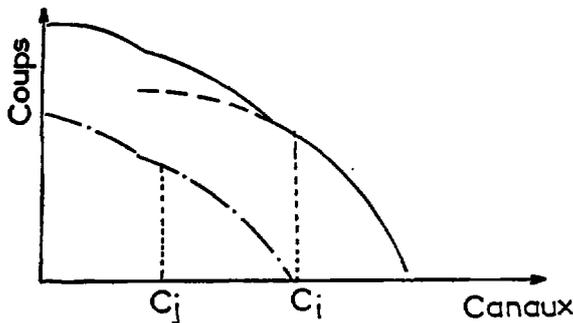


Fig. 24

Le classement de ces différentes valeurs permet d'effectuer une ébauche de schéma de niveaux en l'associant aux coïncidences $E_\gamma - E_\gamma$. Si la précision est suffisante, nous pouvons retrouver le cas précédent.

Il peut se trouver qu'un spectre d'énergie β^+ ne soit pas reproduit à l'aide d'un seul facteur d'allongement parce que les pourcentages d'alimentation et les énergies des niveaux atteints déforment le spectre E_β , comme le schématise la figure ci-contre.

Pour ce spectre, la formule (23) $F(c) = \sum_i a_i R_i f(a_i c)$ s'applique.

Il suffit de considérer la partie de la courbe supérieure au canal C_1 , où il est possible de supposer qu'une seule composante subsiste. L'équation devient alors $F(c) = a_1 f(a_1 c)$ pour cette zone du spectre. La différence entre le lissage obtenu et le spectre initial est ensuite analysée entre les canaux C_j et C_1 . Il est ainsi possible d'analyser trois composantes dans un spectre E_β .

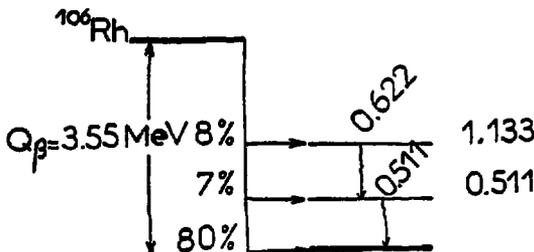
Dans la partie résultats expérimentaux, nous développons des exemples de ce type de dépouillement et nous présentons une estimation de l'erreur introduite par le lissage de spectres par des facteurs d'étirement moyens.

Les cas III et IV sont les plus difficiles à étudier s'ils correspondent à des niveaux isomériques d'énergie mal connus. Une erreur égale à la différence d'énergie entre ces niveaux existe alors sur la détermination du Q_{EC} .

III.3.2 - Application de cette analyse à des spectres d'isotopes connus émetteurs

β^- : ^{90}Y , ^{106}Rh , ^{144}Pr .

Pour tester cette méthode nous avons utilisé le spectre de désintégration β^- du ^{144}Pr comme référence. Le Q_β de cette transition "fondamental-fondamental" est de 2,995 MeV. Nous avons ensuite lissé les différents spectres provenant de la désintégration du ^{106}Rh dont le schéma de niveau simplifié est le suivant :



Les figures 25 a, b, et c présentent respectivement les spectres β^- en coïncidence avec les raies gammas de 0,622 MeV et 0,511 MeV, et leur lissage.

Le spectre global du ^{106}Rh présenté sur la figure 26a ne peut pas être reproduit correctement avec un seul rapport d'affinité. La méthode d'analyse par bande d'énergie décrite précédemment a été appliquée.

Sur la figure 26b, la courbe 2 représente le lissage de la courbe expérimentale à haute énergie. La différence entre ces deux courbes à bases énergie est représentée par la courbe 3 qui correspond aussi au lissage de la partie du spectre β^- due à l'alimentation des niveaux supérieurs. La somme de ces composantes 2 et 3 permet une reproduction parfaite du spectre global (figure 26a). Les Energies de transition β^- et les pourcentages d'alimentations déterminés ainsi sont présentés ci-après. Ils sont compatibles avec ceux du schéma de niveau simplifié présenté ci-dessus.

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_{\beta 0} = 2,41 \pm 0,08 \text{ MeV } 12\% \text{ Relatif} \\ Q_{\beta 1} = 3,15 \pm 0,06 \text{ MeV } 8\% \\ Q_{\beta 2} = 3,57 \pm 0,04 \text{ MeV } 80\% \end{array} \right.$$

La même étude a été faite avec des spectres de faible activité (inférieur à 1000 événements dans le spectre). La précision obtenue sur la détermination des Q_β reste cependant inférieure à 100-150 keV. Cette précision varie avec la valeur du facteur d'allongement employé. Pour des faibles statistiques, il faut se limiter à des rapports d'affinité inférieurs à 3.

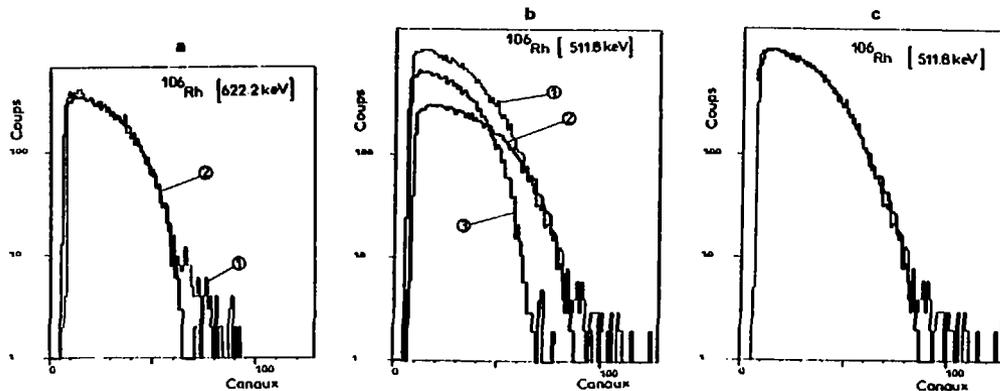


Fig. 25 : a) Spectre β^- de la coincidence $E_{\beta}-E_{\gamma} = 0.622$ MeV du $^{106}_{45}\text{Rh}$ (courbe 1) avec son lissage correspondant à partir du $^{144}_{54}\text{Pr}$ (courbe 2)
 b) Spectre β^- de la coincidence $E_{\beta}-E_{\gamma} = 0.511$ MeV du $^{106}_{45}\text{Rh}$ (courbe 1) avec la décomposition de son lissage en deux composantes à partir du $^{144}_{54}\text{Pr}$, courbe 2 niveau à 0.511 MeV, courbe 3 niveau à 1.133 MeV
 c) Le même spectre 25b mais avec la somme des deux composantes précédentes.

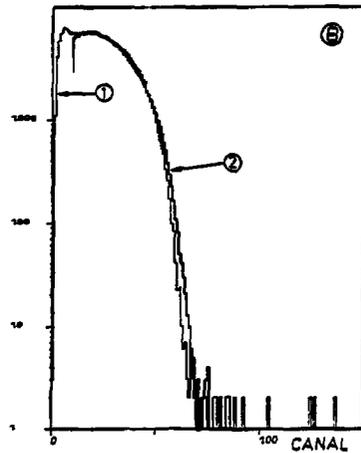
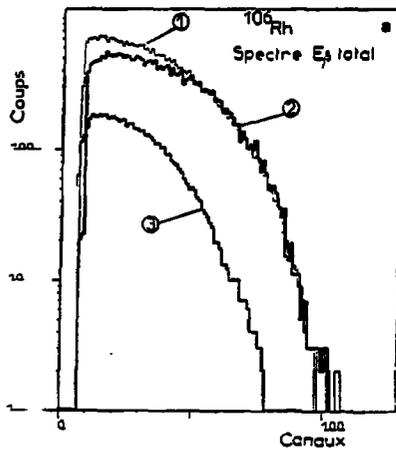
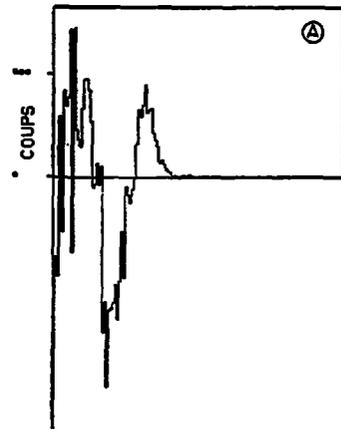
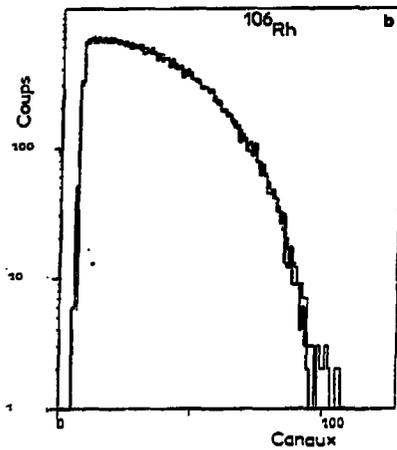


Fig. 26 : a) Spectre β total du ^{106}Rh avec la décomposition du lissage correspondant à l'alimentation du niveau fondamental et aux autres composantes.

b) Le même spectre 26a mais complètement lissé par la somme des différentes composantes.

Fig. 27 : Essai de lissage du spectre d'énergie β de ^{106}Rh à partir du spectre β du ^{144}Pr .

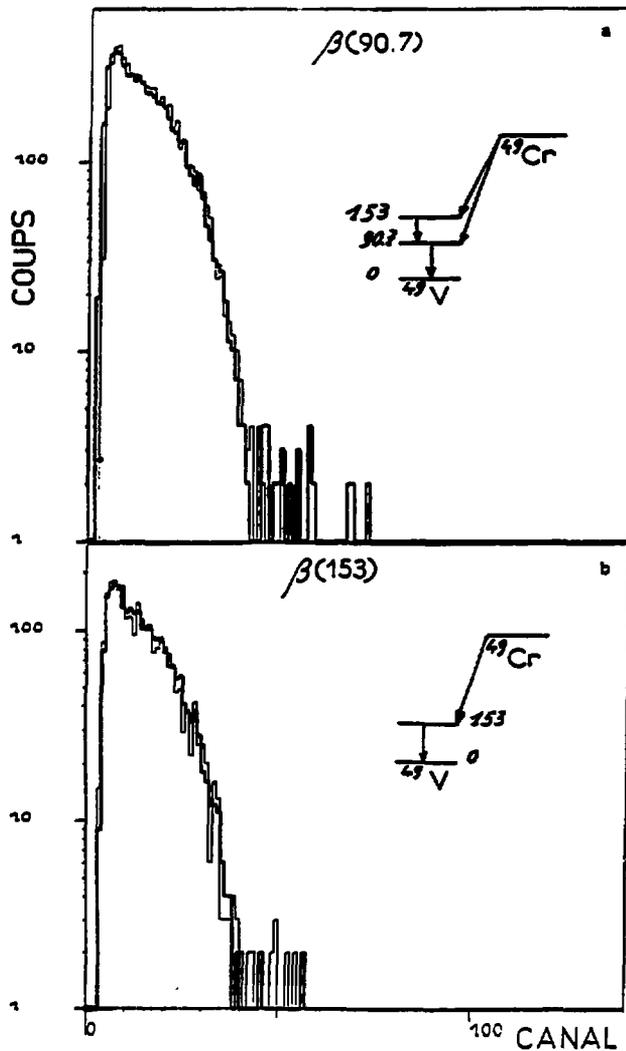


Fig. 28 : a) Spectre d'énergie béta en coïncidence avec la raie gamma de 90,7 keV du ^{49}Cr .
 b) Spectre d'énergie béta en coïncidence avec la raie gamma de 153 keV du ^{49}Cr .
 Dans ces deux cas, le lissage est effectué à partir du spectre obtenu par la coïncidence $E_{\beta}=2_{\gamma}=62,3$ keV du même corps.

La méthode peut nous permettre de repérer les transitions interdites ; dans ce cas, le lissage à partir de spectres β de transitions permises est impossible comme le montre la figure 27 qui représente un des essais concernant le lissage du spectre β^- de ^{90}Y dont la désintégration β^- correspond à une interdiction d'ordre 2.

III.3.3 - Application de la méthode du "facteur d'allongement" à des spectres β^+ d'isotopes connus produits par les réactions nucléaires
 $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ et $^{32}\text{S} + ^{26}\text{Fe}$.
 $^{16}_8\text{S}$ $^{13}_6\text{Al}$ $^{16}_8\text{S}$ $^{26}_26\text{Fe}$.

La méthode qui vient d'être décrite a été utilisée avec succès pour les émetteurs β^+ . Considérons par exemple le ^{49}Cr produit au cours de la réaction $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$.

Les figures 28a et 28b représentent les lissages des spectres bêta mesurés en coïncidence avec les raies gamma de 90,7 et 153,0 keV. Leurs Q_β sont très voisins (62,3 keV de différence) et les facteurs d'allongement obtenus sont respectivement de $1,04 \pm 0,02$ et $1,00 \pm 0,02$ ce qui montre la sensibilité de cette analyse avec une faible activité.

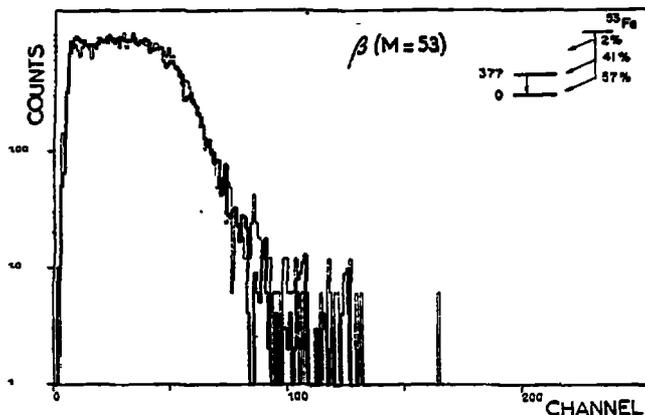


Fig. 29 : Lissage du spectre d'énergie β en coïncidence avec la masse 53 attribué au ^{53}Fe .

L'analyse des spectres en coïncidence avec les masses du spectre de temps de vol permet de déterminer le Q_β de noyaux radioactifs dont la transition β est de type fondamental-fondamental tel que le ^{47}V et le ^{51}Mn produits au cours de nos expériences. Ce type de coïncidence permet également d'étudier les transitions bêta alimentant uniquement un des niveaux du noyaux fils, mais aussi un nombre limité de niveaux, 2 ou 3 dont le fondamental, c'est le cas par exemple du ^{53}Fe dont le spectre est présenté sur la figure 29.

Les droites d'étalonnage $Q_\beta = A\alpha + B$ ont été tracées pour ces deux types de coïncidences grâce aux spectres β^+ d'isotopes produits au cours de la réaction $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ et dont

les caractéristiques de désintégration étaient connues. La figure 30 présente l'une de ces droites d'étalonnage pour les coïncidences du type E_{β} - masse. Les isotopes utilisés et leurs énergies de transition β sont présentés dans le tableau 9.

Tableau 9

Éléments	Q_{β}	Réf.
^{47}V	1.9020.04	45
^{48}Cr	1.5420.01 26%	46
	1.48 13%	
	1.3920.02 52%	
^{51}Mn	2.1720.05	47
^{55}Fe	2.8020.01 57%	48
	2.40 42%	

Tableau 10

Éléments	Q_{β} (MeV)	Q_{β} (MeV)	type de détection	Réf.
	notre travail	autres travaux		
^{42}Sc	2.7920.06	2.82 \pm 0.03	scint.	49
^{52}Mn	2.6420.06	2.63120.015	mag.	50
^{62}Cu	2.6820.11	2.93120.007	mag.	51
^{63}Zn	2.3020.09	2.33 \pm 0.02	mag.	52

A partir de cette droite d'étalonnage, nous avons vérifié un certain nombre de valeurs connues de Q_{β} . Le tableau 10 montre le très bon accord entre les valeurs obtenues par la "méthode d'analyse de forme" associée à un détecteur de type plastique scintillant et les déterminations effectuées par la droite de Kurie à l'aide d'analyses magnétiques ou de scintillateurs plastiques.

L'analyse des formes des spectres β en coïncidences avec des raies gamma et des masses est effectuée à l'aide de droites d'étalonnage différentes malgré l'utilisation simultanée du même détecteur bêta. En effet, comme le montre la figure 31, la forme des spectres est différente suivant la type de coïncidences. Cette déformation des spectres β^+ en coïncidence avec les masses n'affecte pas la détermination du Q_{β} par la "méthode du facteur d'allongement". Le phénomène qui déforme ces spectres dépend du Q_{β} des éléments étudiés. Il peut provenir de la distribution angulaire des énergies de recul du noyau fils qui suit la désintégration β^+ (c'est une cinématique à 3 corps β^+ , ν , noyau fils). Les noyaux fils qui ont une énergie de recul nulle ou faible dans la direction du champ extracteur ne sont pas toujours extraits du collecteur, ce qui explique la différence entre les courbes 2 (E_{β} - E_{γ}) et 1 (E_{β} -masse) à basse énergie.

Dans le § III.3.2, nous avons indiqué la possibilité de lisser un spectre β complexe par un rapport d'affinité moyen sans discrimination possible entre les différents niveaux. Deux exemples nous ont été fournis ; le premier avec le ^{77}Rb lors de la coïncidence 8-66,6keV et le second par la coïncidence 8-masse 81 correspondant au ^{81}Sr . Nous avons analysé ces spectres pour montrer qu'il était possible d'obtenir une valeur de Q_{β} correcte en connaissant le schéma de niveau et en appliquant la formule 23 du III.3.1. $F(c) = \int_0^c R_1 f(c_1)$, mais aussi pour connaître l'erreur commise sur la détermination du Q_{β} en ne considérant que le facteur d'allongement moyen. Cette dernière donnée est importante dans le cas de nouveaux isotopes pour lesquels rien n'est connu. Les schémas de niveau du ^{77}Rb et du ^{81}Sr ont été pris dans la référence (53). Les figures 32a et 32b présentent les lissages du spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la raie gamma de 66.6 keV du ^{77}Kr obtenus respectivement avec un facteur d'allongement qui tient compte ou non du schéma de désintégration du ^{77}Rb .

Ils montrent qu'il est possible de lisser parfaitement un spectre d'énergie bêta avec un facteur d'allongement moyen. Nous obtenons alors un $Q_{\beta\text{CC}}$ apparent = 4,87 \pm 0,09 MeV alors que le $Q_{\beta\text{CC}}$ obtenu avec la relation 23 et le schéma de niveau est de 5.15 MeV. Cette valeur est très proche de celle déduite des résultats de Liptak et al. (54) qui est de 5,13 MeV.

Une étude identique menée sur un spectre d'énergie bêta en coïncidence avec la masse 81 identifiée comme étant ^{81}Sr a donné une valeur moyenne $Q_{\beta\text{CC}} = 3,75 \pm 0,08$ MeV. Cette valeur devenant 4,01 \pm 0,1 MeV avec la connaissance du schéma de niveau, ce qui est en très bon accord avec la valeur de 3.99 MeV de la réf.(55).

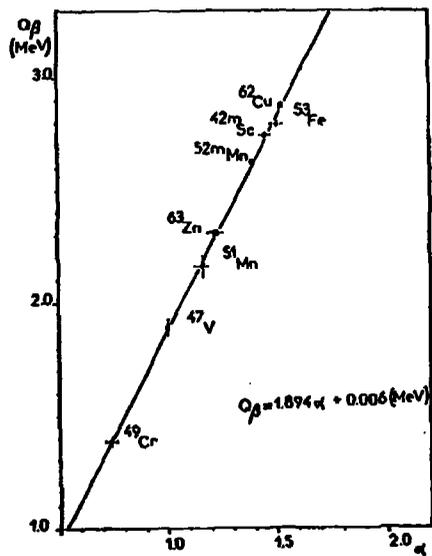


Fig. 30 : Courbe d'étalonnage $Q_\beta = f(\alpha)$ dans le cas des coïncidences E_β -masse.
 • noyaux radioactifs ayant servi à l'étalonnage.
 □ noyaux radioactifs dont le Q_β a été déduit par cette courbe d'étalonnage.

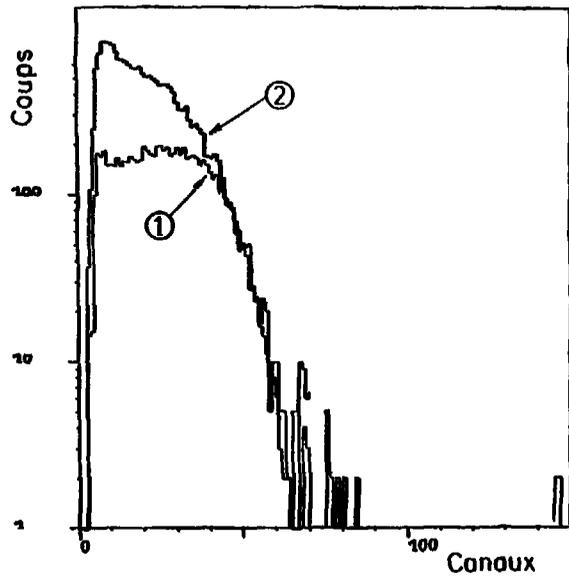


Fig. 31 : Forme des spectres bêta suivant le type de coïncidences ;
 1) coïncidence E_β -masse
 2) " " E_β - E_γ

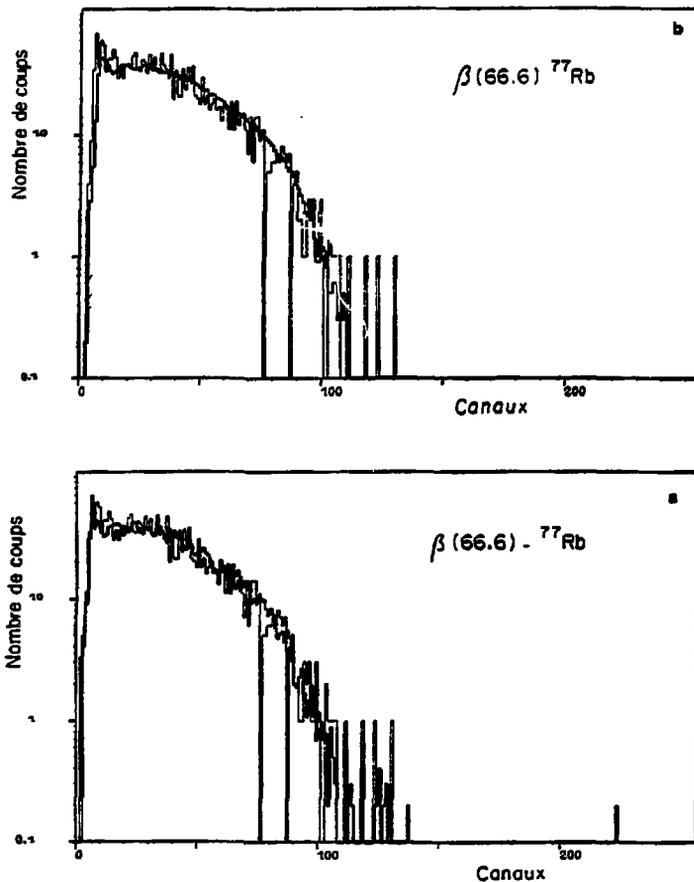


Fig. 32 : a) Spectre d'énergie bêta en coïncidence avec la raie gamma de 66,6 keV du ^{77}Rb lissé sans connaissance du schéma de niveau à partir du spectre bêta en coïncidence avec la raie gamma de 35,5 keV de ^{133}I
 $\bar{g} = 1,18 \pm 0,04$ ($Q_{\beta} = 3,20$ e)
 b) idem que a) mais avec connaissance du schéma de niveau
 $\bar{g} = 1,27$ ($Q_{\beta} = 3,20$ e)

Ces deux exemples confirment que l'hypothèse de superposition de spectre par affinité est parfaitement justifiée, même dans des cas complexes nécessitant la généralisation représentée par la formule 23. L'erreur introduite par une analyse avec un facteur d'étalement moyen n'est que de 200 keV, la valeur de Q_{EC} étant déduite par défaut.

IV. EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET PRODUCTION DE NOUVEAUX ISOTOPES

IV.1 - Réactions induites dans la fenêtre d'Aluminium de la chambre à réaction du "jet d'hélium". Zone de masse comprise entre 42 et 54 u.a.

Simultanément aux produits provenant de la réaction nucléaire que nous voulons étudier $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$ par exemple, nous collectons, par la technique du "jet d'hélium", les isotopes issus des réactions nucléaires induites par le faisceau incident dans la fenêtre d' ^{27}Al de $5\text{mg}/\text{cm}^2$ qui sépare la chambre à réaction de la conduite faisceau (cf paragraphe I.27). Le spectre de temps de vol présenté sur la figure 13 du paragraphe III.1 montre bien les deux zones de masses explorées par ces deux réactions nucléaires, les masses de 42 à 54 u.a. cor-

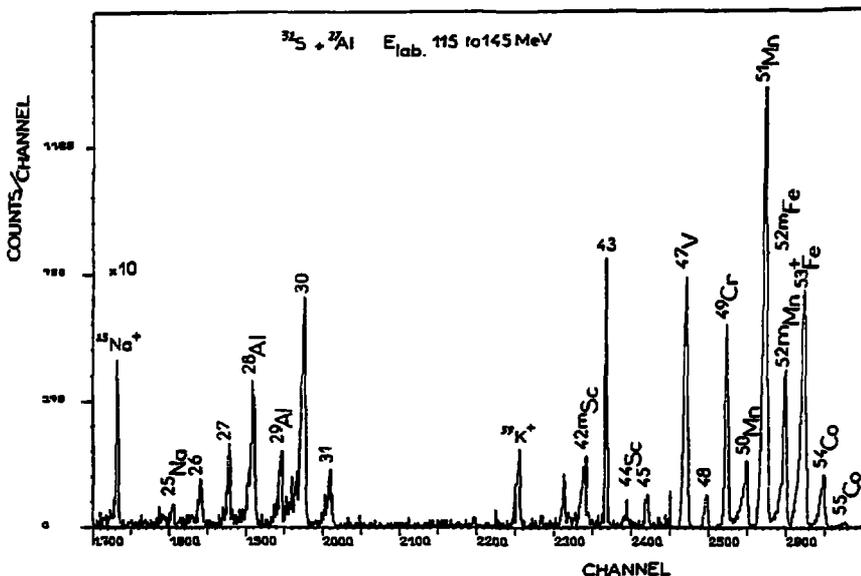


Fig. 33 : Spectre de masses correspondant à la réaction $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$.

respondent à la réaction $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ et les masses de 77 à 84 u.a. correspondent à la réaction $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$.

La figure 33 montre un exemple de spectre de masse correspondant à la réaction $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$. Sur ce spectre, on distingue les deux types de pics signalés dans le chapitre III.1, les uns provenant d'une désintégration radioactive avec une traîne vers des temps de vol plus courts due à l'énergie de recul des noyaux radioactifs, et les autres, plus fins ou avec une traîne, vers les temps de vol plus long qui sont attribuables à des masses de composés organiques, au sodium et au potassium.

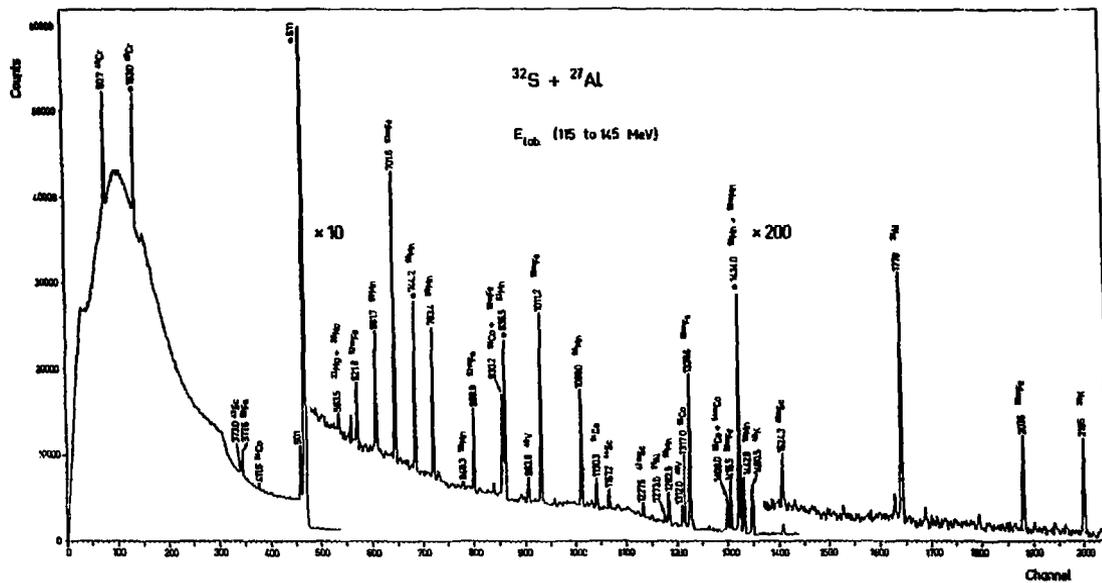


Fig. 34 : Spectre d'énergie γ entre 60 keV et 2 MeV correspondant à la réaction $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ obtenu auprès du spectromètre de masse.

Pühlhofer et al. [56] ont mesuré, pour le système $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ à l'énergie de 160 MeV, la distribution en masse qui s'étend de $A = 45$ à 55 , et la distribution en Z qui couvre les numéros atomiques de $Z = 20$ à 25 . Dans l'expérience présente, l'énergie incidente est plus faible puisqu'elle s'étend de 115 à 145 MeV, mais les isotopes observés correspondent à ceux de Pühlhofer et al. [56], bien que le spectre de masse (figure 33) ne reflète pas l'intensité relative des chaînes isobariques produites au cours de la réaction nucléaire car plusieurs paramètres interviennent dans l'obtention de ces spectres et déforment cette distribution de masses :

Le premier est le cycle irradiation-mesure qui fait varier les différents rapports de détection de ces isotopes suivant leurs périodes radioactives.

Le second est lié au fait que la détection d'une masse nécessite une émission β^+ , et les isotopes qui se désintègrent par capture électronique ne sont pas observés.

Le troisième paramètre est lié à l'ionisation des atomes étudiés qui est différente suivant les espèces chimiques (cf paragraphe III.2). Les périodes radioactives mesurées sur ces spectres de masses sont rassemblées et comparées aux valeurs publiées dans la littérature dans le tableau 11.

Tableau 11

A	T1/2 Masses	Isotopes	T1/2 litt.	Réf.
42	60 ± 1 sec	^{42m}Sc	62 sec	49
47	33.050,5 min	^{47}V	31 min	45
49	41 ± 1 min	^{49}Cr	33 ± 1 min	57
50	1.9750,05min	^{50m}Mn	41,7 min	48
			1,76 min	58
51	46,52min	^{51m}Mn	1,7850,03min	59
			44 ± 1 min	50
52	45 ± 15 sec	^{52m}Fe	58 ± 8 sec	60
52	21 ± 2 min	^{52m}Mn	21 ± 1 min	61
53	6,6050,05min	^{53}Fe	6,5 min	48
54	1,6 ± 0,2min	^{54}Co	1,4350,03min	62

L'analyse des spectres directs d'énergies gamma (figure 34) et les coïncidences γ - γ , γ - β ont permis de confirmer ces attributions. Les caractéristiques de désintégration de certains de ces isotopes ont été vérifiées, puis utilisées, pour s'assurer du bon fonctionnement de notre dispositif et pour servir de référence au cours de nos expériences.

$A = 42$ ^{42m}Sc

Cet isotope possède deux états isomériques. Nous n'avons pas observé la désintégration de l'état fondamental car sa période radioactive de 682ms est trop courte pour être observable dans de bonnes conditions avec un transport d'activité sur 8m. Les 3 raies gamma caractéristiques de cette désintégration ont été observées et les résultats présentés dans le tableau 12 sont en accord avec ceux de la littérature [49][53].

Les spectres d'énergie β en coïncidence avec ces trois énergies gamma donnent le même Q_{β} , ce qui permet de supposer une alimentation du niveau supérieur de 3.189 MeV du ^{42}Ca (cf. figure 35) à 100%. Aucune composante rapide n'apparaît dans les spectres β - γ mesurant la durée de vie séparant la désintégration β^+ des désexcitations γ , ce qui permet de supposer que ce niveau de 3.189 MeV a une durée de vie de $5,6 \pm 0,4$ ns en accord avec ceux de la littérature [49][53].

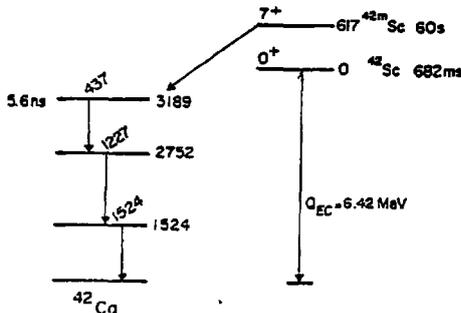


Fig. 35 : Schéma de désintégration du ^{42m}Sc

L'analyse du spectre d'énergie de positon en coïncidence avec la masse donne un Q_β de 2.79 MeV très voisin de la valeur de 2.82 MeV de la réf. [49]. Elle place le niveau du ^{42m}Sc à 660 keV au-dessus du niveau 0^+ du ^{42}Sc , ce qui est en bon accord avec la valeur de 617 keV donnée dans la référence [49].

Tableau 12

E_γ	$T_{1/2}$ (sec)	$T_{1/2}$ (ns)	Intensité relative %
437.4	59 ± 1	3.6 ± 0.3	100
1227.5	58 ± 1	3.0 ± 0.4	100
1524.3	60 ± 2	3.2 ± 0.6	100

La valeur de $Q_\beta = 2.79$ MeV a servi de référence pour l'analyse des spectres de positons obtenus par la suite.

$$A = 47. \quad ^{47}\text{V}, \quad A = 48. \quad ^{47}\text{V} + \text{H}$$

est bien connu [45] [17] et nous sert de référence pour les analyses de spectres β^+ en coïncidences avec les masses du spectromètre par temps de vol. La masse 48 visible sur le spectre de masse (cf. figure 33) a une période de 35 ± 2 mn. Or, le ^{48}Cr et le ^{48}V ont des périodes beaucoup plus longues qui sont respectivement 23 heures [63] et 15.8 jours [64]. Quant au ^{48}Mn sa période estimée par Takahashi [65] est inférieure à 10^{-2} s. Le fait que le spectre β^+ en coïncidence avec cette masse 48 est identique à celui du ^{47}V et que les deux périodes radioactives sont identiques indique que cette masse peut correspondre à un composé du type MH^+ . Ce composé MH^+ a d'ailleurs été retrouvé par le même raisonnement sur d'autres isotopes comme :

- le ^{24}Cr
- le ^{26}Fe
- le ^{41}Nb et peut-être le ^{39}V .

La valeur du rapport $\frac{M}{\text{MH}^+}$ n'est pas constant dans le temps et dépend des collecteurs.

Pour toutes les analyses de spectre de temps de vol, une attention particulière a donc été portée aux valeurs de périodes radioactives et aux composantes d'énergie β^+ qui pouvaient s'analyser comme des composés de type MH^+ , pour éviter des erreurs dans les résultats déduits des spectres de masses.

$$A = 49 \quad ^{49}\text{Cr}$$

Les raies de 62.3 keV, 90.7 keV, 153.0 keV ont été observées en coïncidence avec cette masse, ce qui confirme l'attribution de ces énergies gamma à cet isotope. Les intensités relatives de ces raies gamma sont en parfait accord avec celles de la littérature [46][53], comme le montre le tableau 13.

Tableau 13

E_γ	I Relatif (%) présent travail	I Relatif % [53]
62.3	31.8	30.8
90.7	100.0	100
153.0	59.5	57

Il en est de même de la durée de vie du niveau à 153 keV (19.3 ± 1.0 ns) et des alimentations β^+ des niveaux 90.7 et 153 keV du ^{49}V .

$$A = 50 \quad ^{50m}\text{Mn}$$

Cette masse a été identifiée comme étant le ^{50m}Mn ($T_{1/2} = 1.97$ mn). La présence des énergies gamma caractéristiques de cet isotope 661.7 keV, 783.4 keV, 1098.0 keV, 1282.5 keV et 1442.8 keV [58] avec une période identique de 1.96 ± 0.16 mn confirme cette attribution. Le schéma de désintégration β^+ est le suivant :

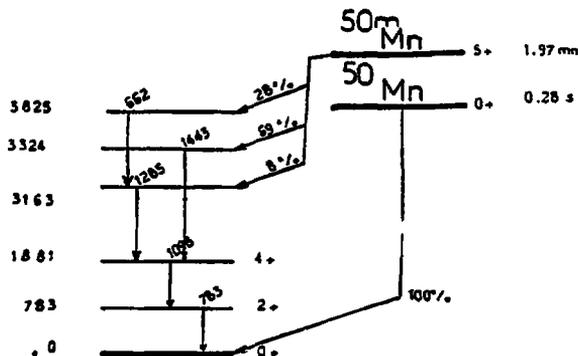


Fig. 36 : Schéma de désintégration du ^{50}Mn tiré de la réf. [53]

L'isomère de 0,28s n'a pas été observé pour les mêmes raisons que pour le ^{42}Sc (capillaire de 8m de longueur).

Les coïncidences $E_{\beta} - E_{\gamma}$ ont été effectuées avec les raies de 783 keV et 1098 keV. Les spectres β^+ s'analysent à l'aide de deux composantes dont les valeurs et le pourcentage sont les suivants :

$$\begin{aligned} Q_{\beta} &= 3,63 \pm 0,100 \text{ MeV} & 61 \% \\ Q_{\beta} &= 3,13 \pm 0,160 \text{ MeV} & 39 \% \end{aligned}$$

Le spectre bêta en coïncidence avec la masse 50 correspond exactement aux mêmes transitions β^+ que les spectres $\beta - \gamma$ (cf. le schéma de niveau) et on obtient :

$$\begin{aligned} Q_{\beta} &= 3,57 \pm 0,09 \text{ MeV} & 65 \% \\ Q_{\beta} &= 3,01 \pm 0,13 \text{ MeV} & 35 \% \end{aligned}$$

Le schéma de niveau présenté sur la figure 36 permet de supposer que les 2 valeurs de Q_{β} déterminées par ces coïncidences doivent correspondre respectivement à l'alimentation des niveaux à 3,324 MeV et 3,825 MeV.

Un affinement du calcul de Q_{β} dans le cas de la coïncidence E_{β} -masse a été effectué en entrant les différents pourcentages et les écarts entre les niveaux alimentés. Il a permis d'obtenir les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} Q_{\beta} &= 3,68 \pm 0,13 & \text{correspondant au niveau à } 3,163 \\ Q_{\beta} &= 3,53 \pm 0,09 & \text{" " " } 3,324 \\ Q_{\beta} &= 3,01 \pm 0,13 & \text{" " " } 3,825 \end{aligned}$$

Ce lissage est présenté sur la figure 37.

Les valeurs obtenues pour ces niveaux sont tout à fait comparables à celles de la réf. (57) qui sont respectivement 3,682, 3,527 et 3,022. Cette étude nous permet de vérifier le bon accord entre les déterminations de Q_{β} par les coïncidences E_{β} -masse et E_{β} - E_{γ} , malgré la différence de forme existant entre ces deux types de spectres (voir paragraphe III.3). Elle permet aussi de vérifier qu'il est possible d'obtenir une précision suffisante pour pouvoir placer

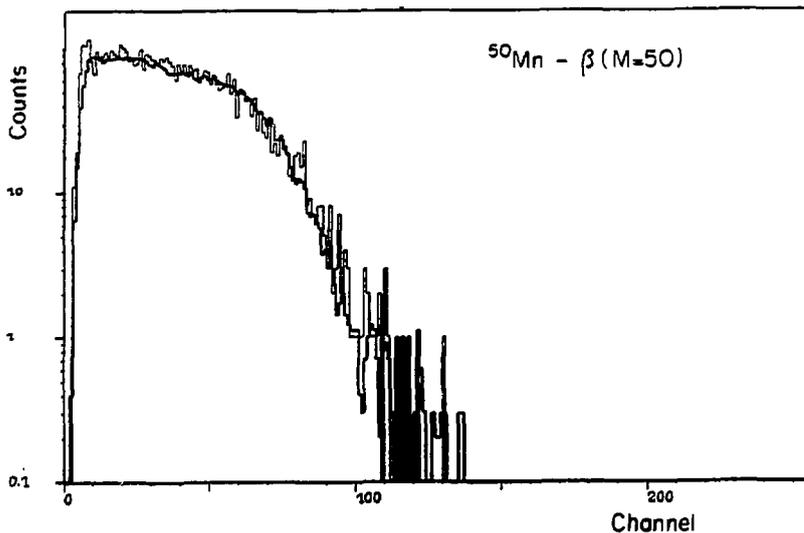


Fig. 37 : Spectre d'énergie bêta en coïncidence avec le pic de temps de vol correspondant à la masse 50 (^{50}Mn).
 Le lissage de ce spectre a été obtenu avec les trois composantes de Q_{β} suivantes

$Q_{\beta I} = 3.68 \pm 0.13$	} 65%
$Q_{\beta II} = 3.53 \pm 0.09$	
$Q_{\beta III} = 3.01 \pm 0.13$	

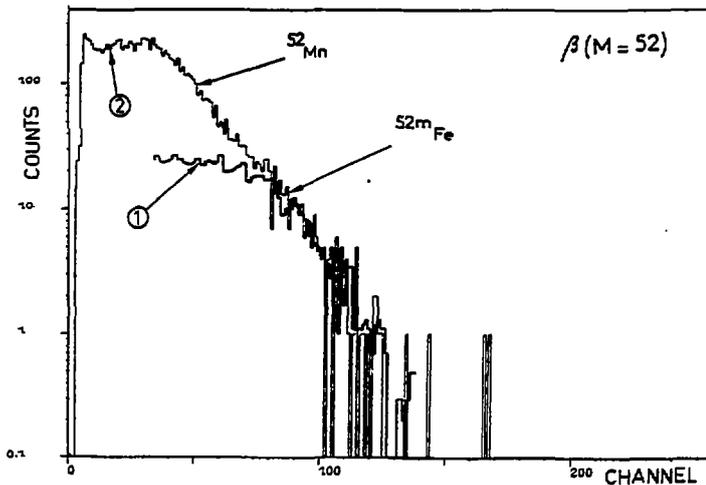


Fig. 38 : Spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la masse 52
 Courbe 1 lissage de la partie du spectre correspondant au ^{52m}Fe
 Courbe 2 courbe expérimentale $^{52}\text{Mn} + ^{52m}\text{Fe}$

deux états isomériques l'un par rapport à l'autre. En effet, le $Q_{\beta\beta}$ du ^{50}Mn a été mesuré par G.M. Mc Kenna et al. (57) qui donnent 7,632 MeV. Nos valeurs de $Q_{\beta\beta}$ donnent pour le $Q_{\beta\beta}$ du ^{50}Mn une valeur de $7,92 \pm 0,06$ MeV. Les deux états isomériques sont séparés de 290 ± 60 keV, valeur qui est cohérente avec les 230 et 227 keV trouvés par Mc Kenna et al. (57).

A = 51 ^{51}Mn

La désintégration du ^{51}Mn est, comme celle du ^{47}V , de type "fondamental-fondamental". Le Q_{β} de 2.17 MeV de cette transition [47] nous sert de référence dans nos analyses de spectre β^+ en coïncidence avec les pics de masse des spectres de temps de vol.

A = 52, ^{52m}Mn , ^{52m}Fe

Le pic de temps de vol correspondant à la masse 52 possède deux composantes comme l'indique le spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec cette masse (cf. fig. 38). La partie à basse énergie de ce spectre ($E_{\beta} \leq 2.8$ MeV) a une période de 21.0 ± 1.5 mn et correspond au ^{52m}Mn [53], la raie caractéristique de cet isotope de 1434 keV ayant été observée dans le spectre gamma avec la même période. Les spectres d'énergie β^+ en coïncidence avec la masse ou la raie de 1434 keV servent de référence pour la détermination des Q_{β} inconnus ($Q_{\beta} = 2.631$ MeV [50]).

La partie supérieure du spectre d'énergie β^+ décroît avec une période de 50 ± 15 sec et a été attribuée au ^{52m}Fe . En effet, compte tenu de l'énergie d'excitation du noyau composé de ^{52}Cu (~ 60 MeV), les seules voies possibles sont $^{27}\text{Al}(^{32}\text{S}, \alpha p n)^{52}\text{Fe}$, $^{27}\text{Al}(^{32}\text{S}, \alpha 2p n)^{52m}\text{Mn}$ et $^{27}\text{Al}(^{32}\text{S}, \alpha 3p)^{52}\text{Cr}$, le ^{52}Cr étant stable, il ne reste comme assignation possible que ^{52}Fe ,

celui-ci a une période de 8 heures [53] pour son état fondamental. Par ailleurs, les niveaux du ^{52}Mn sont connus d'après les expériences de gamma rapide sur faisceau [53], et les rayonnements γ que l'on peut en déduire de 621.8, 869.9, 930.5, 1415.5 et 2038 keV ont été observés très nettement avec une période de 60 ± 10 sec mesurée sur les raies de 621.8 et 869.9 keV, ce qui est compatible avec la décroissance trouvée pour la masse 52.

Tableau 14

E_{γ}	$\%$
621.8	51 \pm 2
869.9	100
930.2	100 \pm 5
1415.5	57 \pm 4
2038	45 \pm 2

Les intensités relatives de ces raies sont rassemblées dans le tableau 14.

Les Q_{β} obtenus à partir des spectres d'énergie de positon en coïncidence avec les raies gamma de 622 keV, 870 keV, 930 keV et la masse 52 sont très voisins. Leur valeur moyenne

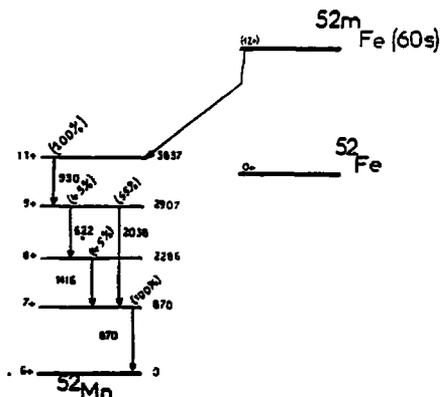
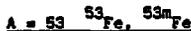


Fig. 39 : Schéma de désintégration du ^{52m}Fe

est égale à 4.13 ± 0.19 MeV. Ceci permet d'affirmer que la désintégration β^+ de cet état isomérique alimente à 100% le niveau connu 11^+ à 3.837 MeV du ^{52}Mn et d'étayer le schéma de désintégration du ^{52m}Fe de la figure 39.

Notre valeur de Q_β place le niveau du ^{52m}Fe à 8.99 ± 0.09 MeV au-dessus du ^{52}Mn . Or le niveau fondamental du ^{52}Fe a été déterminé comme étant 2,372 MeV au-dessus du ^{52}Mn (53). L'état isomérique du ^{52m}Fe se trouve donc à 6,62 MeV au-dessus du niveau fondamental du ^{52}Fe , ce qui est en accord avec la valeur de $6,80 \pm 0,25$ MeV trouvée par D.F. Geesaman et al. (60). Des calculs de modèles en couches (60) situent le niveau 12^+ du ^{52}Fe à 6,49 MeV et le niveau 11^+ 2,5 MeV au-dessus de celui-ci, ce qui conduit à assigner l'état de spin 12^+ au ^{52m}Fe .



Pour cette masse, nous avons retrouvé la période radioactive du ^{53}Fe donnée par J.N. Black et al. [48] ainsi que l'énergie γ caractéristique de 377 keV de cet isotope. Nous avons aussi

Tableau 15

E_γ	T1/2 an	I % Relatif	I% [48]	T1/2 [48]
701.6	2.6040.16	100	100	
1011.2	2.5920.16	89±1	86. 39	2,5an
1328.6	2.7820.23	86±1	87 28	

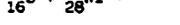
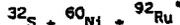
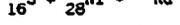
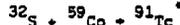
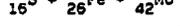
observé dans les spectres d'énergie gamma-"direct" les transitions internes du ^{53m}Fe données par J.N. Black et al. [48]. Les caractéristiques de ces transitions sont en parfait accord avec celles de la référence [48], comme le montre le tableau 15.

Caractéristiques de la transition interne du ^{53m}Fe .

IV.2 - Etude de la région de la carte des nucléides comprise entre $Z = 38$ et 42 et $A = 77$ et 89

La production des noyaux de ^{38}Sr , ^{39}Y , ^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo déficients en neutrons a été entreprise avec les réactions nucléaires conduisant aux noyaux composés suivants :

Cibles	Noyaux composés	Energies incidentes	Energies d'excitation
^{54}Fe (97,9%)	^{86}Mo	101 (MeV)	45 (MeV)
		110	49
		123	57
		142	69
		123	58
^{58}Co (100%) ^{58}Ni (99,9%)	^{91}Tc	101	44
		110	50
		123	58
		142	63
		123	56
^{60}Ni (96,1%)	^{92}Ru	110	56
		123	63
		142	64
		142	64



Les énergies de bombardements sont rassemblées dans le tableau 16.

Pour étudier les noyaux exotiques de cette zone, nous avons surtout utilisé les deux réactions nucléaires $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$ et $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ qui conduisent à la formation des noyaux composés

^{86}Mo et ^{90}Ru très déficients en neutrons. Les énergies de liaison des neutrons pour les noyaux proches de ces noyaux composés atteignent des valeurs élevées variant entre 11 et 14 MeV, alors qu'on peut estimer les seuils d'émission de protons à environ 8-10 MeV. Par conséquent, l'émission de protons est favorisée par rapport à l'émission de neutrons, comme le montre l'examen de la relation simple $\frac{P_n}{P_p} \approx \exp\left(\frac{B - B_p - V_p}{T}\right)$ exprimant les probabilités relatives d'émission de proton et neutron en fonction de B_n et B_p , énergies de liaison du neutron et du proton, V_p , barrière coulombienne du proton et T , température nucléaire. D'autre part, des valeurs de moments angulaires dépassant 50h sont atteintes pour les noyaux composés quand l'énergie de faisceau dépasse 120 MeV, ce qui a pour effet que l'émission de particules alpha devient également compétitive avec celle des protons et neutrons. Ces considérations qualitatives simples font comprendre qu'il est difficile de produire des noyaux qui correspondent à l'émission d'un grand nombre de neutrons et que les noyaux résiduels seront atteints, surtout après évaporation de particules chargées. Nous avons réalisé des calculs d'évaporations avec

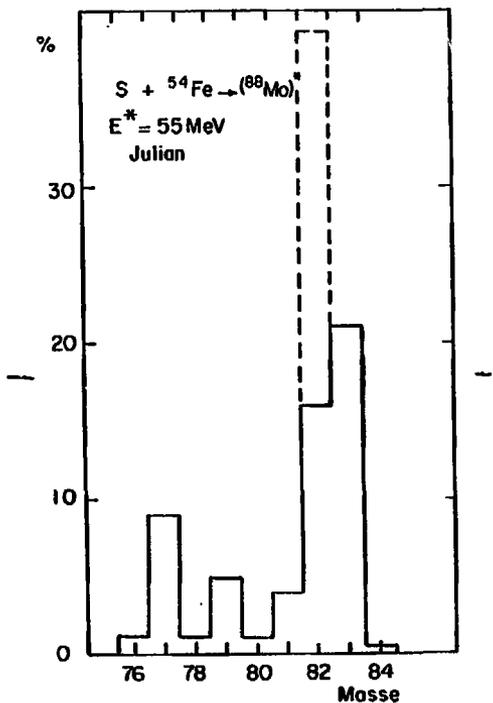


Fig. 40 : Distribution de masse des résidus d'évaporation de la fusion ${}^{32}\text{S} + {}^{54}\text{Fe}$ à 55 MeV calculé avec JULIAN II. Pour la masse 82 la partie en traits discontinus correspond au ${}^{82}\text{Sr}$ qui se désexcite par capture électronique.

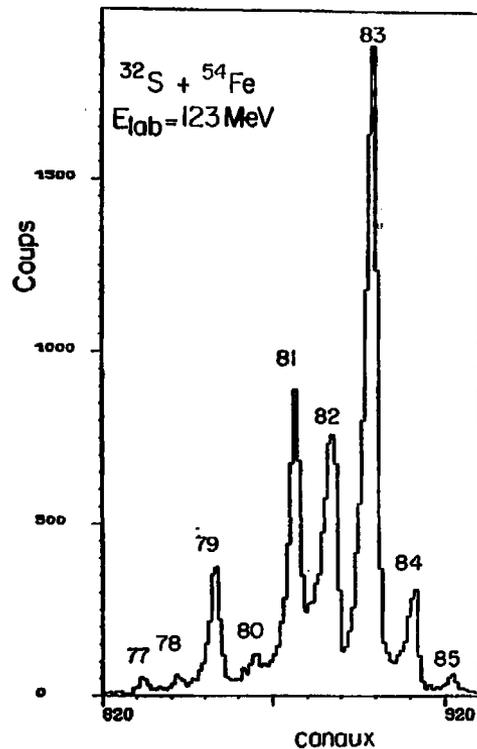


Fig. 41 : Spectre de masse des noyaux radioactifs obtenu avec le spectromètre de masse par temps de vol dans le cas de la réaction ${}^{32}\text{S} + {}^{54}\text{Fe}$ à 57 MeV d'énergie d'excitation.

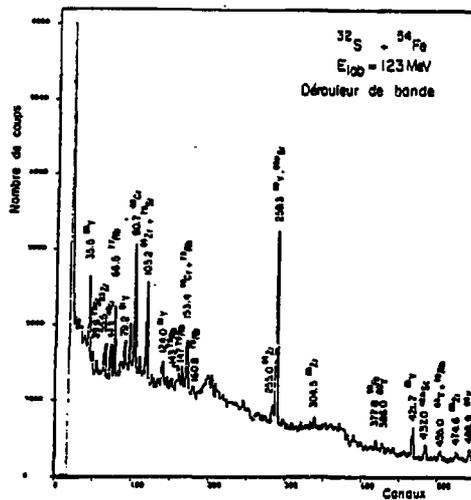


Fig. 43 : Spectre caractéristique d'énergie gamma pour les réactions $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$ et $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ sur le dérouleur de bande.

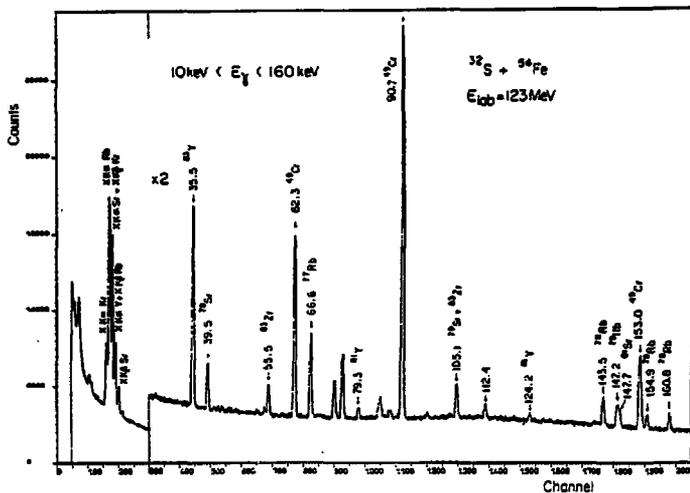


Fig. 44 : Spectra d'énergie γ et X obtenu sur le spectromètre de masse pour les réactions $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$ et $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$

Tableau 17

A	Tl/2 exp présent travail	Attribution	Tl/2 Litt.	Réf.
79	1.94 ± 0.14 mn	⁷⁹ Sr	8.1 ± 0.3mn	68
			4.4 ± 0.2mn	69
80	38 ± 4 sec	⁸⁰ Rb ou	34 ± 4 s	71
		⁸⁰ Y	37.8 ± 0.6 s	44
81	15 ± 5 s	⁸¹ Zr		
	72 ± 5 s	⁸¹ Y	72.0 ± 1.5 s	44
	25 ± 2 mn	⁸¹ Sr	26.0 ± 1.5mn	55
82	2.4 ± 0.3mn	⁸² Zr		
	9.50 ± 0.25s	⁸² Y	9.5 ± 0.4s	44
83	8.0 ± 0.5 s	^{83m} Zr		
	44 ± 1 s	^{83g} Zr	42 ± 7 s	71
	2.87 ± 0.15mn	^{83m} Y	2.85 ± 0.02mn	34
	7.3 ± 0.2mn	^{83g} Y	7.06 ± 0.08mn	34
84	4.0 ± 0.5mn	⁸⁴ Zr	5.0 ± 0.5 mn	72
	39 ± 1 mn	⁸⁴ Y	38.5 ± 2.0 mn	73
85	8.4 ± 0.2mn	^{85g} Zr	7.9 ± 0.1 mn	74
			7.7 ± 0.5 mn	73
86	2.3 ± 0.3mn	⁸⁵ Nb	1.4 ± 0.2 mn	75
	1.8 ± 0.2mn	⁸⁶ Nb	1.3 ± 0.2 mn	76
87	3.3 ± 0.1mn	^{87m} Nb	3.9 ± 0.2 mn	77
		^{87g} Nb	2.6 ± 0.1 mn	77
88	8.0 ± 0.2mn	^{88m} Mo	8.2 ± 0.5 mn	73
			27.3 ± 1.4 mn	78
89	2.6 ± 0.2mn	⁸⁹ Mo	7.1mn (?)	78
93	60 ± 10 s	⁹³ Ru	59.7 ± 0.6 s	79
94	70 ± 5 s	⁹⁴ Rh	80 ± 10 s	80

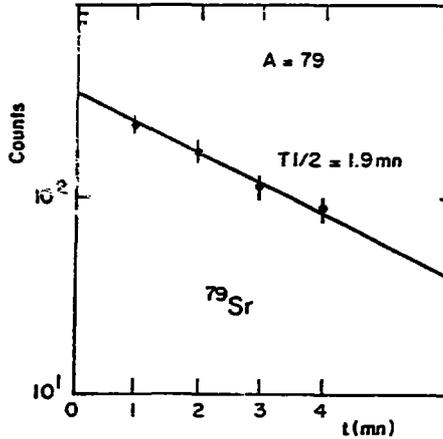


Fig. 45 : Décroissance radioactive de la masse 79 (⁷⁹Sr).

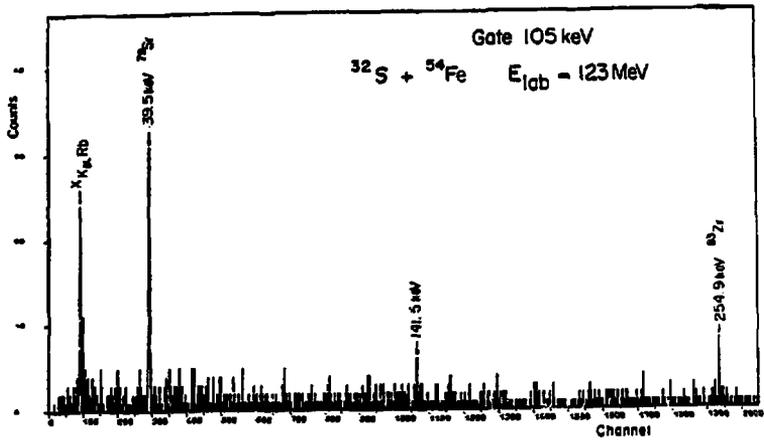


Fig. 46 : Spectres d'énergies X et γ en coïncidence avec la raie de 105.2 keV.

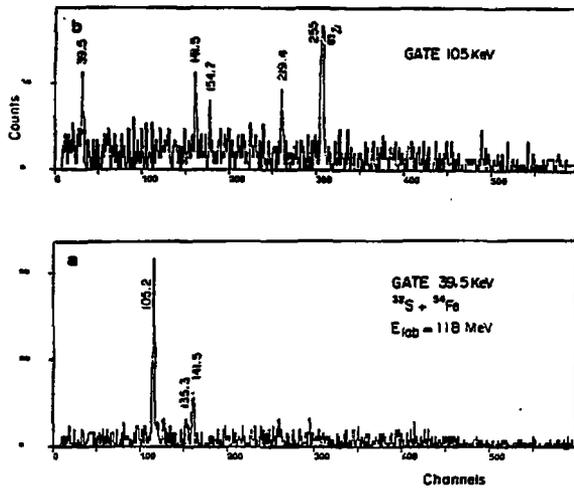


Fig. 47 : Spectres d'énergie γ en coïncidence avec
 a) la raie de 39.5 keV
 b) la raie de 105.2 keV

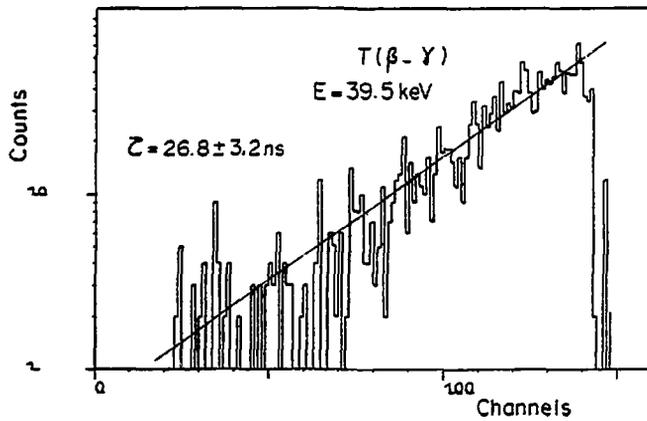
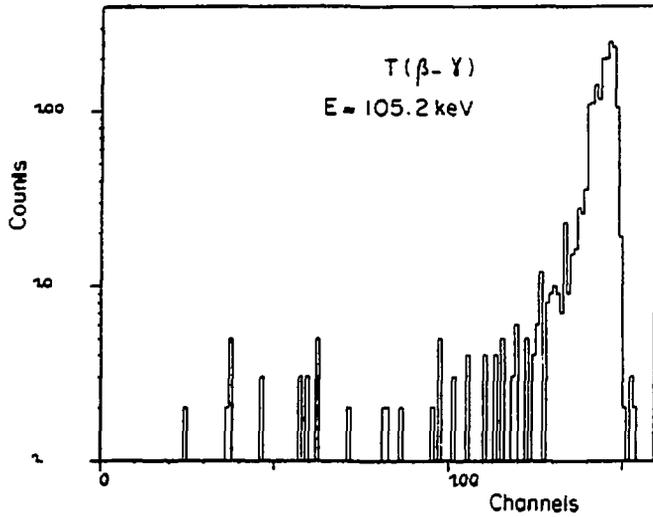


Fig. 48 : Durées de vie des niveaux 39.5 keV a)
144.7 keV b)

Ce spectre obtenu sur le "dérouleur de bande" confirme l'appartenance des rayonnements de 39.5 keV et 105.2 keV au même corps. Cette raie de 105 keV est aussi attribuée à l'isotope ^{83}Zr que nous analyserons par la suite.

Les mesures de décroissances d'intensité de ces deux raies 39.5 keV et 105.2 keV ont conduit respectivement à des valeurs de 1.93 ± 0.16 mn et 1.88 ± 0.18 mn ce qui représente aussi une confirmation de leur attribution à la masse 79 ($T_{1/2} = 1.94$ mn).

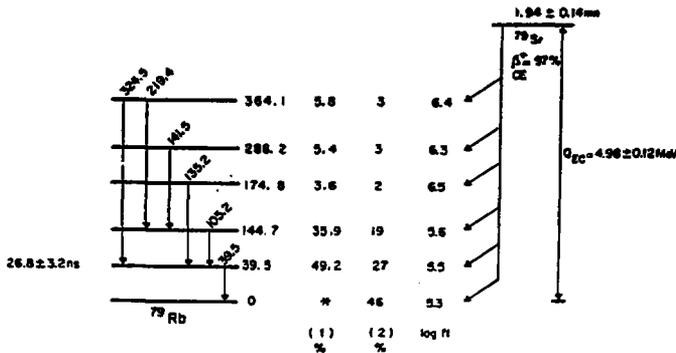
Le tableau 18 résume les coïncidences γ - γ qui ont été observées et dont quelques exemples sont présentés sur la figure 47.

Tableau 18

E_γ fenêtre en E_γ (keV)	39.5	105.2	135.3	141.5	219.4	324.5	511 keV
39.5			oui	oui	oui	oui	oui
105.2	oui			oui	oui		oui

Les coïncidences γ - γ certaines sont indiquées par oui.

Les mesures de différences de temps entre l'émission β^+ et la désexcitation γ ($T(\beta$ - $\gamma)$) pour les raies de 39.5 keV et 105.2 keV indiquent que le rayonnement γ de 39.5 keV est issu d'un niveau ayant une durée de vie $\tau = 26.8 \pm 3.2$ ns alors que la raie de 105.2 keV correspond à une désexcitation avec $\tau < 4$ ns. Sur la figure 48 où sont présentés ces deux spectres $T(\beta$ - $\gamma)$ on voit qu'il n'y a pas de composante lente pour la raie de 105.2 keV, ce qui permet de placer la transition de 105.2 keV au-dessus de celle de 39.5 keV. Cette considération, les



coïncidences γ - γ , l'intensité relative du rayonnement γ de 511 keV provenant de l'annihilation du positon, et les intensités relatives des raies γ caractéristiques nous ont amenés à proposer le schéma de désintégration de la figure 49.

Les pourcentages d'alimentation de différents niveaux de désexcitation et du fondamental ont été obtenus par la méthode décrite page 29. Figure 49 les valeurs $\log f$ correspondantes ont été calculées à partir des graphiques publiés dans le Lederer et al. [53]

Fig. 49 : Schéma de désintégration du ^{79}Sr
La colonne (1) représente les pourcentages d'alimentation en considérant l'alimentation du niveau fondamental comme nulle.
La colonne (2) donne les alimentations absolues.

La valeur de Q_{EC} de cette désintégration a été déduite des analyses de la forme des spectres d'énergie β en coïncidence avec la masse, d'une part, et le rayonnement gamma de 105.2 keV [17], d'autre part (cf. figure 50).

Pour la masse, nous obtenons $Q_{\beta} = 3.95 \pm 0.11$ MeV
 Pour le 105.2 keV $Q_{\beta} = 3.81 \pm 0.12$ MeV

d'où $Q_{EC} = 3.81 + 0.1447 + 1.022 = 4.98$ MeV

Cette valeur de Q_{EC} a été confirmée par P. Hausteïn et al. (44) qui trouvent 5.07 ± 0.07 MeV.

Le coefficient de conversion donné pour la transition de 39.5 keV a été déduit du rapport entre le nombre de raies $X_K + X_{K\alpha 2} + X_{K\beta 1} + X_{K\beta 2}$ correspondant à cette transition et le nombre d'événements correspondant au 39.5 keV. Nous avons tenu compte de l'effet Auger pour les électrons K en calculant le rapport de fluorescence à partir de la relation semi-empirique que propose Burhop (8).

$$\frac{I_K}{I_{-\alpha} K} = (-A + BZ - CZ^3)^4$$

Les valeurs A, B, C étant celles de Magedoorn et Wapstra (82)

$$A = 6.4 \cdot 10^{-2} \quad B = 3.4 \cdot 10^{-2} \quad C = 1.03 \cdot 10^{-6}$$

La valeur de ce coefficient de conversion est 1.75 ± 0.20 .

Cette valeur de coefficient de conversion interne permet de supposer que cette transition de 39.5 keV est de type M_1 . En effet, R.S. Hager et E.C. Seltzer (83) donnent pour cette énergie de 39.5 keV et une transition M_1 , la valeur de 1.90, alors que le coefficient correspondant à une transition E_2 est égal à 21.3.

Tableau 19

Référence	Présent travail	[44]	[73]
Période	1.93 ± 0.14 mn	2.30 ± 0.10mn	1.9 ± 0.5 mn
Energie γ (keV)	Intensité relative (%)	E_{γ} (keV) I_{γ} (%)	E_{γ} (keV) I_{γ} (%)
39.5	107 ± 3		
105.2	100	104.97 100	105.0 100
135.3	9 ± 3		134.9 13
141.5	14 ± 2	140.98 29	
219.4	13 ± 2	219.62 20	219.1 20
324.5 ± 0.5	pas déterminée	507.85 18	

Dans le tableau 19, nous comparons les intensités relatives des raies gamma que nous avons attribuées au ^{79}Sr avec les valeurs de P. Hausteïn et al. qui étudient également cette zone $N=Z+40$ au Brookhaven National Laboratory. Nous avons aussi ajouté les résultats de T.A. Doron et M. Blann (73) qui avaient publié des résultats similaires en les attribuant au ^{79}Rb . Les énergies γ et la période de décroissance trouvées sont identiques à nos valeurs.

Par contre, nous ne trouvons pas la période de décroissance de 4 mn que Ladenbauer-Bellis et al. (69) avaient donné pour l'énergie γ de 105 keV, ni aucune des raies attribuées au ^{79}Sr par A.N. Bilge et G.G. Boswell (68) avec une période de 8.1mn.

Sur les spectres gamma direct, nous avons observé les raies caractéristiques du ^{79}Rb dont le schéma de désintégration a été étudié par E.N.M. Lingeman et al. (84). La mesure de

Tableau 20

E_{γ} keV	Présent travail Intensité relative (%)	Réf. (85) Intensité relative (%)	Z_{γ} keV
143.5 ± 0.05	58 ± 2	48.6	143.5
147.2 ± 0.05	16 ± 2	32.2	147.2
154.8 ± 0.05	16 ± 1	24.6	154.8
160.8 ± 0.05	25 ± 2	28.9	160.7
183.0 ± 0.02	42 ± 3	57.2	182.2
351.7 ± 0.2	22 ± 2	28.1	350.7
388.0 ± 0.2	22 ± 2	22.3	397.7
688.6 ± 0.2	100	100.0	688.1

sa période radioactive (23.0mn) les coïncidences γ - γ (les fenêtres de coïncidence ont été faites sur le 143.5, 147.2, 154.9, 160.8 et 183.0keV) et la durée de vie du niveau de 147.2 (75ns) sont identiques aux résultats de Lingeman et al. (84). Les intensités relatives des pics les plus importants reportées dans le tableau 20 présentent aussi un accord satisfaisant.

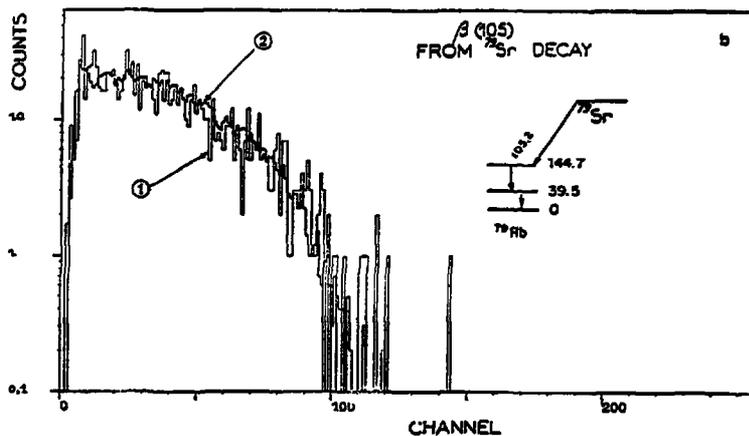
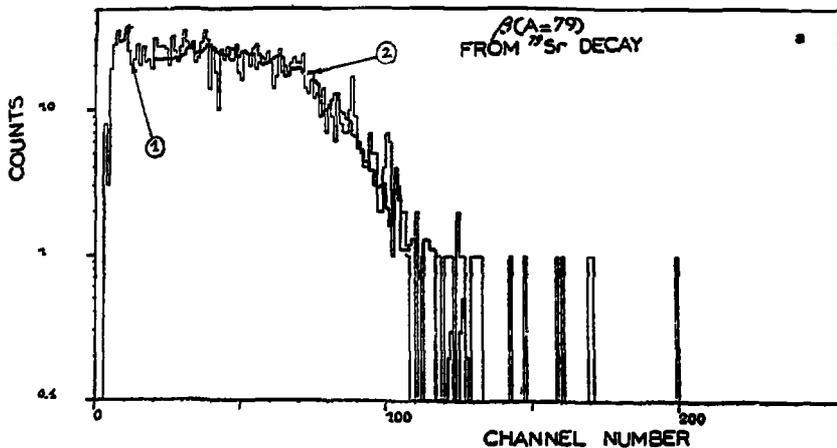


Fig. 50 : Spectre d'énergie de positon

- a) en coïncidence avec la masse 79. Le lissage (courbe 1) a été obtenu à partir du spectre d'énergie β du ^{87}Y avec un facteur d'allongement α de 2.09 ± 0.05 ($\sigma_{\alpha} = 1.894\alpha \pm 0.006$).
- b) en coïncidence avec la raie γ de 105.2 keV. Le lissage (courbe 2) a été obtenu à partir du spectre d'énergie β en coïncidence avec le 35.5 keV (^{83}Y), le facteur d'allongement α étant de 1.19 ± 0.04 ($\sigma_{\alpha} = 3.20\alpha$).

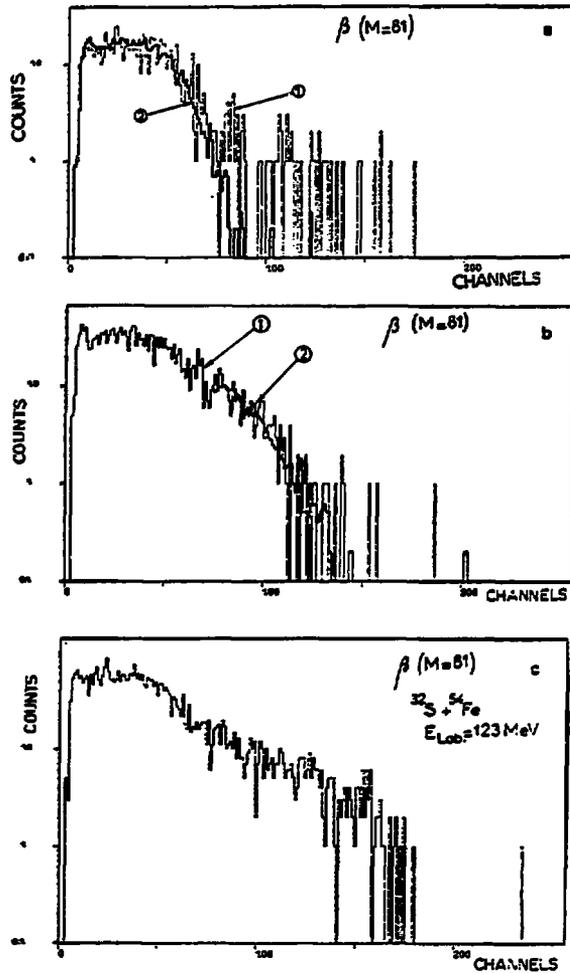


Fig. 51 : Spectres d'énergie β^+ en coïncidence avec la masse 81.

- a) ^{81}Sr la courbe 1 représente le spectre expérimental et la courbe 2 son lissage à partir du spectre β^+ du ^{47}Y
- b) $^{81}\text{Sr} + ^{81}\text{Y}$ (courbe 1), la courbe 2 est le lissage à partir du ^{47}Y de la composante correspondant à ^{81}Y
- c) $^{81}\text{Sr} + ^{81}\text{Y} + ^{81}\text{Zr}$

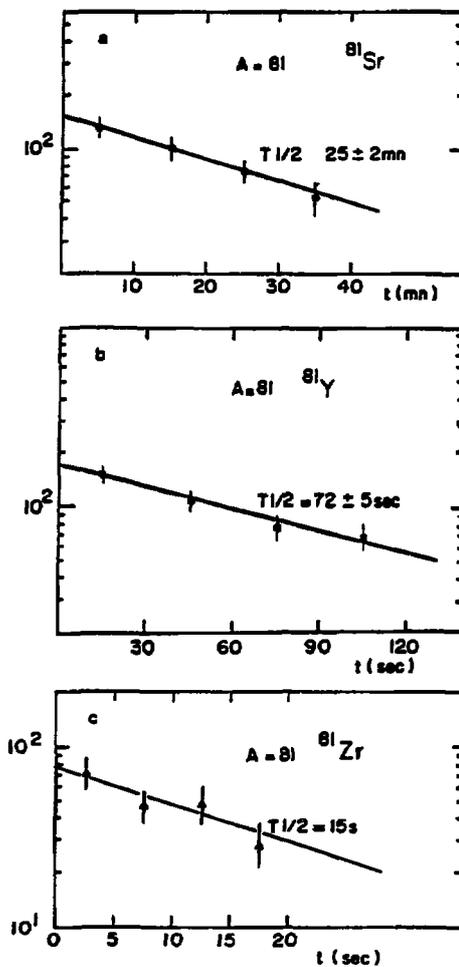


Fig. 52 : Périodes radioactives du :
 a) ^{81}Sr
 b) ^{81}Y
 c) ^{81}Zr

Mais nous n'observons que faiblement la raie à 130.0 keV correspondant au ^{79m}Kr (55s) qui a une intensité relative de 41.1 % dans la réf. [84]. Cet état isomérique est alimenté par la désintégration du ^{79}Rb d'après le schéma de niveau proposé par E.W.A. Lingeman et al. [84], en particulier les raies de 160.8 keV et 398.0 keV participent à cette alimentation.

Aucune raison actuellement n'a été trouvée pour expliquer cette absence.

2) $A = 80$ ^{80}Y , ^{80}Rb

Cette chaîne isobarique est peu représentée dans le spectre de temps de vol. La mesure de la période de cette masse de 38 ± 4 s est indépendante de l'énergie du faisceau de ^{32}S . Actuellement l'attribution de cette période est difficile car les périodes de ^{80}Y et ^{80}Rb sont peu différentes. En effet, un rayonnement gamma de 616.2 keV a été observé dans le spectre gamma. Il décroît avec une période de 30 ± 5 s et il a été attribué au ^{80}Rb par L. Westgaard et al. [70]. La période trouvée par ces auteurs est de 34 s. Le Q_{β} obtenu en coïncidence avec cette raie gamma est de 4.00 ± 0.16 MeV et en accord avec les 4.062 ± 0.022 MeV de ces auteurs [70]. Mais dans le spectre gamma "direct", il y a aussi deux transitions du ^{80}Sr publiées dans la référence [55] d'énergies 386.0 keV et 595.0 keV qui proviendraient de la désintégration β^+ de ^{80}Y . La faible statistique obtenue n'a pas permis de confirmer les résultats de P.L. Hausstein et al. [44] concernant cet isotope ^{80}Y qu'ils ont produit par la réaction $^{58}\text{Ni}(24\text{Mg}, \text{pn})^{80}\text{Y}$ et dont la période est de 37.9s. Nous avons entrepris dernièrement une autre expérience pour étudier cet isotope qui avec $N = 41$ se trouve juste sur une zone de transition de forme.

Sur les spectres d'énergie gamma, nous avons observé les raies caractéristiques du ^{80}Sr , leur absence des spectres en coïncidence avec les positons permet de confirmer que le ^{80}Sr se désintègre essentiellement par capture électronique.

3) $A = 81$ ^{81}Sr , ^{81}Y , ^{81}Zr

Cette chaîne isobarique est complexe comme le montre la figure 51, où sont présentés les spectres d'énergie de positons en coïncidence avec cette masse. Plusieurs conditions de cycle de comptage ont été utilisées pour mettre en évidence ces différentes composantes de périodes distinctes. La figure 52a correspond à la décroissance radioactive la plus longue 25 ± 2 mn. La figure 52b présente une deuxième composante de 72 ± 5 s de période obtenue en ne considérant que la décroissance de la partie du spectre d'énergie β^+ supérieure à 3 MeV. La composante du spectre E_{β} de la figure 51c supérieure au canal 110, c'est-à-dire à 4.5 MeV présente une période de 15 s.

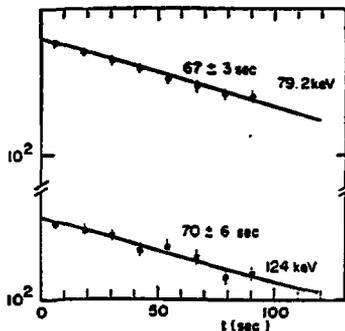


Fig. 53 : Décroissances radioactives de deux raies γ attribuées à ^{81}Y - 79.2 keV, 124.0 keV.

L'analyse des rapports $M^+/M0^+$ qui a été indiquée au paragraphe III.2 permet d'effectuer les attributions de numéro atomique du tableau 17.

Pour le ^{81}Sr , nous retrouvons les mêmes caractéristiques de désexcitation gamma que les auteurs de la référence (55). L'analyse du spectre de positons nous a permis de déterminer son énergie de transition $Q_{\beta\beta} = 4.01 \pm 0.10$ MeV (17) qui est aussi en accord avec la valeur de 3.99 MeV donnée par R. Broda et al. (55).

Le faible taux de production de ^{81}Y n'a pas permis de faire de coïncidence Masse-E γ , mais nous pouvons attribuer à cet isotope 2 raies gamma de 79.2 keV, 124.0 keV, leurs périodes radioactives étant identiques à celles déterminées sur la masse (figure 53).

Le tableau 21 présente les caractéristiques gamma de cet isotope.

Tableau 21

Energie en keV	Période en s	Intensité relative (%)	Intensité absolue (%)	ϵ_{γ}/τ	$\beta^*/\text{CS} (\%)$
79.2	67 ± 5	$84 \pm 5 \%$	0.82 ± 0.3	$2.020,8$	90 ± 2
124.0	70 ± 5	100	1.2 ± 0.3		
409.2	-	~ 6			

Rayonnements gamma caractéristiques de ^{81}Sr

Malgré le faible taux de production de cet élément, il a été possible d'effectuer des coïncidences γ - γ et γ - β sur le "dérouleur de bande". Ces spectres indiquent que les raies gamma de 79.2 keV et de 124.0 keV sont en "cascades" et fait apparaître un troisième rayonnement gamma de 409.2 keV qui est en coïncidence avec elles.

De plus, les rayonnements $X_{\text{K}\alpha}$ du Sr ont été observés en coïncidences avec les énergies gamma de 124.0 keV, ce qui confirme l'attribution de ces raies à la désintégration β^+ de $^{81}_{39}\text{Y}$.

Pour cet isotope, nous proposons le schéma de désintégration suivant :

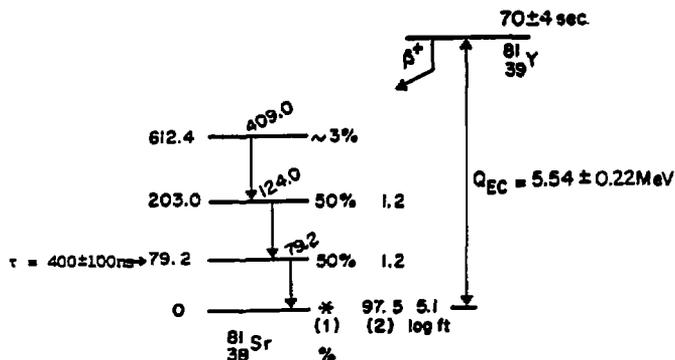
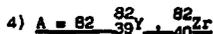


Fig. 54 : Schéma de désintégration de ^{81}Sr

L'estimation du facteur de conversion (cf. tableau 21) du niveau de 79.2 keV dont la durée de vie est comprise entre 300 et 500 ns permet de supposer que cette transition est de type E_2 en majorité, Hager et Seltzer (83) donnant pour cette énergie gamma et ce type de transition une valeur de 2.17 alors que pour la transition M_1 cette valeur serait de 0.29.

L'énergie de la transition β^+ , $Q_{\text{EC}} = 5.54 \pm 0.22$ MeV, a été déterminée à partir du spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la masse 81 et ayant une période de 70 s. Un exemple de lissage du spectre d'énergie de positons par la méthode du facteur d'allongement (17) est présenté sur la figure 52b (courbe 2).

Pour le ^{81}Zr nous n'avons pas trouvé de rayonnement gamma ayant une période radioactive de 15 s. Nous avons déterminé à partir du spectre E_{β} en coïncidence avec la masse un Q_{β} de 6.14 ± 0.29 MeV. En supposant que cette valeur représente une transition fondamental-fondamental nous obtenons un Q_{EC} de 7.16 ± 0.29 MeV.



Nous avons déterminé une période de 9.50 ± 0.25 s pour cette masse. Le composé MO^+ suit la même période de 9.5 s et le rapport entre les activités de ces deux périodes est de 10, ce qui caractérise $^{82}_{39}Y$ (cf. fig. 19) $^{82}_{39}Y$ (cf. III/2).

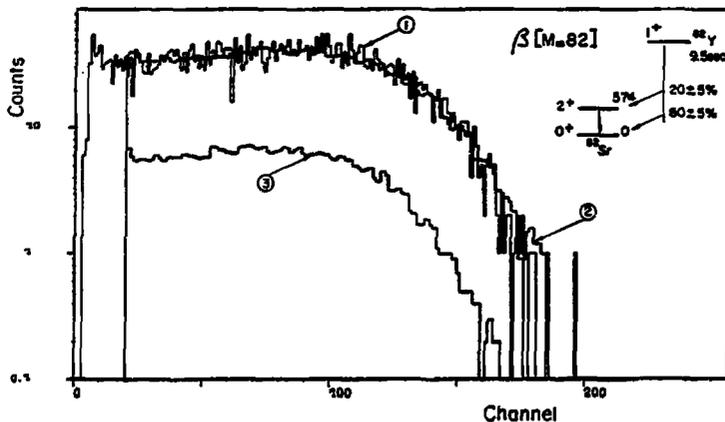


Fig. 55 : Spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la masse 82 et correspondant à ^{82}Y (courbe 1). Lissage de ce spectre par le spectre du ^{51}Mn étiré avec un coefficient α de 3.04 ± 0.08 (courbe 2). La courbe 3 représente la contribution due au 20% d'alimentation du niveau à 574 keV.

De plus, dans le spectre d'énergie gamma une raie de 574.0 keV suit la même décroissance (figure 15). Une étude de spectroscopie en ligne du ^{82}Sr présentée dans les références (32) (33) a permis de déterminer les niveaux de ce noyau pair-pair. Le premier niveau 2^+ a une énergie de 573.4 keV d'après ces auteurs. L'attribution de cette raie à la désintégration β^+ de ^{82}Y est donc une certitude. La valeur de Q_{β} a été mesurée sur le spectre d'énergie de positon en coïncidence avec la masse 82 (17). La valeur ainsi obtenue est de $Q_{\beta^+} = 6.67 \pm 0.17$ MeV (fig. 55).

D'où un $Q_{EC} = 7.69 \pm 0.17$ MeV. Le schéma de désintégration que nous proposons pour cette isotope est présenté sur la figure 56.

Cet isotope a aussi été identifié par Hausteijn et al. (44) qui ont mesuré les valeurs de sa période 9.5s et de Q_{EC} de 7.75 ± 0.09 MeV. Ces deux résultats sont tout à fait en accord avec les nôtres.

L'analyse des périodes et du spectre β^+ du composé MO^+ permet d'attribuer au ^{82}Zr une période 2.5 ± 0.1 mn et d'un Q_{EC} par défaut de 4.0 ± 0.5 MeV.

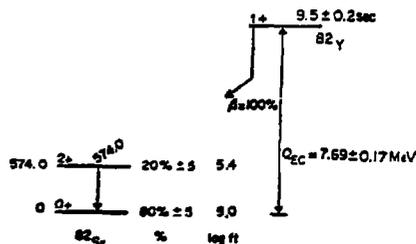


Fig. 56 : Schéma de désintégration de ^{82}Y .

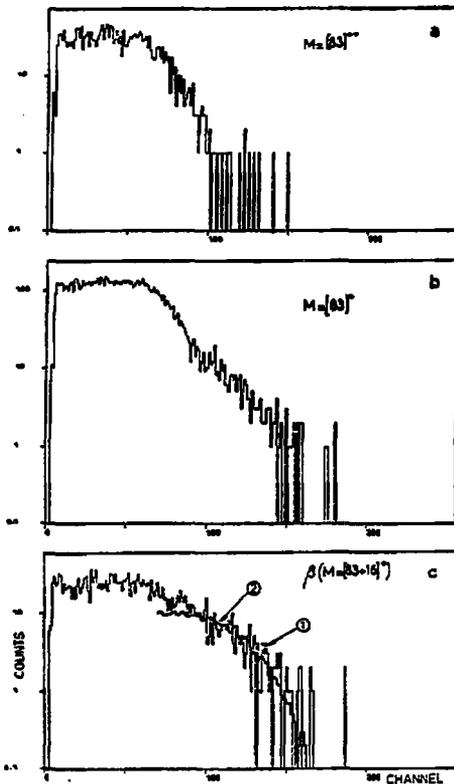


Fig. 57 : Spectre d'énergie de positron en coïncidence avec
 a) le pic de masse 83^{++} ($^{83g}\gamma + ^{83m}\gamma$)
 b) le pic de masse 83^{+} ($^{83g}\gamma + ^{83m}\gamma + ^{83m}\text{Zr}$)
 c) le pic de masse $(83-16)^{+}$ (" " ")
 courbe (1).

La courbe (2) représente le lissage effectué à partir d'un spectre β du ^{81}Y . Le coefficient d'étalement est de 2.73 ($\sigma_0 = 2.164 \text{ a} - 3.006$).

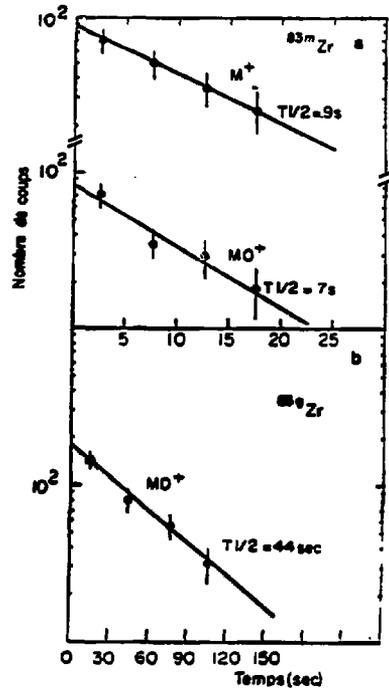


Fig. 58 : Périodes radioactives des ^{83g}Zr et ^{83m}Zr .
 a) ^{83m}Zr
 b) ^{83g}Zr

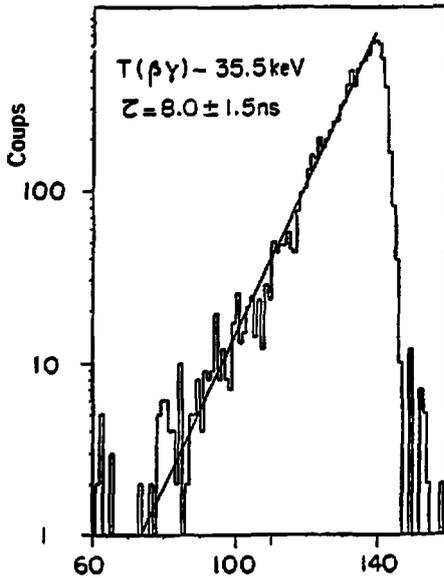
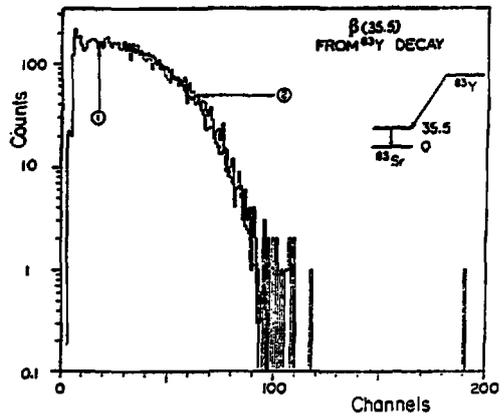


Fig. 59 : Durée de vie du niveau de 35.5 keV du ^{83}Sr .

Fig. 60 : Spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la raie γ de 35.5 keV de ^{83}Sr (courbe 1) lié au spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la raie de 62.3 keV du Cr.. Le facteur d'allongement α est de 2.30 ± 0.03 ($\alpha_0 = 1.39$).



5) $A = 83$ ^{83m}Y (2,9 mn), ^{83g}Y (7,2 mn), ^{83m}Zr (8 s), ^{83g}Zr (44 s)

Le spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la masse 83 indique la présence d'au moins 2 isobares de Q_β différents (figure 57).

Les coïncidences E_β -masse effectuées sur les pics de temps de vol $^{83^{++}}$ et $(83 + 16)^+$ (fig. 13.a et 13.c) permettent d'attribuer le Q_β le plus faible à ^{83}Y , la seconde composante étant due à ^{83}Zr (cf. III/2). On a observé, selon les cycles d'irradiation, deux composantes longues attribuables à ^{83}Y dans la décroissance du pic correspondant à la masse 83. Une de 7,2 mn et une de 2,9 mn. Ces valeurs de période sont en bon accord avec les résultats de la référence (34).

Pour ^{83}Zr , nous obtenons aussi deux périodes distinctes : une de 8 ± 1 s présentée sur la figure 58a et qui a été déduite de la décroissance mesurée sur la partie supérieure au canal 100 des spectres E_β présentés sur les figures 57a et 57c, ce qui correspond à une énergie de positon supérieure à 3,5 MeV. La deuxième période radioactive de 44 s a été obtenue avec un autre cycle de mesure défavorisant les périodes courtes. La même technique que précédemment a été utilisée pour obtenir la décroissance présentée sur la figure 52. Cette période a été extraite du spectre E_β en coïncidence avec le composé MO^* .

a) ^{83g}Y (7.2 mn) et ^{83m}Y (2.9 mn).

Les figures 17 et 18 présentées au chapitre III.2 indiquent que les raies de 35.5 keV et de 454 keV sont attribuables à ^{83}Y . L'analyse des spectres gamma simples et en coïncidence confirme la présence de ^{83g}Y et ^{83m}Y , dont les schémas de niveaux ont été étudiés par M.L. Simpson et al. (34). Les intensités relatives de certaines raies gamma de ^{83g}Y de 7,2 mn sont comparées dans le tableau 22 aux résultats de M.L. Simpson et al. (34) et aux résultats présentés par Lederer et al. (53) ; on voit le bon accord entre ces différentes valeurs.

Tableau 22

Energie keV	Notre travail	Simpson et al. (34)	Lederer et al. (53)
35.5	100	100	100
454.5	15	12.7	12.8
480.9	30	38.8	29.5
558.9	17	16.3	16.3
682.3	33	33.7	32.6
952.0	7.5	9.6	9.6

Nous apportons comme résultat complémentaire à cette étude la durée de vie du niveau à 35.5 keV qui est de 8.0 ± 1.5 ns (figure 59) et son coefficient de conversion interne $\alpha_p/\gamma = 1.46 \pm 0.10$. Cette dernière valeur est identique au coefficient de conversion du niveau à 39.5keV du ^{79}Sr et le même type de transition peut être envisagé.

Nous avons mesuré l'énergie β^+ de la désintégration de ^{83}Y de 7,2 mn par la coïncidence E_β - E_γ avec la raie de 35,5 keV (figure 60). Cette transition gamma intense étant alimentée à moins de 8% par la désexcitation des niveaux d'énergies supérieures de ^{83}Sr , permet de déterminer un Q_β de $3,20 \pm 0,03$ MeV pour la désintégration β^+ aboutissant sur ce niveau de 35.5 keV. Le Q_β de ^{83}Y est donc de $4,26 \pm 0,03$ MeV.

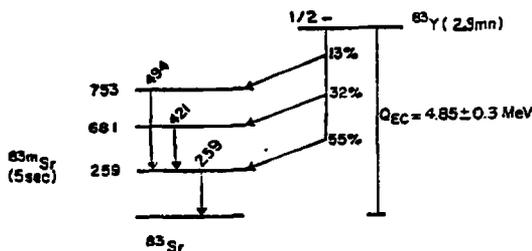


Fig. 61 : Schéma de désintégration de ^{83m}Sr (2,9mn)

L'énergie de transition β^+ de l'isomère de bas spin ($-1/2$) de ^{83}Y (2,8mn) dont le schéma de désintégration est présenté sur la figure 61 a été déduite du spectre E_β en coïncidence avec la masse 83. Sa valeur est de $3,58 \pm 0,20$ MeV pour la transition β^+ aboutissant au niveau de 259 keV du ^{83}Sr .

Ces deux résultats permettent de disposer les deux états isomériques de l'Yttrium comme il est indiqué sur le schéma suivant (fig. 62).

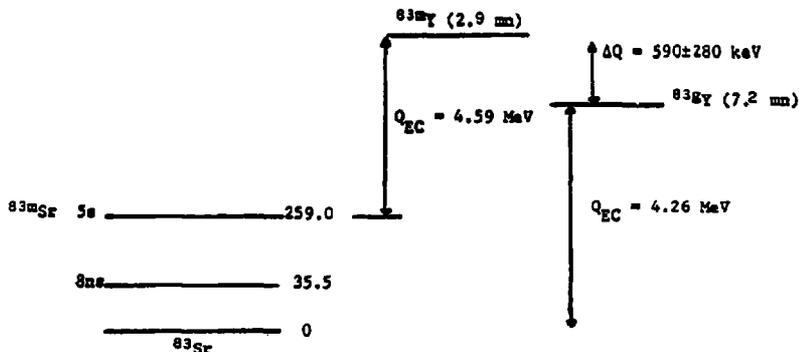


Fig. 62

b) ^{83m}Zr et ^{83m}Zr

Le taux de production de ces deux isomères étant 10 fois plus faible que celui de l' ^{83}Y , il est difficile d'obtenir une coïncidence Masse- E_γ .

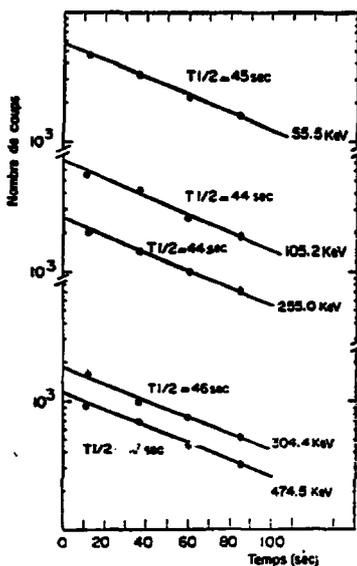


Fig. 63 : Décroissances radioactives des raies gamma attribuées au ^{83}Zr .

L'analyse des périodes radioactives des raies gamma de faible énergie détectées avec le Ge-Int placé sur le spectromètre de temps de vol permet d'attribuer deux raies gamma au ^{83}Zr de période 44 s : une raie de 55,5 keV de 46 s de période et une raie de 105,2 keV de 44 s de période. Sur le dispositif de transfert d'activité par "dérouleur de bande" les périodes radioactives de ces deux raies gamma ont été confirmées, et grâce à la diminution du fond Compton dans la zone d'énergie de 100 à 400 keV trois autres raies gamma de même période ont pu être attribuées au ^{83}Zr .

La figure 53 présente la décroissance de ces cinq raies dont les périodes et les intensités relatives sont rassemblées dans le tableau 23.

Pour les raisons invoquées précédemment (bonne efficacité géométrique et élimination du fond Compton), les résultats concernant les coïncidences $E_\gamma-E_\gamma$ et $E_\gamma-E_X$ ont été obtenus sur le dispositif "dérouleur de bande". Les énergies des raies γ et X mesurées sur le détecteur Ge-Int en coïncidence avec la raie gamma de 304,4 keV (figure 64) permettent de confirmer le numéro atomique $Z = 40$ de cet isotope et l'attribution des raies de 304,4 keV et 55,5 keV à ce Zirconium. D'autres spectres d'énergie γ mesurés sur le détecteur Ge-Li en coïncidence avec les raies de 55,5 keV et de 255,0 keV permettent de confirmer que les cinq raies gamma de période 44 s appartiennent bien au ^{83}Zr (figure 65). De plus, ces coïncidences permettent peut être d'attribuer à cet isotope deux autres raies de 88,8 keV et 448,5 keV.

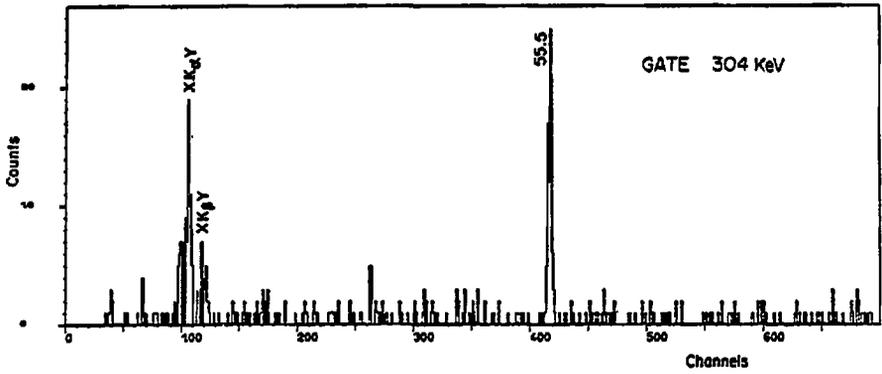


Fig. 64 : Spectre d'énergie X et γ en coïncidence avec la raie de 304.4 keV.

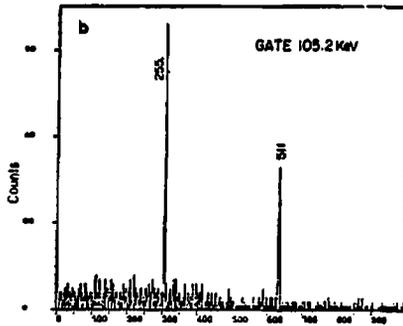
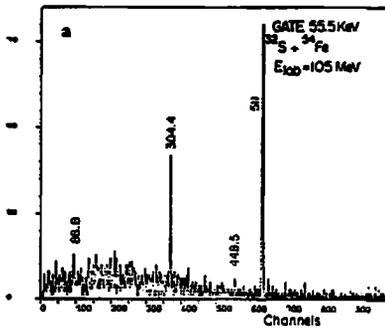


Fig. 65 : Spectre d'énergie γ en coïncidence avec les

- a) 55,5 keV
- b) 105 keV



Les tableaux 24 et 24 bis présentent un résumé des raies en coïncidence, attribuables au ^{83}Zr .

Tableau 23

Energie γ keV	Période radioactive sec	Intensité relative %
55.5	46 ± 3	100
105.2	44 ± 3	76 ± 4
255.0	44 ± 3	24 ± 3
304.4	45 ± 4	19 ± 3
359.9	45 ± 5 sec	9 ± 2
475.0	45 ± 2	18 ± 2

Tableau 24

Fenêtre en énergie sur le détecteur Ge - Int	Energie gamma en coïncidence
55.5	88.8? 304.4 448.5? 511
105.2	255.0 475.0 511
255.0	105.2 511

Tableau 24 bis

Fenêtre en énergie sur le spectre Ge.Li	Energie X et γ en coïncidence	Energie	Coefficient de conversion e_{γ}/e_{β}
105.2	$X_{\text{K}\alpha}(\gamma), 255.0$	55.5	1.90 ± 0.20
255.0	$X_{\text{K}\beta}(\gamma), 105.2$		
304.4	$X_{\text{K}\alpha}(\gamma), 55.2$		

La somme des énergies 55.5 keV et 304.4 keV et celles des énergies 105.2 + 255.0 sont égales à 360.0 ± 0.1 keV. Ces deux cascades de rayonnements gamma sont issues du même niveau. Nous proposons le schéma de niveau de désintégration pour le ^{83}Zr (cf. figure 66) où les raies de 88,8 et 448.5 keV n'ont pas été placées.

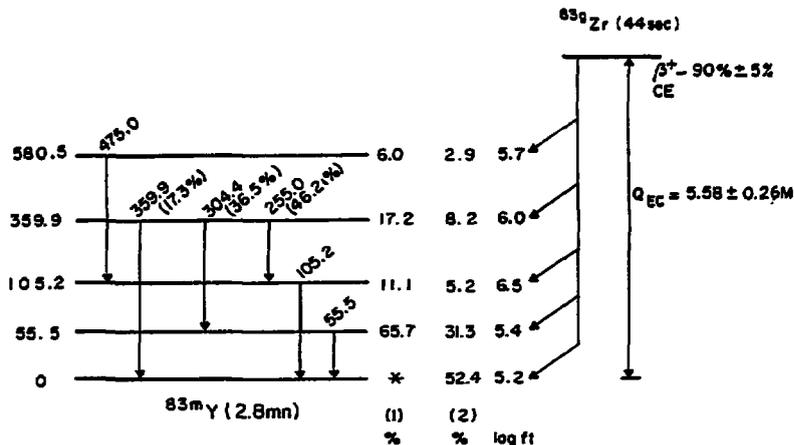


Fig. 66 : Schéma de désintégration du ^{83}Zr .

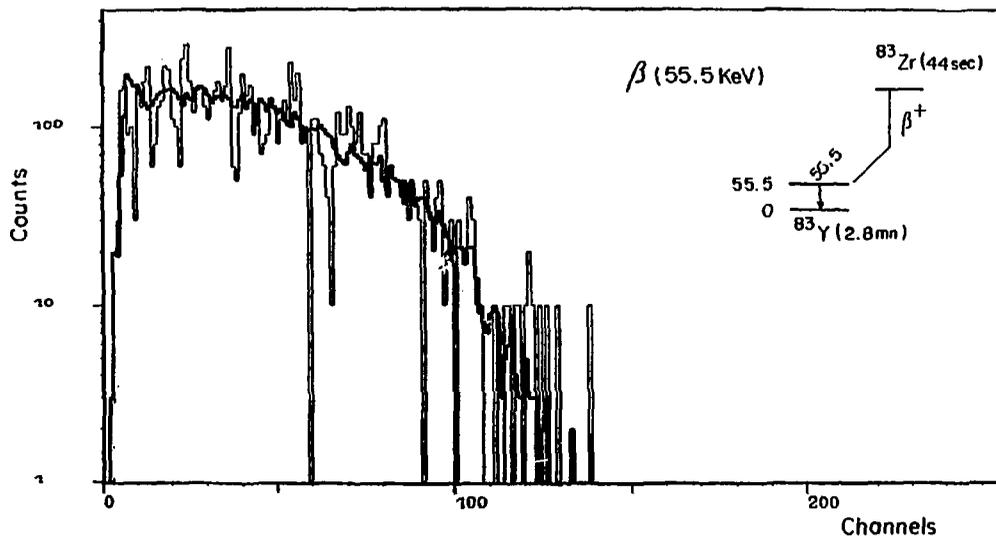


Fig. 67 : Spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la raie de 55.5 keV du ^{83}Zr (courbe 1).
 Le lissage a été effectué à partir du spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la raie de 35.5 keV de ^{83}Y ; le facteur d'allongement α est de 1.41 ± 0.08 ($Q_\beta = 3.20$ e).

Tous les niveaux de ce schéma ont une durée de vie inférieure à 5 ns. Le coefficient de conversion de la raie γ de 55.5 keV conduit à un mélange des deux types de transition M_1 et E_2 .

L'énergie de désintégration β^+ de cet isotope a été obtenue par l'analyse du spectre β^+ en coïncidence avec la raie de 55.5 keV qui est issue du niveau le plus alimenté par la désintégration β^+ . La valeur de Q_{β} déduite de l'analyse du spectre présenté sur la figure 67 est de 4.51 ± 0.26 MeV.

Tableau 25

E_{γ}	% Absolues notre travail	% AB [71]
55.5	16 ± 3	
105.2	12 ± 3	
255.0	4	10%
304.4	3	7
475.0	3	9

avons aussi observé. De plus, l'étude de filiation effectuée dans cette référence [71] a permis de déterminer des pourcentages d'alimentation absolue qui sont comparés aux nôtres dans le tableau 25.

Une identification de l'isomère du ^{83}Zr de 44 s avait été faite par Von Kaba et al. [71]. La même réaction nucléaire $^{54}\text{Fe}(^{32}\text{S}, 2\text{pn})^{83}\text{Zr}$, avait été employée. La technique d'identification par séparation chimique et étude de filiation radioactive a donné des résultats comparables aux nôtres puisque ces auteurs trouvent une période de 42s et les raies γ caractéristiques suivantes 106, 117, 256, 303, 475, 791, 1525. Les raies de 117 keV et 791 keV n'ont pas été observées au cours de nos expériences et la raie 1525 keV a été attribuée (mesure de périodes, Q_{β} , $T_{\beta\gamma}$) au ^{83}mZr . Cette étude a montré que seul $^{83\text{m}}\text{Zr}$ de 2.8 mn était alimenté par filiation radioactive, ce que nous

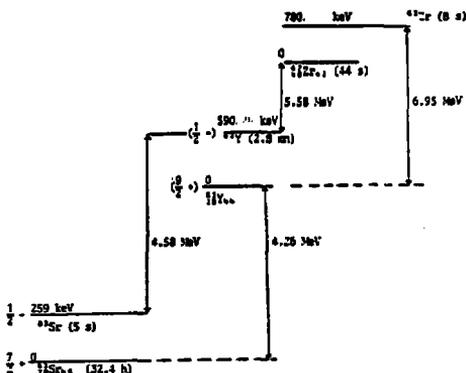


Fig. 68

Aucun rayonnement gamma n'a pu être attribué au $^{83\text{m}}\text{Zr}$ de 8s. Son énergie de désintégration β^+ a été déterminée sur le spectre β^+ en coïncidence avec la masse 83 en supposant que la transition β^+ est de type "fondamental-fondamental", sa valeur est de $Q_{\beta} = 6.95 \pm 0.30$ MeV. Le lissage par la méthode du facteur d'allongement est présenté sur la figure 57.

Cette chaîne isobarique 83 est très complexe, chaque noyau ayant deux états isomériques. Le schéma de désintégration de $^{83\text{m}}\text{Zr}$, $^{83\text{m}}\text{Y}$, ^{83}Zr et le fait que le ^{83}Zr (44 s) alimente un seul des deux isomères de l'Yttrium, celui de bas spin, nous amène à proposer la position en énergie suivante de ces isobares (figure 68).

6) $A = 84$ $^{84\text{g}}\text{Y}$ (4.6s), ^{84}Zr (3.7 mn)

Par la réaction nucléaire $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe} \rightarrow ^{86}\text{Mo}$, les seuls isotopes de masse 84 qui peuvent être produits sont ^{84}Mo , $^{84\text{m}}\text{Nb}$, et ^{84}Zr . Le schéma de niveau du ^{84}Zr a été étudié par G. Korschineck et al. [76]. Ils ont identifié

le $^{84\text{m}}\text{Nb}$ de 14 s par la transition ($2^+ \rightarrow 0^+$) de 540 keV du ^{84}Zr . Au cours de nos expériences cette raie de 540 keV n'a pas été observée, pas plus que la période de 14 secondes pour la masse 84. Par contre, une raie de 793 keV attribuable à la désintégration de l' $^{84\text{g}}\text{Y}$ est présente sur le spectre γ et sa période est identique à celle de la masse 84 de 3.7 ± 0.5 mn. Le spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec les masses $^{84+}$, $(^{84+16})^+$ et $(^{84+34})^+$ montre l'existence de deux isobares qui comme précédemment pour la masse 83 sont attribuables à l'Yttrium et au Zirconium (figure 69).

L' $^{84\text{g}}\text{Y}$ présente deux isomères, l'un de 39 mn de période étudié par T.A. Doron et M. Blann [73] et l'autre de 4.6 s analysé par R. Iafigliola et J.K.P. Lee [85]. Seul l'isomère de 4.6 s est détecté, et il provient de l'accumulation du ^{84}Zr de période de 3.7mn.

Cet Yttrium a un schéma simple puisqu'il alimente le niveau fondamental (0^+) et celui à 793keV (2^+) du ^{84}Sr .

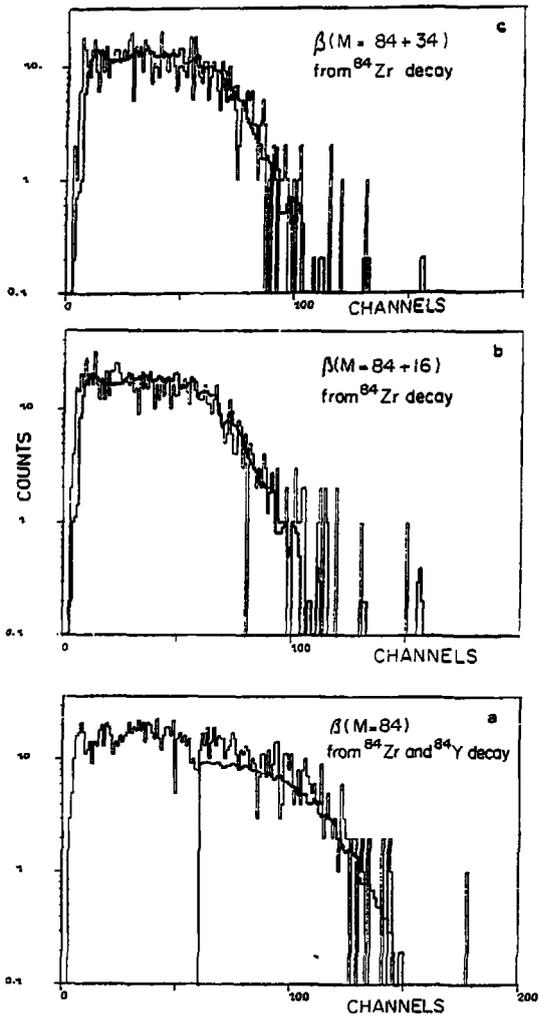


Fig. 69 : Spectres d'énergie β^+ en coïncidence avec les masses :
 a) ^{84}Zr - ^{84}Y - ^{84}Zr
 b) ^{84}Zr - ^{84}Zr
 c) ^{84}Zr - ^{84}Zr

Les spectres en traits épais sont les lissages obtenus avec la méthode du facteur d'allongement développé dans la référence [17] à partir du spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la masse Si le facteur d'allongement est de 1.64 ± 0.08 ($Q_\beta = 2.184 \pm 0.006$)

Nous avons déterminé son énergie de désintégration β^+ par la coïncidence entre le spectre d'énergie des β^+ et la raie gamma de 793 keV. La valeur ainsi obtenue est de 4.72 ± 0.16 MeV soit $Q_{\beta^+} = 6.53 \pm 0.16$ MeV.

Le spectre de Q_{β} en coïncidence avec la masse 84 et correspondant à ^{84}Y a été analysé, suivant une remarque de la référence [17], en considérant ce spectre comme la somme de deux composantes, une alimentant le niveau fondamental et l'autre le niveau à 793 keV du ^{84}Sr . Les valeurs de Q_{β} mesurées sont respectivement 5.53 MeV et 4.74 MeV et les pourcentages d'alimentation de ces deux niveaux $70 \pm 10\%$ et $30 \pm 10\%$. Ces valeurs sont tout à fait en accord avec celles de la référence [85].

L'yttrium de 39 mn qui n'a pas été produit au cours de cette réaction nucléaire a une énergie de transition β^+ soit de 6.3 MeV [86] ce qui place cet isomère 230 keV au-dessous de ^{84}Y de 4.6, soit de 6.95 MeV [87]. Des expériences complémentaires de mesures de Q_{β} sont en cours actuellement pour vérifier la place des deux isomères.

Aucune autre raie gamma n'a été attribuée à cette masse 84, et il est logique de penser que la désintégration β^+ du $^{84}\text{Zr}_{44}$ qui est un noyau pair-pair alimente à 100% le niveau 1^+ de ^{84}Y . Le Q_{β} déduit de l'analyse des spectres β^+ en coïncidence avec $M0^+$ et $M+34$ est de 3.54 ± 0.17 MeV, ce qui donne un Q_{β^+} de 4.56 ± 0.17 MeV. Nous proposons donc la disposition suivante des différents isotopes. ^{84}Y et ^{84}Zr (figure 70).

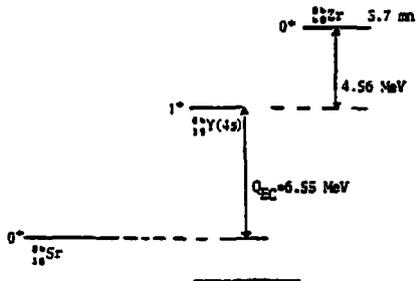


Figure 70

A partir de la masse 85, la production et l'étude de ces isotopes ont été entreprises en majorité avec la réaction nucléaire $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$. La figure 71 présente, pour ce système, un spectre de masse obtenu avec un faisceau de ^{32}S de 123 MeV d'énergie. La zone de masse couverte par ce système s'étend de 81 à 88 et permet un recouvrement avec la réaction $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$ qui a été utilisée pour confirmer certaines attributions, la différence entre les deux noyaux concernés étant seulement une particule alpha. Les figures 72 et 73 présentent deux "spectres directs" γ et γ -X à la même énergie incidente de ^{32}S .

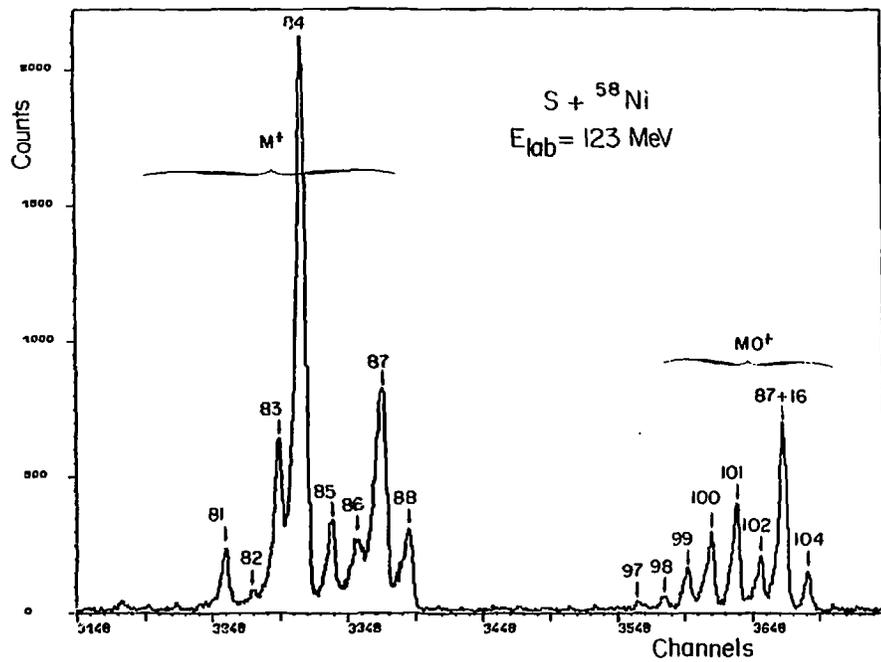


Fig. 71 : Spectre de masses des isotopes produits au cours de la réaction nucléaire ${}^{32}\text{S} + {}^{58}\text{Ni}$ à 123 MeV.

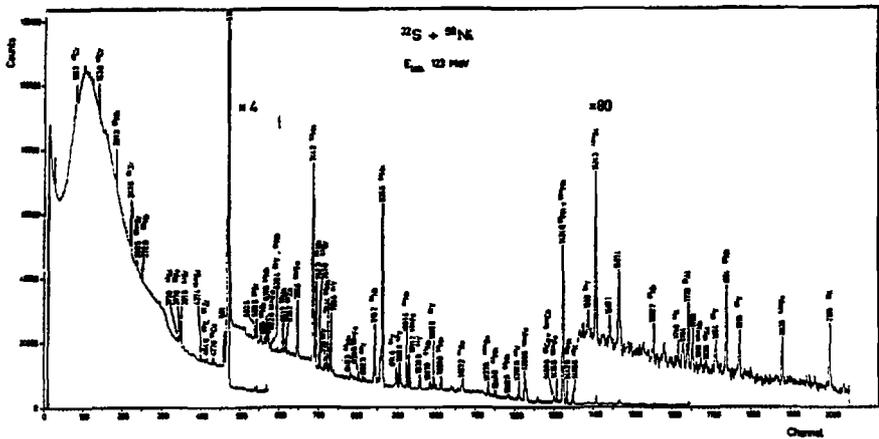


Fig. 72 : Spectre d'énergie gamma caractéristique de la réaction $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ obtenu auprès du spectromètre de masse.

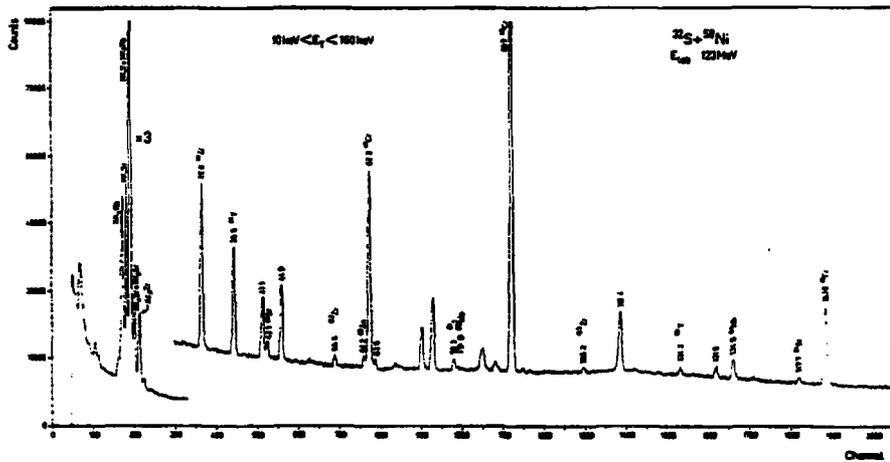
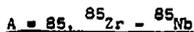


Fig. 73 : Spectre d'énergie γ et x caractéristique de la réaction $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ à 123 MeV.



Pour cette masse, nous avons trouvé deux périodes radioactives : la première de 6.40 ± 0.20 mn (figure 19) a été attribuée au ${}^{85}Zr$, le rapport entre le pic correspondant à la masse et le composé oxygéné MO^+ étant de 1 (cf paragraphe III.3). Cette période radioactive est en accord avec la valeur de 7.9 ± 0.1 mn de R. Iafigliola et al. [74], et nous avons retrouvé les rayonnements caractéristiques de cet isotope, en particulier les raies 416.4 keV et 454.3 keV, qui sont les plus intenses [74].

La deuxième décroissance radioactive de 2.3 ± 0.3 mn qui a été observée avec la réaction ${}^{32}S + {}^{58}Ni$ à faible énergie d'excitation ($E_{Lab}=105$ MeV) a été attribuée au ${}^{85}Nb$. Aucune raie gamma n'a pu être associée actuellement à cet isotope.

Nous avons déterminé l'énergie de la désintégration β^+ du ${}^{85}Zr$ en analysant le spectre β^+ en coïncidence avec la masse 85. Le schéma de désintégration de cet isotope étant bien connu [74], nous avons appliqué la remarque du paragraphe III.3.2.a où est présentée l'analyse d'un spectre β^+ correspondant à l'alimentation β^+ de différents niveaux du noyau fils. Dans ce cas, le spectre peut être considéré comme la somme de composantes correspondant chacune à une alimentation d'un niveau se trouvant à l'énergie $E_{\gamma 1}$ au-dessus du "fondamental" du noyau

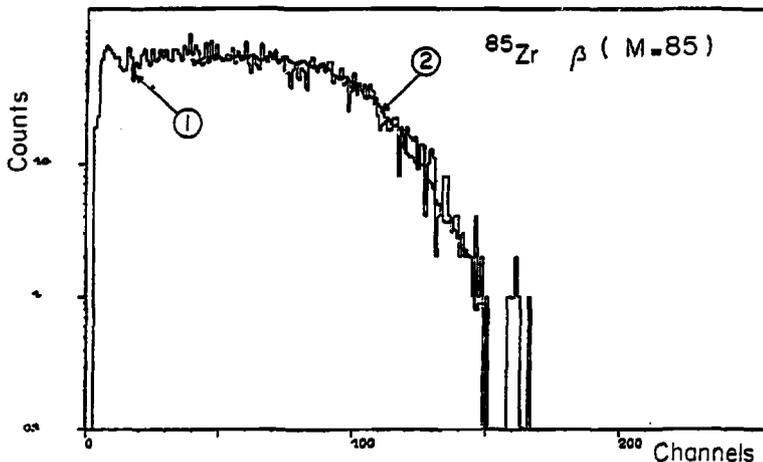


Fig. 74 : Spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la masse 85 lissé à partir du spectre de ${}^{58}Ni$ (voir texte).

fil. Dans le cas du ${}^{85}Zr$, nous avons considéré une alimentation absolue de 25% pour le niveau fondamental de ${}^{85}Y$, de 18% pour le niveau à 416 keV, de 38% pour le niveau à 454 keV et de 6,3% pour le niveau à 1198 keV ; ces valeurs sont tirées de la référence [74]. Le Q_{β} que nous avons ainsi déduit est de 5.52 ± 0.10 MeV, et le Q_{EC} est égal à 6.54 ± 0.10 MeV. La figure 74 présente le résultat de cette analyse.

Dans le cas du ${}^{85}Zr$ ainsi que pour le ${}^{84}Zr$, un doute subsiste car aucune vérification de l'attribution de ces spectres β^+ à ces isotopes n'a pu être corroboré par l'analyse de coïncidence $E_{\beta}-E_{\gamma}$ et une possibilité de pollution par un composé de type MO^+ , MOH^+ subsiste (p.49).

A = 86, ⁸⁶Nb

La décroissance radioactive mesurée sur les masses 86, 86 + 16 et 86 + 32 est de 96 ± 12 sec. et le rapport entre la masse 86 et 86 + 16 de l'ordre 2 permet de supposer (voir paragraphe III.2) que l'isotope considéré est un Niobium. Le schéma de niveau du ⁸⁶Zr était connu grâce à des études récentes de "spectroscopie sur faisceau" [76] [88] [89], et nous avons trouvé trois raies importantes de 752.3 keV, 915.2 keV et 1003.6 keV correspondant respectivement aux désexcitations des niveaux $2^+ \rightarrow 0^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$, et $6^+ \rightarrow 4^+$ du ⁸⁶Zr ; leur période radioactive de 85 ± 5 sec (cf figure 75) est en parfait accord avec celle obtenue par l'étude du spectre de temps de vol. I. Votsilka et al. [75] avaient déjà proposé l'attribution des raies γ de 752 keV et 1003 keV au ⁸⁶Nb avec une période de 1.4 min, la raie γ de 914 étant attribuée par ces auteurs au ⁸⁷Nb de 2.8 mn, G. Korschinek et al. [76], à la suite de leur "étude spectroscopique sur faisceau", ont mesuré une activité résiduelle de 81 ± 12 sec sur la raie γ de 752 keV et de 69 ± 20 sec sur la raie γ de 914 keV qu'ils ont attribuée au ⁸⁶Nb, mais ces décroissances n'avaient été obtenues qu'avec deux points. En plus des trois désexcitations gamma précédentes, il est possible d'attribuer à la désintégration du ⁸⁶Nb une autre raie de 628.4 keV de faible intensité, la contribution de l'⁸⁶Y de période longue (14.7 h) étant supprimée par des conditions de cycle "d'irradiation-mesure" courtes.

Tableau 26

E γ keV	présent travail		[75]		[76]	
	Intensité Relative %	T $_{1/2}$ (sec)	Intensité Relative %	T $_{1/2}$ sec	Intensité Relative %	T $_{1/2}$ sec
628.420.2	< 5	-	6 \pm 2	90 \pm 30		
752.320.1	100	8525	100	81 \pm 20	100	84 \pm 12
915.240.1	78 \pm 4	8625	49 \pm 4	69 \pm 22		
1003.620.1	37 \pm 3	9025	32 \pm 3	79 \pm 18	47	20 \pm 36

Les intensités relatives de ces énergies gamma et leurs périodes sont rassemblées et comparées aux résultats des références [75] et [76] dans le tableau 26.

Tableau 27

coïncidences	O_{β} (MeV) ($\pm 10\%$)
masse 86 + 16	4.18 \pm 0.17 [70] 2.50 \pm 0.23 [30]
752.3	4.05 \pm 0.20 [56] 2.52 \pm 0.16 [45]
915.2	3.87 \pm 0.20 [55] 2.55 \pm 0.16 [45]
1003.6	4.03 \pm 0.22 \approx 2.50

L'analyse des spectres d'énergie bêta en coïncidence, soit avec le pic de masses 86, soit avec les énergies gamma de 752.3, 915.2 et 1003.6 keV, donne des résultats semblables qui sont rassemblés dans le tableau 27.

Dans tous ces spectres, il existe deux composantes dont les énergies maximum sont différentes de 1.5 MeV, la figure 76 présente une de ces décompositions pour la raie gamma de 752 keV.

Ces résultats permettent de supposer que la désintégration β^+ du ⁸⁶Nb alimente, en majorité, deux niveaux du ⁸⁶Zr le niveau (6+) à 2671keV, et un autre niveau situé

1530 keV au-dessus celui-ci. La confirmation de cette hypothèse et la détermination des rayonnements gamma provenant de ce niveau nécessite des coïncidences γ - γ avec des énergies gamma supérieures à 500 keV, ce qui n'a pas pu être réalisé au cours de ces expériences.

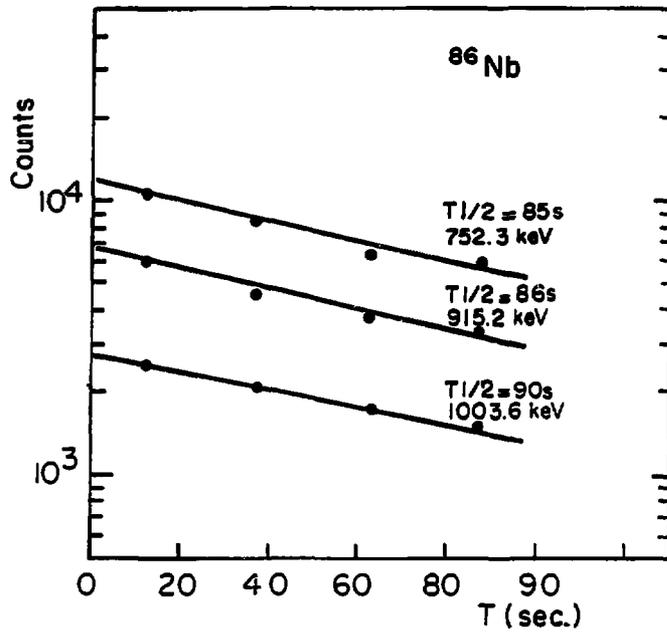


Fig. 75 : Décroissances radioactives des raies gamma du ⁸⁶Nb de 752.3 keV, 915.2 keV et 1003.6 keV.

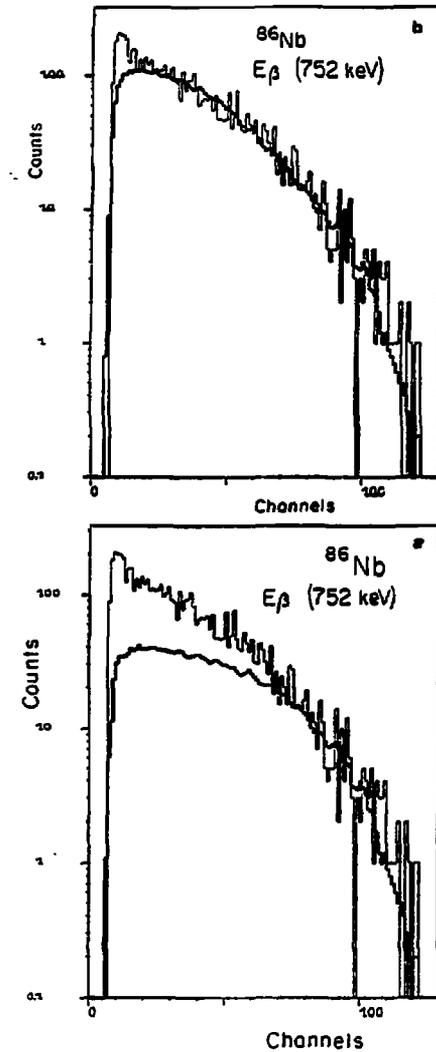


Fig. 78 : Analyse du spectre d'énergie β^+ en coincidence avec le raie γ de 752 keV.
 a) lissage de la composante dont le Q_{β} est de 4.05 ± 0.20 MeV
 b) lissage de tout le spectre d'énergie β^+ avec deux composantes, l'une de 4.05 MeV à 55% et l'autre de 2.52 MeV à 45%.

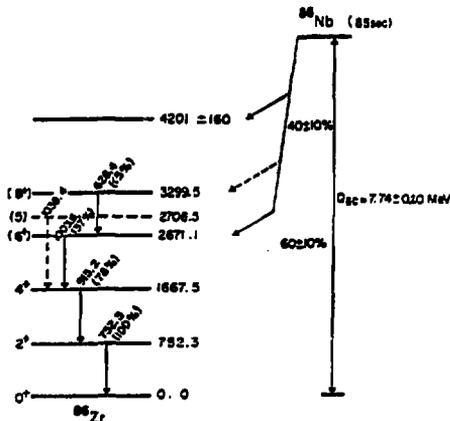


Fig. 77 : Schéma de désintégration du ^{86}Nb .
Les spins des différents niveaux
sont tirés de la référence [76]

L'analyse des schémas de niveau du ^{86}Nb proposée dans les différentes références [76], [88], [89] ne permet pas d'affirmer l'existence du niveau à 4.20 MeV. Le schéma de désintégration partiel du ^{86}Nb qui est donc proposé est présenté sur la figure 77.

$A = 87$ ^{87}Nb

La désintégration de cet isotope a été très étudiée depuis l'identification par T.A. DORON et M. BLANN [73] des 3 premières raies γ caractéristiques, comme l'indiquent les références [75] [76] [77] qui sont récentes. De plus, des études de spectroscopie en ligne du ^{87}Zr ont été effectuées par J.E. KITCHING et al. [89], G. KORSCHINEK et al. [76] et S.E. ARNELL et al. [90], ce qui permet d'avoir de bonnes bases pour établir le schéma de désintégration du ^{87}Nb . Nos résultats concernant la

désintégration de cet isotope sont en accord avec ceux déjà obtenus ; en effet, la période de la masse 87 est de 3.35 ± 0.06 mn, c'est-à-dire, intermédiaire entre les deux périodes 2.8 mn et 3.8 mn des deux isomères du ^{87}Nb qui ont été identifiés par R.TURCOTTE et al. [77] et I. VOTSILKA et al. [75], et qui ont été déduites de l'analyse des énergies gamma caractéristiques de ces isomères dont les intensités relatives sont présentées dans le tableau 28. Les intensités relatives obtenues à partir des spectres de coïncidences β - γ permettant de s'affranchir de l'isomère de 3.8 mn qui alimente l'état isomérique de 14 sec du ^{87}Zr [77] correspondent au ^{87}Nb de 2.7mn.

Les coïncidences γ - γ confirment l'existence de l'état isomérique de 336 keV du ^{87}Zr car, en coïncidence avec la raie gamma de 134.8 keV, il n'y a que l'énergie γ de 201.0 keV et aucune information correspondant à l'annihilation de positon. Par contre, en prenant une fenêtre sur l'énergie γ de 201.0 keV, nous trouvons en coïncidence les raies gamma de 134.8 keV, 511.0 keV, 601.0, 616.8 et 1067.0. Ce spectre de coïncidence et l'analyse des sommes des énergies gamma est en désaccord avec les schémas de désintégration proposés par I. VOTSILKA et al. [75], et le schéma de niveau du ^{87}Zr de KITCHING et al. [88], par contre, il confirme celui de G.KORSCHINEK et al. [76] (cf figure 78).

L'analyse des spectres d'énergie β^+ en coïncidence avec les raies γ de 201.0 keV et de 616 keV a permis d'obtenir la valeur Q_{β^+} de la désintégration du ^{87}Nb (2.8 mn) et apporte une confirmation du schéma de désintégration proposé sur la figure 78, en particulier en ce qui concerne la cascade 1067 keV - 617 keV - 201 keV. En effet, le spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la raie de 201 keV présenté sur la figure 79 se compose de deux alimentations dont les Q_{β^+} sont respectivement de 3.99 ± 0.18 MeV ($35 \pm 5\%$) et 2.22 ± 0.16 MeV ($65 \pm 5\%$). Par contre, le spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la raie de 617 keV n'a qu'une seule composante de 2.25 ± 0.13 MeV. Avec le schéma de niveau proposé, nous obtenons donc :

$$\begin{aligned} E_{\beta^+}(201 \text{ keV}) & 1 - 0.201 + 3.99 + 1.022 = 5.22 - 0.18 \text{ MeV} \\ (201 \text{ keV}) & 2 - 0.201 + 0.617 + 1.067 + 2.22 + 1.022 = 5.13 \pm 0.16 \text{ MeV} \\ (616 \text{ keV}) & 3 - 0.201 + 0.617 + 1.067 + 2.25 + 1.022 = 5.16 \pm 0.13 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Le spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la raie gamma de 470 keV donne un Q_{β^+} moyen de 3.10 ± 0.10 MeV qui indiquerait que cette raie γ pourrait ne pas alimenter l'état fondamental, mais le niveau à 336 keV (^{87m}Zr) ou être alimenté par un niveau supérieur.

Tableau 28

E _γ keV	présent travail	réf. [76]
	Intensité Relative (%) $^{87}\text{Nb} + ^{87m}\text{Nb}$ $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ E _{Lab} = 123 MeV	Intensités Relatives (%) $^{87}\text{Nb} + ^{87m}\text{Nb}$ $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ E _{Lab} = 120 MeV
134.8	14.5 ± 4.0	17 ± 1
201.0	100.0	100 ±
470.8	31.0 ± 5.0	33 ± 1
600.0	6.6 ± 2.0	4 ± 1
617.0	14.6 ± 3.0	12 ± 1
801.0	3.5 ± 1.5	4 ± 1
1067.0	9.3 ± 1.0	10 ± 1
1083.0	3.1 ± 1.0	3 ± 1
1682.7	6.6 ± 2.0	2 ± 1
1884.0	15.0 ± 3.0	12 ± 2

E _γ keV	présent travail	[75]	présent travail	[75]	[77]
	Intensités Relatives % ^{87}Nb (2.8mn) coIncidence β-γ	Intensités Relatives (%) ^{87}Nb (2.8 mn)	Intensité relative ^{87m}Nb (3.8 mn)		
134.8	-	-	29%	28	27
201.0	100	100	100	100	100
470.8	60 ± 5	74.0 ± 4.4			
600.0	12 ± 2	8.6 ± 1.3			
617.0	29 ± 3	32.7 ± 2.6			
801.0	4 ± 1	4.0 ± 1.2			
1067.0	20 ± 14	3.7 ± 3.7			
1083.0	12 ± 2				
1682.7	14 ± 3	15.3 ± 1.5			
1884.0	33 ± 3	34.8 ± 2.8			

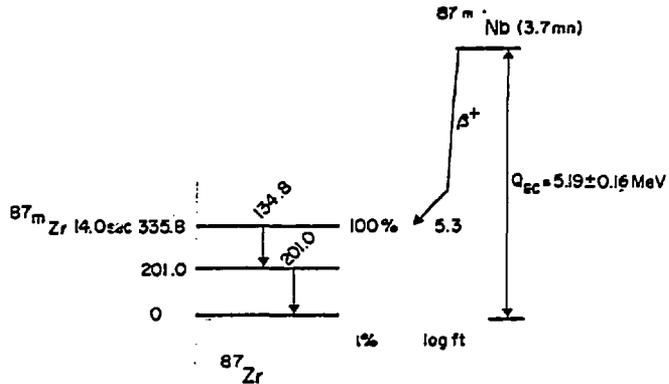
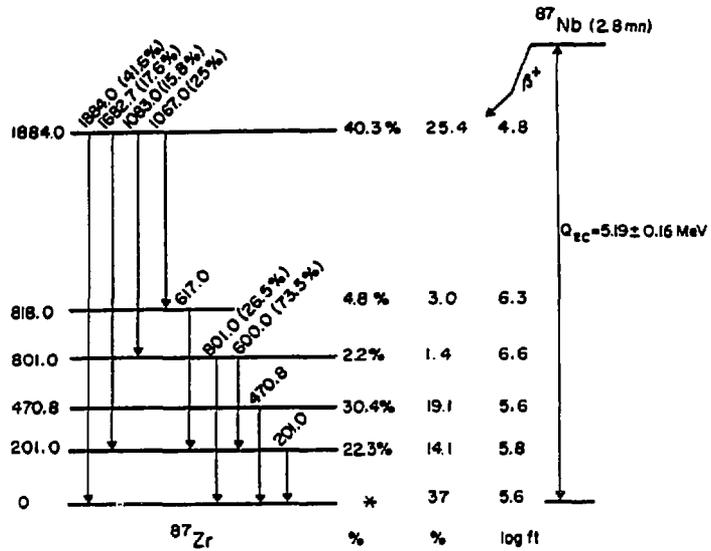


Fig. 78 : Schéma de désintégration du ^{87}Nb et ^{87m}Nb .

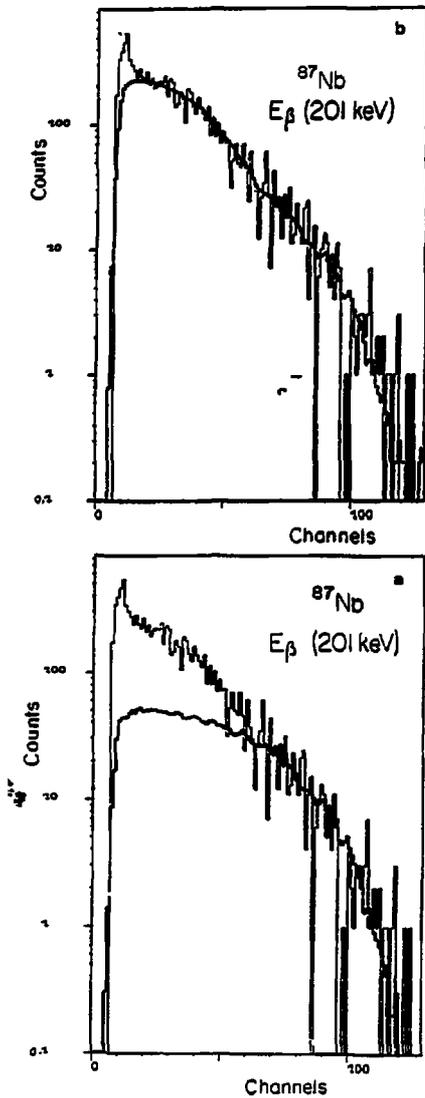


Fig. 79 : Analyse du spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la raie γ de 201.0 keV du ^{87}Nb .

- a) lissage de la composante dont le Q_β est égal à 3.99 MeV
- b) lissage complet du spectre de Q_β avec deux composantes l'une de 3.99 MeV à 35% et l'autre de 2.22 MeV à 65%.

Une analyse du spectre d'énergie X en coïncidence avec les rayonnements gamma permet de montrer que la raie de 134,8 keV est fortement convertie et que son coefficient de conversion, calculé avec la méthode indiquée au moment de l'exposé des résultats concernant le ^{79}Sr , est de $1,97 \pm 0,21$. La comparaison de ce résultat avec les calculs théoriques de R.S. Hager et al. [83] permet de penser que cette transition est de type E3, la valeur calculée étant de 2,52 dans ce cas. Ce coefficient de conversion est compatible avec les rapports des intensités relatives du 201 keV et 134,8 keV dus à l'alimentation du ^{87}Nb (3,8mn), et, de plus, ce type de transition est tout à fait en accord avec la période de 14 sec du niveau à 327 keV du ^{87}Zr .

$A = 88$ ^{88}Mo

La masse 88 présentée sur les spectres de temps de vol obtenue au cours des réactions $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ (cf figure 71) est composée d'une partie attribuable au composé $^{87}\text{Nb} + \text{H}$, dont la période et le spectre d'énergie γ étaient comparables à ceux de la masse 87, et d'une deuxième composante, beaucoup plus faible, dont la période radioactive de 8 mn peut être attribuée au

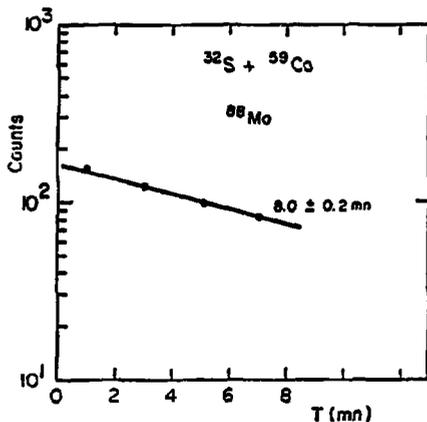


Fig. 80 : Période radioactive de la masse 88 (^{88}Mo) produit au cours de la réaction $^{32}\text{S} + ^{59}\text{Co}$.

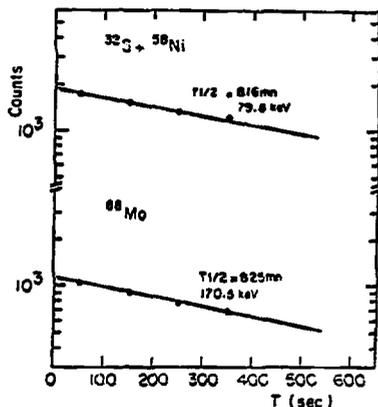


Fig. 81 : Décroissances radioactives des raies γ de 79,8 et 170,5 keV attribuées au ^{88}Mo .

^{88}Mo qui correspond à la réaction $^{58}\text{Ni} (^{32}\text{S}, 2n) ^{88}\text{Mo}$. Cet isotope apparaît à faible énergie de bombardement (105 MeV). La période radioactive de $8,0 \pm 0,2$ mn présentée sur la figure 80 a été obtenue avec la réaction $^{32}\text{S} + ^{59}\text{Co}$ à 123 MeV. A cette énergie, la formation de ^{87}Nb et donc $^{87}\text{Nb} + \text{H}$ est faible. Dans les spectres d'énergie gamma, nous avons trouvé deux raies gamma de 79,8 keV et 170,5 keV dont les périodes sont respectivement de $8,1 \pm 0,3$ mn et $8,2 \pm 0,3$ mn (cf. figure 81). Ces raies peuvent donc être attribuées à la masse 88. Le spectre d'énergie γ et en coïncidence avec la raie de 79,8 keV présenté sur la figure 82 permet d'attribuer à cet isotope une nouvelle raie de 90,7 keV et les raies α du Nb qui apporte la confirmation de la formation du ^{88}Mo . Le taux de coïncidences γ - γ entre ces deux raies et le pic d'annihilation est faible, ce qui laisse supposer, ou bien l'existence d'un niveau isomérique de durée de vie longue, ou bien un faible pourcentage

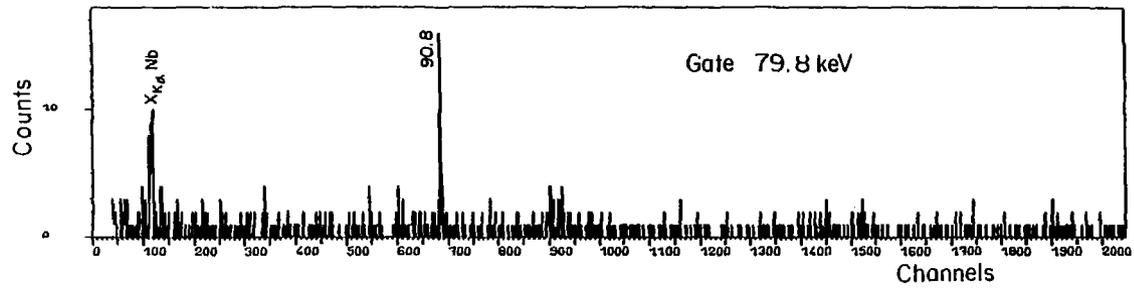


Fig. 82 : Spectre d'énergie γ et x en coïncidence avec la raie γ de 79.8 keV

de désintégration β^+ . L'activité n'était pas suffisante pour mesurer la durée de vie des niveaux du ^{88}Nb dont il est présenté sur la figure 83 une ébauche de schéma basée sur le fait

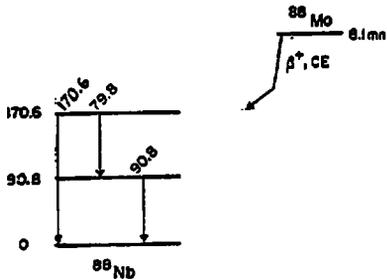


Fig. 83 : Schéma de désintégration du ^{88}Mo .

que l'énergie de 170.5 keV correspond à la somme des deux raies γ de 90.7 keV et 79.8 keV qui sont elles-mêmes en coïncidences.

Les intensités relatives des deux raies γ 79.8 et 170.5 keV sont respectivement 66/100.

La raie γ de 90.7 keV est fortement convertie et son coefficient de conversion peut être estimé à 1.7, ce qui pourrait correspondre à une transition de type E_2 si nous nous référons aux tables de R.S. HAGER et al. [83].

Je signale que T.A. DORON et M. BLANN [73] avaient proposé d'attribuer 3 raies gammas de 80keV, 130 keV et 170 keV avec une période de 8 mn au ^{88}Mo . La raie de 130 keV n'a pas été trouvée avec une période de 8 mn.

V - ANALYSE DES DÉFAUTS DE MASSE, DÉFORMATIONS NUCLEAIRES

Le but de cette étude était la détermination des défauts de masses (M-A) (où M représente la masse du noyau et A son nombre de masse) de noyaux dans la région $N \sim Z \sim 40$. Nos expériences nous ont permis de déterminer les énergies de désintégration, c'est-à-dire la différence de masse entre le noyau initial qui se désintègre et le noyau fils, ce qui s'exprime par la relation :

$$Q_{EC} = M(N, Z) - M(N+1, Z-1).$$

Par désintégration β^+ , il est possible, de proche en proche, en déterminant à chaque étape le Q_{EC} , d'aboutir à des noyaux dont la masse a été mesurée directement par spectrométrie de masse, ce qui est le cas des noyaux stables et de certains isotopes radioactifs comme les isotopes légers de ^{87}Rb mesuré par M. Epherre et al. [91]. Nous avons déterminé par cette méthode les défauts de masse présentés dans le tableau 29, à partir des Q_{EC} que nous avons mesurés expérimentalement et qui sont présentés dans le tableau 30. Dans ces tableaux, nous avons ajouté les valeurs de défaut de masse et de Q_{EC} de ^{80}Y mesurées par P. Hausteijn et al. [44] et que nos résultats viennent de confirmer récemment [92]. Pour les deux isotopes ^{80}Y et ^{88}Nb , la masse et le Q_{EC} des noyaux fils, respectivement ^{80}Sr et ^{88}Zr , ne sont pas connus, et nous avons pris pour calculer l'excès de masse de ces éléments les prédictions des tables de masses de la référence [93].

Dans ces tableaux, nous avons présenté les prédictions de différentes tables de masses rassemblées dans la référence [94]. On peut séparer ces calculs de masses en trois groupes.

- Le premier comprend les formules construites à partir du modèle de la goutte liquide. Ce sont les tables de W.D. Myers; H.V. Groote, E.R. Hilf et K. Takahashi; P.A. Seeger et W.M. Howard.

- Le second basé sur le modèle à particules indépendantes est illustré par la table de masse de S. Liran et N. Zeldes.

- Le troisième comprend les calculs de masse nucléaire basés sur les relations de Garvey et Kelson, établies sur des noyaux voisins. Ce sont les tables de J. Jänecke; J. E. Comay et I. Kelson; J. Jänecke et B.P. Eynon.

Nous allons rappeler et résumer les idées générales présidant à ces trois catégories, en insistant sur le modèle de la goutte liquide.

V.1. Modèle de la goutte liquide

Comme son nom l'indique, ce modèle considère la matière nucléaire comme une goutte liquide et, à la base de ces formules, se trouve la relation de Bethe et Weizsäcker enrichie d'un certain nombre de termes correctifs pour tenir compte des caractéristiques nucléaires. On peut considérer que l'énergie de liaison du noyau est la somme de six termes. Le premier est l'énergie de volume qui est proportionnelle au nombre de nucléons A se trouvant dans le noyau, ceci est directement lié à l'hypothèse de la goutte liquide. Mais comme le noyau est de dimension finie, il faut tenir compte des nucléons se trouvant à la périphérie et qui sont moins liés que ceux du coeur. On introduit ainsi une correction d'énergie de surface qui, si on assimile le noyau à une sphère, doit être proportionnelle à $-A^{2/3}$. La présence de Z protons nécessite l'introduction de l'interaction coulombienne répulsive qui dans le cas d'une sphère homogène a pour expression $-\frac{3}{8} \frac{Z(Z-1)}{A}$ e², les trois termes suivants introduisent les caractéristiques nucléaires. L'énergie d'asymétrie permet de tenir compte de deux aspects liés au principe de Pauli. En effet, si l'on considère le système nucléaire comme deux gaz de Fermi dégénérés, un gaz de Z protons et de N neutrons enfermés dans le même volume, le remplissage des états quantiques conduit à une énergie de liaison maximum pour N = Z. Nous retrouvons ainsi la ligne de stabilité proche de N = Z. Cette "stabilité" à N = Z peut être renforcée par le fait que les interactions fortes à deux corps neutron-neutron, proton-proton, neutron-proton ne sont identiques que pour certains états permis par le principe de Pauli, et en supposant que l'interaction n-p est la plus liante, il est logique que les noyaux les plus stables soient obtenus pour N = Z. Cette énergie d'asymétrie doit s'exprimer simplement en fonction de $\frac{(N-Z)^2}{A}$.

Isotope	AM _{exp}	Myers	Greife Hoff Tokunachi	Seeger Howard	Klein Zeiden	Tausche Garvey Kelson	Comyn Kelson	Jones Evans	Wapstra
79 ^{Sr} ₄₁	- 65.94	- 66.98	- 65.50	- 65.4	- 64.43	- 64.99	- 65.52	- 65.14	- 65.46 ⁽¹⁾
81 ^{Sr}	- 71.38	- 72.02	- 71.70	- 71.0	- 71.10	- 71.36	- 71.54	- 71.65	- 71.41
80 ^Y ₄₁	- 63.33	- 62.67	- 61.11	- 61.0	- 59.37	- 60.18	- 60.73	- 60.54	
81 ^Y ₄₂	- 65.87	- 67.32	- 65.92	- 65.9	- 64.77	- 65.30	- 65.54	- 65.84	
82 ^Y ₄₃	- 68.30	- 69.46	- 68.21	- 68.3	- 67.15	- 67.57	- 67.66	- 68.04	- 67.91 ⁽¹⁾
83 ^Y ₄₄	- 72.47	- 73.52	- 72.45	- 72.6	- 71.92	- 71.99	- 72.04	- 72.70	- 72.36 ⁽¹⁾
84 ^Y ₄₅	- 74.07	- 75.34	- 74.35	- 74.1	- 73.72	- 73.75	- 73.91	- 74.28	- 73.692
81 ^{Zr} ₄₁	- 58.71	- 59.88	- 58.23	- 57.8	- 56.25	- 56.62	- 57.07	- 57.48	
82 ^{Zr} ₄₂	- 64.30	- 65.25	- 63.51	- 63.8	- 62.84	- 62.70	- 62.99	- 63.49	
83 ^{Zr}	- 66.32	- 67.62	- 66.28	- 66.7	- 65.14	- 64.91	- 65.02	- 65.95	- 65.4 ⁽¹⁾
84 ^{Zr} ₄₄	- 69.51	- 72.41	- 71.01	- 71.5	- 70.71	- 70.34	- 70.54	- 71.32	- 71.44 ⁽¹⁾
85 ^{Zr} ₄₅	- 71.27	- 74.50	- 73.43	- 73.5	- 72.73	- 72.28	- 72.31	- 73.17	- 73.16 ⁽¹⁾
86 ^{Nb} ₄₅	- 70.19	- 70.95	- 69.52	- 69.5	- 68.34	- 67.99	- 68.77	68.75	- 69.34 ⁽¹⁾
87 ^{Nb} ₄₆	- 74.24	- 75.61	- 74.37	- 74.1	- 73.64	- 73.29	- 73.55	73.72	- 74.43 ⁽¹⁾

Tableau 29 : Comparaison des défauts de masses calculés et expérimentaux. Dans ce tableau, pour les isotopes indiqués par une étoile le défaut de masse du fils était inconnu, la valeur a été prise dans les tables de Wapstra [94]. Les valeurs de Wapstra indexées correspondent aux prédictions de cette table [94].

Isotope	Q_{EC} exp	Myers	Groote Hilf Takahashi	Saggar Howard	Liron Zelke	Juncker Quarvey Kelson	Gandy Kelson	Juncker Eynon	Wapstra
$^{79}_{56}Fe$	4.98	5.14	5.41	5.5	6.0 ^a	5.89	5.95	5.72	5.40 ⁽¹⁾
$^{80}_{47}Y$	7.05	8.74	8.80	9.1	10.4 ^a	9.85	9.74	9.6 ^a	
$^{81}_{47}Y$	5.54	5.50	5.78	6.0	6.41	6.05	6.00	5.81	
$^{82}_{47}Y$	7.69	7.18	7.22	7.6	8.58	8.25	8.28	7.99	8.00 ⁽¹⁾
$^{83}_{47}Y$	4.26	4.21	4.37	4.3	4.76	4.58	4.59	4.21	4.70 ⁽¹⁾
$^{83}_{47}Y$ a	4.58								
$^{83}_{47}Y$ b	4.85								
$^{84}_{47}Y$	6.55	5.98	5.95	6.3	6.82	6.68	6.66	6.38	6.95
$^{81}_{46}Zr$	7.16	7.44	7.69	8.1	8.52	8.68	8.47	8.36	
$^{82}_{46}Zr$	4.0	4.21	4.70	4.5	4.51	4.86	4.67	4.55	
$^{81}_{46}Zr$ a	5.58								
$^{81}_{46}Zr$ b	6.17								
$^{83}_{46}Zr$	6.95	5.90	6.17	5.9	6.78	7.08	7.02	6.74	6.70 ⁽¹⁾
$^{84}_{46}Zr$	4.56	2.93	3.34	2.6	3.01	3.41	3.37	2.96	2.25 ⁽¹⁾
$^{85}_{46}Zr$	6.56	4.64	4.87	4.4	5.20	5.52	5.50	5.13	4.70 ⁽¹⁾
$^{86}_{41}Nb$	7.75	8.02	8.31	8.2	9.25	9.34	9.45	9.14	8.60 ⁽¹⁾
$^{87}_{41}Nb$	5.19	4.94	5.50	5.4	5.63	5.93	5.51	5.73	5.00 ⁽¹⁾

Tableau 30 : Comparaison des Q_{EC} calculés et expérimentaux. Pour les isotopes alimentant des états isomériques, la lettre a) indique que nous avons considéré la valeur de Q_{EC} correspondant à la transition permise, la lettre b) indique le Q_{EC} en prenant la différence avec l'état fondamental du fil.
Les prédictions de Wapstra [94] sont indiquées par le chiffre (1).

Expérimentalement, on s'aperçoit que la stabilité nucléaire est accrue par l'appariement des protons et des neutrons. Pour tenir compte de cet autre phénomène, on soustrait à l'énergie de liaison, l'énergie d'appariement δ qui est positive dans le cas des noyaux impair-impair, nulle pour des noyaux pair-impair et négative dans le cas de noyaux pair-pair. Un autre fait expérimental dont doivent rendre compte les tables de masse est la plus grande stabilité des noyaux pour des nombres de neutrons ou de protons voisins de 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Par analogie avec le modèle atomique a été développé un modèle de structure nucléaire en couches qui retrouve ces nombres magiques, ce qui entraîne une correction d'énergie de couche.

V.1.1. Tables de masses de Myers

La formule de masse a pour expression générale :

(M1) défaut de masses (N,Z, forme) = $M_N \cdot N + M_Z \cdot Z$ + "Terme du modèle de la goutte liquide" + "Terme d'appariement" + "correction de couche" + "Terme de Wigner" - $1.433 \cdot 10^{-5} Z^2 \cdot 39$ (MeV/c²) où N et Z représentent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau étudié, M_N et M_Z représentent les excès de masses du neutron et de l'atome d'hydrogène respectivement et - $1.433 \cdot 10^{-5} Z^2 \cdot 39$ représente l'énergie de liaison des électrons du cortège.

Le "Terme du modèle de la goutte liquide" E(N,Z, forme) représente la somme des trois premières énergies que je viens de rappeler - énergie de volume, de surface et coulombienne. Ces trois énergies sont calculées à partir des densités de neutrons et protons en effectuant des intégrations dans des régions définies par les deux surfaces L_N pour les neutrons et L_P pour les protons. Ces densités $\rho_N(r)$ et $\rho_P(r)$ ainsi que les surfaces L_N et L_P sont des degrés de liberté qui permettent en particulier l'introduction des déformations du noyau. La "minimisation" de cette énergie décrite dans la référence (95) conduit à l'expression suivante que nous allons analyser :

$$(M2) E(N,Z, \text{forme}) = (-a_1 + J \bar{\delta}^2 - \frac{1}{2} K \bar{z}^2 + \frac{1}{2} M \bar{\delta}^4) A \\ + [a_2 + \frac{9}{4} (J^2/Q) \bar{\delta}^2] A^{2/3} B_S + a_3 A^{1/3} B_K \\ + c_1 Z^2 A^{-1/3} B_C - c_2 Z^2 A^{1/3} B_P - c_3 Z^2 A^{-1} - c_4 Z^{4/3} A^{1/3} \\ - c_5 Z^2 B_W$$

avec :

$$(M3) \bar{\delta} = [I + \frac{3}{16} (c_1/Q) Z A^{-2/3} B_V] / [1 + \frac{5}{4} (J/Q) A^{-1/3} B_S]$$

$$(M4) \bar{z} = [-2a_2 A^{-1/3} B_S + L \bar{\delta}^2 + c_1 Z^2 A^{-4/3} B_C] / K$$

où $a_1, a_2, a_3, c_1, c_2, c_3, c_4, c_5, J, Q, K, L, M, r_0$ sont des coefficients qui sont déterminés en minimisant l'écart entre les valeurs déduites de la formule d'excès de masse (M1) et les valeurs expérimentales connues. Les B_i seront définis plus loin. L'équation (M3) est une quantité qui quantifie la non uniformité de la matière nucléaire et l'équation (M5) représente l'excès moyen en neutrons dans tout le volume nucléaire :

$$(M5) \bar{\delta} = \iiint_V \left(\frac{\rho_N - \rho_Z}{\rho} \right)$$

Cette dernière expression est à rapprocher de l'excès relatif du nombre de neutrons $I = \frac{N-Z}{A}$.

L'équation (M4) est définie comme la déviation moyenne entre la densité d'une sphère homogène et la "densité réelle" en chaque point :

$$(M6) \bar{\epsilon} = \iiint_V \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)$$

La première ligne de l'expression (M2) représente l'énergie de volume proportionnelle à A, le premier terme correspondant au volume nucléaire infini. Le deuxième terme est une correction entraînée par l'excès de neutrons se trouvant dans le noyau ; au vu de la définition de $\bar{\delta}$ (M3) c'est une partie de l'énergie d'asymétrie. Le troisième monome, quant à lui, tient compte de la compressibilité et de la dilatation de la matière nucléaire dues

à la distribution inhomogène de neutrons et protons dans le noyau, puisqu'il est directement lié à \bar{r} qui représente cet écart relativement à une sphère homogène. Le dernier monome de cette énergie de volume est d'un ordre supérieur et considéré comme nul par Myers, $M = 0$. La première quantité de la deuxième ligne est proportionnelle à $A^{2/3}$. C'est l'énergie de surface avec le coefficient a_2 correspondant à une énergie de surface "semi-infinie", le deuxième coefficient avec δ^2 correspond à une correction due à l'influence de l'asymétrie sur la surface qu'on peut assimiler à une pression qui s'exerce sur celle-ci quand les nombres de neutrons et de protons sont différents. Le dernier terme de cette ligne est nul dans les tables de Myers. Elle correspond à une correction de l'énergie de surface en fonction de la courbure de celle-ci. L'énergie coulombienne est développée dans la dernière ligne de cette équation, cinq termes la composent :

- Le premier correspond à l'énergie coulombienne dans le cas d'une sphère homogène,

- Les autres termes sont des corrections qui tiennent compte de la densité en proton plus faible au coeur du noyau et du caractère diffus de cette distribution de densité près du bord du noyau. Enfin, il y a un terme correspondant à la "correction d'échange" et un terme associé à l'inhomogénéité de la densité de neutrons en surface. Dans cette formule (M2), les différents coefficients B_i permettent de tenir compte des perturbations entraînées par les déformations du noyau. Les valeurs de ces coefficients en fonction de cette déformation sont données dans la référence (95). L'analyse de cette formule de la goutte liquide de Myers montre que toutes les caractéristiques macroscopiques du noyau sont présentes, c'est pour cette raison que toutes les tables de masse, basées sur ce modèle, ont cette partie commune, et elles ne diffèrent que par l'expression des termes tenant compte des phénomènes microscopiques.

Le terme d'appariement est pris sous la forme $(\delta - \frac{1}{2} \delta) 1$ ($+\frac{1}{2} \delta$) et $(-\delta + \frac{1}{2} \delta)$ respectivement pour les éléments (impair-impair) (pair-impair) et (pair-pair), avec $\delta = \frac{10^2}{A}$ et $\delta = \frac{20}{A}$.

Pour calculer l'énergie "de correction de couche" qui permet de rendre compte des nombres magiques, Myers et Swiatecki (96) ont choisi de prendre une distribution uniforme de niveaux de particules indépendantes qui correspond à un spectre de gaz idéal de Fermi dégénéré et de découper ce spectre en groupes de niveaux ayant des populations qui correspondent aux nombres de particules entre les nombres magiques. Ensuite, chaque groupe est comprimé de façon à reproduire les différences d'énergie observées aux passages de ces nombres magiques. L'énergie de correction de couche est donnée par la différence entre l'énergie correspondant à la distribution des niveaux ainsi obtenue et l'énergie de la distribution uniforme initiale. L'expression finale s'écrit :

$$S(N, Z) = c_1 \left[\frac{F(N) + F(Z)}{(1/2 A)^{2/3}} - c_2 A^{1/3} \right]$$

avec pour $F(N)$ et $F(Z)$ la même expression, en remplaçant N par Z :

$$F(N) = q_1 (N - M_{i-1}) - \frac{3}{5} (N^{5/3} - M_{i-1}^{5/3})$$

$$\text{où } q_1 = \frac{3}{5} \frac{M_i^{5/3} - M_{i-1}^{5/3}}{M_i - M_{i-1}}$$

$$\text{et } M_{i-1} < N < M_i$$

M_i correspondant aux nombres magiques, c_1 et c_2 étant des paramètres ajustables. Pour tenir compte des perturbations et surtout de l'atténuation qu'introduit la déformation dans cet "effet de couche", Myers et Swiatecki ont proposé (96) de multiplier l'énergie totale de "l'effet de couche" par une expression analytique correspondant à la dérivée seconde d'une gaussienne. Cette expression analytique trouve une justification dans des calculs théoriques étudiant l'influence de cette déformation dans le modèle en couche. Les "corrections de couches" tenant compte des déformations sont données par l'expression :

$$S(N, Z, \text{forme}) = S(N, Z) \cdot (1 - 2\theta^2) \exp(-\theta^2)$$

où θ^2 est proportionnel à l'écart quadratique moyen entre le rayon vecteur $R(\theta, \psi)$ et sa valeur moyenne R_0 :

$$\theta^2 = \iint_{\Sigma} \left(\frac{R - R_0}{a_0} \right)^2 dS$$

a_0 étant un paramètre variable.

Un dernier terme a été ajouté à cette formule d'excès de masse, c'est le "Terme de Wigner" qui peut être considéré comme un terme d'asymétrie. Myers calcule phénoménologiquement cette énergie (97) et lui donne pour expression :

$$E_{\text{Wigner}} = W(|I| + \Delta)$$

avec $W \approx 30 \text{ MeV}$

$$I = N - Z$$

et $\Delta = \frac{1}{A}$ pour $N = Z$ impair

= 0 pour les autres cas.

L'expression de Myers possède ainsi 16 paramètres libres qui sont déterminés à partir des masses expérimentales et des barrières de fission connues. Les autres tables de masses qui prennent la même idée de base de la goutte liquide, ne se différencient que par le calcul de "l'effet de couche".

V.1.2. Tables de M.V. Groote, E.R. Hilf et K. Takahashi

Dans ces calculs, la construction de l'effet de couche s'effectue toujours à partir d'un gaz de Fermi que l'on comprime pour reproduire les différences d'énergie de liaison près des nombres magiques, mais Groote et al. calculent une formule analytique plus sophistiquée avec un nombre de paramètres libres plus important, ce qui facilite en définitive la reproduction des valeurs expérimentales. La différence initiale qui permet ce calcul plus réaliste est la suivante : Myers part du gaz de Fermi dégénéré, il définit ces nombres magiques et conserve constant au cours de la compression de ces groupes de niveaux le centre de gravité de la population ainsi définie. Il n'a donc qu'un paramètre libre, son facteur de compression. Par contre, Groote et al. se donnent deux paramètres libres ajustables par couche magique. L'un est la différence d'énergie entre le dernier niveau dont le remplissage correspond au nombre magique et le niveau directement supérieur, l'autre permet d'ajuster l'énergie de ces niveaux dans la distribution finale.

Finalement, ce calcul d'effet de couche, dont l'expression est écrite dans la référence (94), comporte 41 paramètres, à la place des 3 pour les tables de Myers dont le modèle était trop simple.

Pour les tables de masse de Groote, Hilf et Takahashi, il y a 50 paramètres libres.

V.1.3. Tables de P.A. Seeger et W.M. Howard.

Comme les précédentes tables de masse, c'est toujours le modèle de la goutte liquide qui est à la base de cette formule, mais la correction de l'effet de couche est tout à fait différente. Pour tenir compte de la structure en couches du noyau et de l'augmentation de l'énergie de liaison avec la déformation, Seeger et Howard se sont basés sur le modèle de Nilsson [102] avec un potentiel d'oscillateur harmonique incluant les déformations quadrupolaires (ϵ_2) et hexadécupolaires (ϵ_4) de la forme suivante :

$$V = \frac{1}{2} h \omega_0 g(\epsilon, \epsilon_4) \left[1 - \frac{2}{3} P_2(\cos\theta) + 2\epsilon_4 P_4(\cos\theta) \right] \\ - K_N h \omega_0 \left(2\vec{L} \cdot \vec{S} + u_N \vec{L}^2 - u_N \frac{N(N+1)}{2} \right)$$

avec comme paramètres libres : K_N , u_N . Mais une partie de l'énergie que l'on calcule par cette approche est contenue dans le modèle de la goutte liquide. Les auteurs, pour la soustraire, ont adopté une méthode préconisée par Strutinsky [99]. Elle consiste à passer des niveaux de Nilsson à une distribution uniforme d'états. La différence entre l'énergie de cette distribution et la somme des énergies des niveaux de Nilsson correspond à la partie de l'énergie déjà prise en compte par le modèle de la goutte liquide. La deuxième différence avec les deux précédentes tables de masses est que l'énergie d'appariement est calculée en utilisant l'approximation de Bardeen-Cooper-Schreifer (BCS). L'expression complète de l'énergie de liaison est pour cette table :

$$B(Z, N, \text{forme} - \epsilon_1) = aA + b(N-Z)^2 A^{-1} \left[1 - B_S(\epsilon_1) / A^{1/3} \right]^{-1}$$

$$\begin{aligned}
 & - \gamma A^{2/3} B_g(\epsilon_1) + A^{1/3} B_K(\epsilon_1) - E_c(Z, N, \epsilon_1) \\
 & - 35|N-Z|/A + 14.33 \cdot 10^{-6} Z^{2.39} + S(N, Z, \epsilon_1)
 \end{aligned}$$

avec les mêmes notations que précédemment. Dans cette formule il y a 9 paramètres libres.

V.2 - Modèle à particules indépendantes

Dans les tables suivantes, le "modèle à particules indépendantes" amène à utiliser des formules à grand nombre de paramètres, supérieur à 100 et atteignant même 500, ce qui fait perdre de vue les notions de base des modèles d'origine.

V.2.1. Tables de S. Liran et N. Zeldes

Dans cette formule de masse, l'idée initiale est de représenter le noyau par un ensemble de paires de nucléons couplées à $J = 0$ pour les couples neutrons-neutrons et protons-protons, et à isospin nul, $T=0$, pour les couples protons-neutrons, cette énergie est notée E_{pair} . Dans le cas où les énergies de liaison des neutrons célibataires et des protons célibataires sont assez proches, ce modèle considère des mélanges de configurations. Ceci arrive en particulier pour les noyaux déformés (E_{def}). A ces deux termes est ajoutée l'énergie coulombienne (E_{coul}). L'énergie totale du noyau est donc la somme des trois termes :

$$E(N, Z) = E_{\text{pair}}(N, Z) + E_{\text{def}}(N, Z) + E_{\text{coul}}(N, Z).$$

E_{pair} , E_{def} , E_{coul} étant des formes polynomiales fonctions de a qui est la somme des nombres de neutrons n et protons p des couches incomplètes, de A_0 qui est le nombre de nucléons dans les couches complètes et de $(\delta_n - n)$ et $(\delta_p - p)$ qui représentent le nombre de trous de neutrons et protons dans les couches incomplètes. L'ajustage des paramètres de cette énergie $E(N, Z)$ est effectué dans les régions délimitées par les nombres magiques en protons et en neutrons de manière indépendante, ce qui fait croître le nombre de paramètres rapidement jusqu'à 178.

V.2.2. Tables de J. Janecke et B.P. Eynon, E. Comay et I. Kelson

Le principe de ces tables de masses est dû à Garvey et Kelson [100]. Il est basé sur l'hypothèse qu'on peut écrire les relations linéaires suivantes :

$$(G1) \quad \sum_{i=1}^n c_i M(N_i, Z_i) = 0 \text{ avec } |c_i| = 1$$

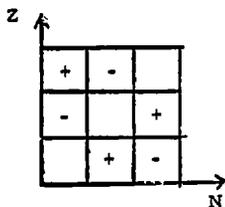
n étant un nombre pair, $M(N_i, Z_i)$ étant la masse du noyau de N_i neutrons et Z_i protons, si l'on choisit correctement les noyaux. Dans le cadre du modèle à particules indépendantes, ce choix s'effectue de telle façon que toutes les interactions entre nucléons s'annulent au premier ordre. La validité de ces deux hypothèses est vérifiée expérimentalement. Les relations les plus utilisées font intervenir 6 noyaux, car les solutions pour un nombre de noyaux supérieur à 6 ne sont pas triviales. Avec 6 noyaux il est possible de construire les deux types de combinaisons suivants :

$$(G2) \quad M(N+2, Z-2) - M(N, Z) + M(N, Z-1) - M(N+1, Z-2) + M(N+1, Z) - M(N+2, Z-1) = 0$$

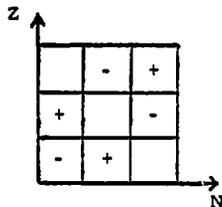
et

$$(G3) \quad M(N+2, Z) - M(N, Z-2) + M(N+1, Z-2) - M(N+2, Z-1) + M(N, Z-1) - M(N+1, Z) = 0$$

ce qui correspond aux 2 diagrammes suivants qui illustrent ces équations où chaque case correspond à un noyau et où le signe placé à l'intérieur est le signe qu'on lui attribue dans l'équation (G1).



représentation de l'équation (G2)



représentation de l'équation (G3)

Pour prédire des masses inconnues, il suffit d'établir les conditions nécessaires et suffisantes pour que les relations (G2) et (G3) soient vérifiées. Elles s'expriment respectivement sous la forme suivante :

$$(G4) \quad M(N,Z) = g_1(N) + g_2(Z) + g_3(N+Z)$$

$$(G5) \quad M(N,Z) = f_1(N) + f_2(Z) + f_3(N-Z)$$

où f_i et g_i sont des fonctions qui sont déterminées par moindres carrés avec des masses connues, puis utilisées pour la prédiction des noyaux inconnus voisins.

Pour avoir un meilleur accord avec les masses expérimentales, il est possible de tenir compte approximativement des termes de volume, coulombien et d'énergie de symétrie, en écrivant la formule (G4), par exemple sous la forme :

$$\Delta M(N,Z) = NaM_N + Z\Delta M_H - aA + bZ^2 + \gamma(N-Z)^2 + g_1(N) + g_2 Z + g_3(N+Z).$$

Si les hypothèses de base sont simples, leur application à la prédiction des masses inconnues conduit à un nombre de coefficients important qui atteint 500 dans le cas des tables de Jänecke.

V.3 - Comparaison des résultats expérimentaux et des prédictions des différentes tables de masses

Pour effectuer les comparaisons entre nos résultats expérimentaux et les prédictions de différentes tables de masses, nous allons analyser l'évolution de la différence (Δ) entre la masse expérimentale et la masse calculée en fonction du nombre de masse A à numéro atomique constant. Cette différence quand elle est positive signifie que la masse expérimentale correspond à un noyau moins lié que ne le prévoit la théorie, cette différence mesurant l'énergie de liaison supplémentaire introduite par le calcul.

Sur les figures 84, 85, 86 et 87 qui présentent cette évolution $\Delta = f(A)$, on voit plusieurs discontinuités importantes qui interviennent quelles que soient les formules de masses utilisées

$$\begin{aligned} \text{pour } Z = 39 \quad N = 41 \\ Z = 40 \quad N = 44 \text{ et } 45 \\ Z = 41 \quad N = 45 \end{aligned}$$

Dans un premier temps, nous n'allons pas nous intéresser à ces discontinuités mais comparer les tables de masses entre elles.

Sur ces figures (84 à 87) une flèche verticale permet de séparer le domaine de masses que nous avons étudié des isotopes dont la masse était connue avant nos mesures.

Les valeurs d'excès de masses expérimentales se trouvant à droite de cette flèche ont été prises dans la compilation de Wapstra [94]. Ces valeurs sont celles utilisées pour la détermination des paramètres apparaissant dans les différentes formules de masses.

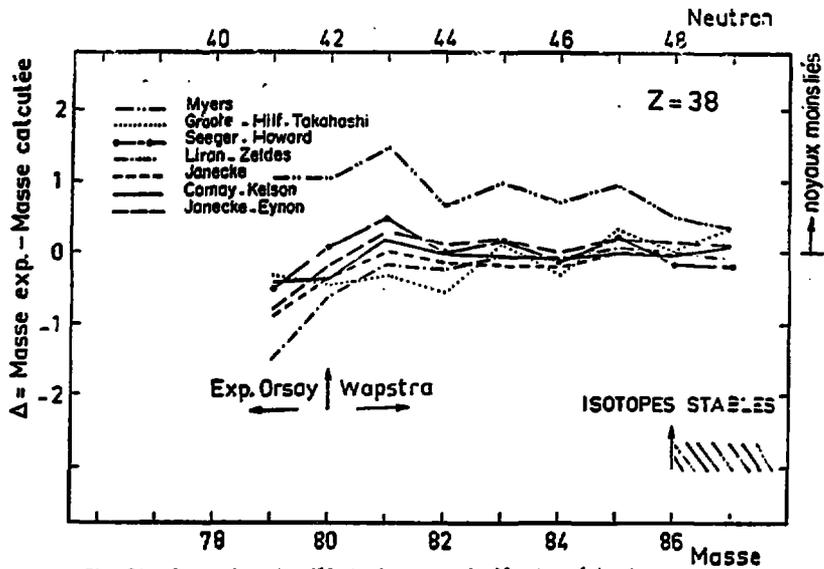


Fig. 84 : Comparaison des défauts de masse calculés et expérimentaux pour les isotopes de Strontium.

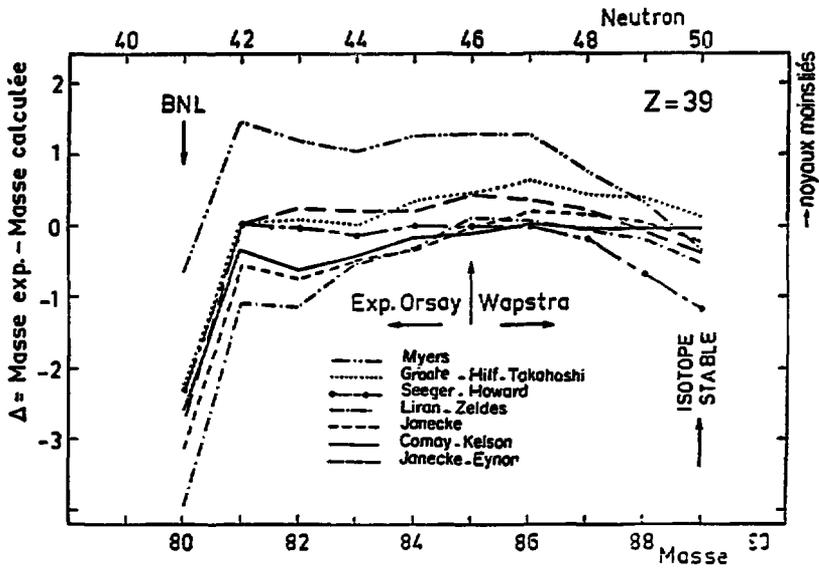


Fig. 85 : Comparaison des défauts de masse calculés et expérimentaux pour les isotopes d'Yttrium.

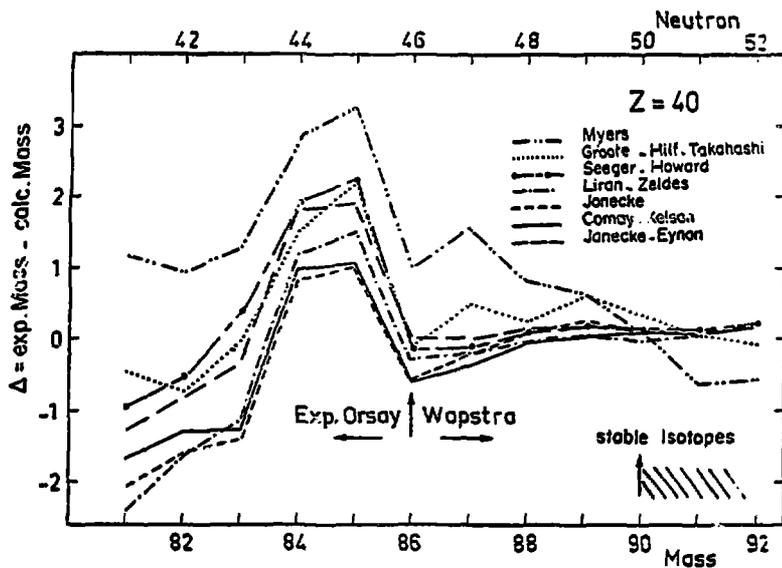


Fig. 86 : Comparaison des défauts de masse calculés et expérimentaux pour les isotopes de Zirconium.

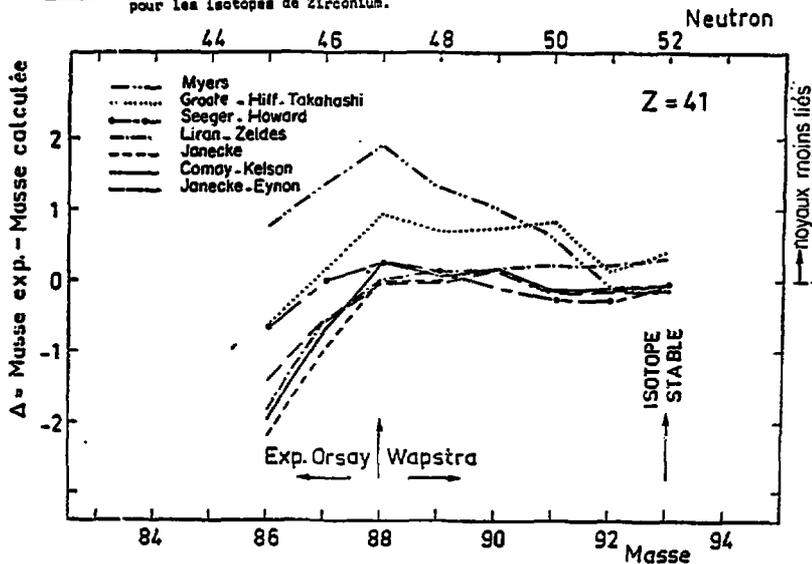


Fig. 87 : Comparaison des défauts de masse calculés et expérimentaux pour les isotopes de Niobium.

Sur ce domaine, l'écart Δ entre les valeurs calculées et expérimentales est relativement faible sauf pour les tables de masses de Myers. Ce bon accord signifie simplement que les paramètres intervenant dans les différentes formules de masses et qui ont été déterminés en considérant l'ensemble de tous les excès de masse connus en 1975, s'appliquent parfaitement à la région considérée. L'écart plus important avec les calculs de Myers provient sans doute d'une mauvaise détermination du terme d'effet de couche, car les tables de Groote et al. et Seeger et al. qui utilisent un calcul plus réaliste de cet effet reproduisent très bien les valeurs expérimentales. Maintenant si on examine les prédictions de ces différentes tables pour les isotopes de ^{39}Y et de ^{40}Zr , on voit que leur comportement est totalement différent suivant le numéro atomique.

En effet, pour les noyaux Yttrium, il y a un accord parfait jusqu'à la masse 80 ($N=41$) (fig. 85) où brusquement le noyau devient plus lié que ne le prévoient les formules de masses. Au contraire, lorsqu'on regarde l'évolution des Zirconium, il y a une discontinuité pour ^{85}Zr et ^{84}Zr , ces noyaux étant beaucoup moins liés. A partir du ^{83}Zr , l'écart diminue mais les prédictions des différentes tables sont alors très dispersées. Ce comportement est dû au fait que toutes les formules de masses utilisées sont des relations semi-empiriques avec des hypothèses simples et elles ne sont donc pas capables de prévoir un phénomène qui ne se trouverait pas dans ces hypothèses. En particulier, les déformations du noyau sont mal introduites dans ces modèles qui doivent rendre compte de toutes les masses connues à l'aide d'une seule formule. Une bonne reproduction des résultats expérimentaux n'est possible que si cette déformation est faible et évolue de manière continue comme par exemple pour la série des isotopes d'Yttrium entre $N = 50$ et $N = 42$.

V.4 - Mise en évidence de déformation nucléaire

Nous allons maintenant axer notre discussion sur une analyse qualitative de nos résultats pour essayer d'interpréter ces irrégularités.

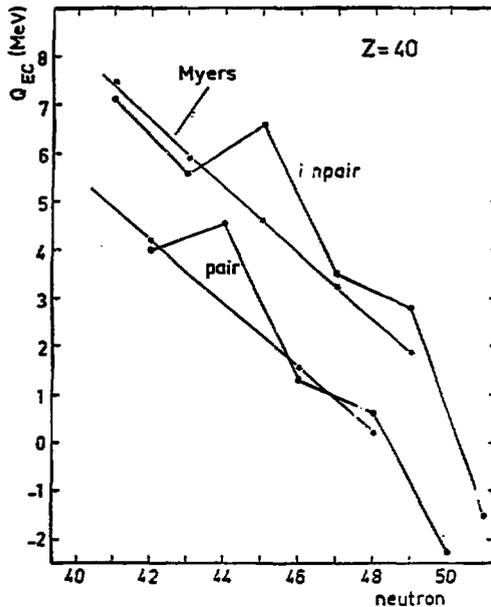


Fig. 88 : Q_{EC} - fonction du nombre de neutrons pour les isotopes de Zirconium.

Une première observation peut être faite en regardant l'évolution du Q_{EC} en fonction du nombre de neutrons. Dans le cas des isotopes de Zr (figure 88) on observe le même comportement pour les noyaux pairs et impairs, avec une variation très rapide pour $N = 50$ et $N = 51$ qui correspond à la fermeture de la couche $N = 50$.

Une discontinuité importante apparaît aussi pour les nombres de neutrons $N = 44$ et $N = 45$ qui peut traduire un changement de forme relativement brusque à partir de $N = 46$ et dont les calculs des tables de masses ne peuvent pas rendre compte.

Pour les isotopes d' $^{39}_{90}Y$ la variation du Q_{EC} en fonction du nombre de neutrons est continue et ne présente d'anomalie que pour $N = 41$ ($^{80}_{90}Y$). Mais les isotopes d'Yttrium pairs en neutrons possèdent deux états isomériques dont les spins sont $\frac{1}{2}^-$ et $\frac{9}{2}^+$ qui correspondent à l'occupation des couches $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ par le dernier proton non apparié, ceci va nous permettre une analyse simple de ces noyaux à l'aide des diagrammes de Nilsson qui sont publiés dans

Lederer et al. [53]. Pour les isotopes de $N = 52$ à 46 le niveau fondamental est l'état de spin $\frac{1}{2}^-$ et la différence d'énergie entre ce niveau et celui de spin $\frac{9}{2}^+$ diminue régulièrement à partir de $N = 52$ pour atteindre la valeur très faible de 20keV pour $N=46$ [53]. Nos résultats expérimentaux ont montré l'inversion de ces niveaux pour $N = 44$ (^{83}Y) avec le niveau $\frac{1}{2}^-$ situé à plus de 400keV au-dessus du fondamental [cf fig. 89]. ce qui dans le cadre du modèle de Nilsson correspondrait à une déformation oblate de coefficient à ~ 0.08 , ce paramètre quantifie la différence entre les deux axes de l'ellipsoïde. En suivant cette tendance, ce niveau se placerait à 800keV au-dessus du niveau de spin $\frac{9}{2}^+$ pour le noyau ^{81}Y le coefficient δ devenant alors supérieur à -0.15 . Mais dans cette hypothèse, la désexcitation du niveau $\frac{1}{2}^-$ pourrait se faire essentiellement par rayonnement gamma qui alimenterait des niveaux intermédiaires $5/2^+$ et $7/2^+$ pour aboutir au niveau fondamental de l' ^{81}Y . Mais ceci est en contradiction avec les deux faits suivants :

- Actuellement, aucune transition γ de l' ^{81}Y n'a été observée dans nos expériences ni dans celles d'Haustein [44] et la décroissance radioactive du spectre d'énergie β de cet isotope ne présente qu'une composante.

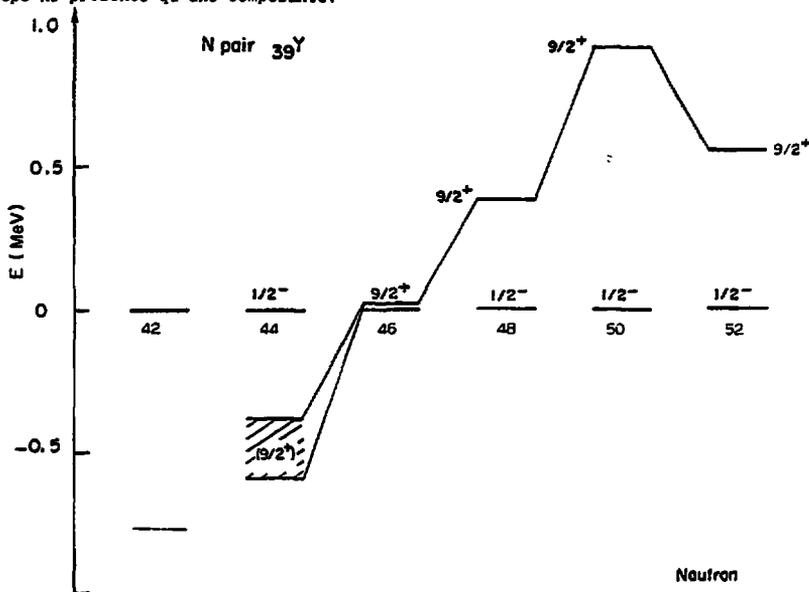


Fig. 89 : Evolution des niveaux de spin $\frac{1}{2}^-$ et $\frac{9}{2}^+$ dans les Yttrium

- De plus, on sait que le niveau fondamental du ^{81}Sr a un spin $\frac{1}{2}^-$ [55] et les valeurs de $\log ft$ déterminées pour la désintégration β^+ de ^{81}Y (cf paragraphe IV.2) conduiraient à attribuer un spin $\frac{1}{2}^-$ au niveau de ^{81}Y dont on observe la désintégration.

Compte tenu de l'hypothèse précédente sur la position relative des deux niveaux isomériques de ^{81}Y , il faudrait admettre l'existence de transition β^+ à partir du niveau fondamental ($\frac{3}{2}^+$) de ^{81}Y vers un état isomérique actuellement inconnu du ^{81}Sr de spin ($\frac{7}{2}^+$) dont l'énergie serait proche ou légèrement supérieure à celle du niveau fondamental ($\frac{1}{2}^-$) au vu des diagrammes de Nilsson.

Il est difficile actuellement d'apporter une conclusion définitive sur la désintégration β^+ des états isomériques de ^{81}Y et ^{81}Sr , mais l'interprétation ci-dessus se trouve renforcée par l'analyse qu'on peut faire des états isomériques du $^{83}\text{Zr}_{43}$ qui semblent présenter un comportement similaire (figure 68 du paragraphe IV.2).

Des renseignements complémentaires concernant les déformations peuvent être obtenus en regardant la systématique des énergies des niveaux 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ des niveaux pairs-pairs voisins. Ainsi, Avrigeanu et al. [90] déduisent de l'évolution de ces niveaux dans la systématique des Zr pairs la présence d'une transition de forme pour $N = 46$; c'est précisément à partir de ce nombre qu'on observe des anomalies dans les excès de masse. L'observation de la systématique de ces mêmes états dans le cas des Sr (figure 89) montre que le maximum de déformation pour ces isotopes est obtenu pour $N=42$, Nolte et al. [33] donnent un coefficient de déformation δ de 0.38. Ces analyses sont cohérentes avec nos observations sur les excès de masses dans cette zone de noyaux.

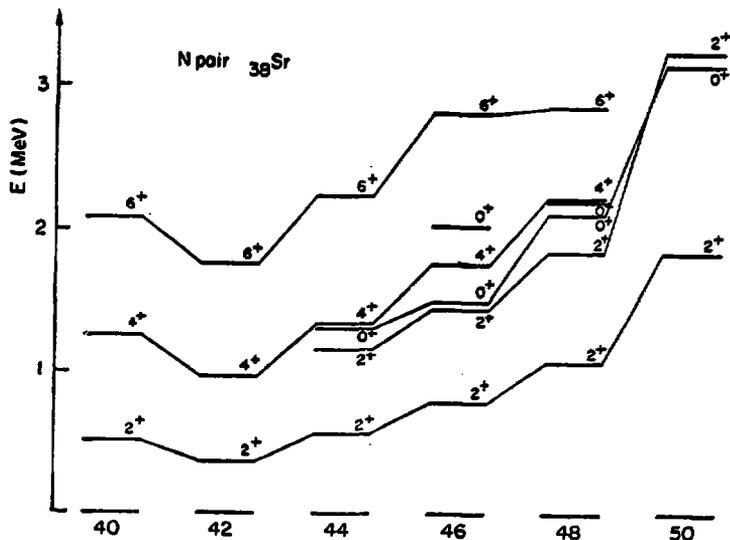


Fig. 90 : Systématique des niveaux 0^+ 2^+ 4^+ 6^+ des isotopes de Strontium.

CONCLUSION

Nous avons dans le travail qui vient d'être présenté conçu, réalisé et exploité un outil expérimental original qui est le spectromètre de masse par temps de vol associé à la technique de transport par jet d'hélium. Cet appareillage a été complété par l'utilisation simultanée d'un système de transport de radioactivité par support solide (dérouleur de bande). Autour de cet ensemble expérimental relativement léger, nous avons disposé plusieurs détecteurs de différents types et réalisé de nombreuses mesures de coïncidences β - γ , γ -masse, γ - γ , γ -x etc. qui ont permis d'identifier de nouveaux isotopes et de définir leurs caractéristiques de désintégration. Nous avons d'abord réalisé des expériences qui ont montré la potentialité de la méthode pour l'étude d'isotopes émetteurs alpha. Nous avons ainsi par exemple, identifié les masses de plusieurs isotopes de terres rares déficients en neutrons (Yb, Tm, Er) et confirmé les caractéristiques de désintégration alpha de ces isotopes. Cependant, nous nous sommes surtout attachés à l'étude de noyaux émetteurs β^+ en nous limitant dans le travail qui vient d'être exposé à des noyaux situés dans la région proche de $N \sim Z \sim 40$. On a ainsi pu accéder, par des mesures d'énergie de désintégration β , et l'établissement de schéma de niveaux, à la connaissance des masses nucléaires de noyaux de Zirconium, d'Yttrium et Strontium. Ces mesures sur des noyaux très déficients en neutrons et dans une zone de rapport $\frac{N}{Z}$ inhabituel constituent un test de contraintes important pour les prédictions théoriques de calcul de masse. La comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées laisse apparaître des différences pour les mêmes noyaux quelque soit les formules de masses utilisées. Ces anomalies, ainsi d'ailleurs que les inversions de spin entre les états isomériques des isotopes d'Yttrium peuvent traduire l'influence de déformations nucléaires dans cette région. L'extension de nos mesures au-delà de ^{80}Zr compléterait la systématique d'études de masse dans cette région ; de tels travaux sont envisagés dans d'autres laboratoires. Enfin, des calculs théoriques, nécessitant des moyens puissants, pour tenter de rendre compte des phénomènes mis en évidence sont également envisagés.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. DEPRUN, H. GAUVIN, Y. LE BEYEC, N.I.M. 136 (1976) 111 - 124
C. DEPRUN, Thèse (CNAM, Orsay, 1976)
- [2] R.D. MAC FARLANE, R.D. GRIFFICEN, N.I.M. 24 (1963) 461,
R.D. MAC FARLANE, R.A. GOUGH, N.S. OAKLEY and D.F. TORGERSON, N.I.M. 73 (1969) 285
- [3] H. GAUVIN, Y. LE BEYEC, M. LEFORT and N.T. PORILE, Phys. Rev. Letters 29 (1972) 958
H. GAUVIN, R.L. HAHN, Y. LE BEYEC, M. LEFORT and J. LIVET,
Nucl. Phys. A208 (1973) 360
Y. LE BEYEC, M. LEFORT, J. LIVET, N.T. PORILE and A.SIIVOLA, Phys. Rev. C9 (1974) 1091
C. CABOT, C. DEPRUN, H. GAUVIN, B. LAGARDE, Y. LE BEYEC and M. LEFORT, Nucl. Phys.
A241 (1975) 341
C. CABOT, C. DEPRUN, H. GAUVIN, Y. LE BEYEC and M. LEFORT, Comptes-Rendu 281 (1975) 453
S. DELLA NEGRA, B. LAGARDE and Y. LE BEYEC, Journal de Physique Lettres (1977) 393
C. CABOT, S. DELLA-NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN and Y. LE BEYEC Z. für Physik
A287 (1978) 71
S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, D. JACQUET et Y. LE BEYEC, soumis à Z. für Physik
- [4] R.G. SEKTRO, R.AGOUGH and J. CERNY, Phys. Rev. C8 (1973) 258
- [5] W.D. SCHMIDT- OTT and K.S. TOTH, N.I.M. 121 (1974) 97
- [6] W.W. BOWMAN, T.T. SUGIHARA and R.D. MAC FARLANE , N.I.M. 103 (1972)
- [7] K.L. KOSANKE, Thèse (M.S.U. - 1974)
- [8] H. DAUTET, S. GUJRATHI, W.J. WIESEHANN, J.M. D'AURIA and B.D. PATE, N.I.M. 107 (1973) 49
- [9] C. DEPRUN, H. GAUVIN, B. LAGARDE and Y. LE BEYEC, Rev. Phys. Appl. 9 (1974) 895
- [10] H. JUNGCLAS, R.D. MAC FARLANE and Y. FARES, Rad. Acta. 16 (1971) 141
R.D. MAC FARLANE, D.F. TORGERSON, Y. FARES, C.A.HASSEL , N.I.M. 116 (1974) 381
- [11] K. WIEN, R. FASS, E. KASSECKERT, E. KOGLIN, R. MUNZEL, D.SCHARDT and H. WOLLNIK,
N.I.M. 140 (1977) 359
- [12] M.D. EDMITON, R.A. WARNER, WM. C. Mc HARRIS and W.H. KELLY, 3^d int^l Conf. on Nuclei
far from stability - Cargèse proceedings (1976) 258
- [13] R.G.H. ROBERTSON, T. BOWLES and S.J. FREEDMAN
3^d int^l Conf. on Nuclei far from stability - Cargèse proceedings (1976) 254
- [14] G. BISCHOFF, C. COOTE, H. DAUTET, J.K.P. LEE, W. WIESEHANN, J.M. D'AURIA and B.D. PATE
3^d int^l Conf. on Nuclei far from stability - Cargèse proceeding (1976) 57
- [15] S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN, H. JUNGCLAS et Y. LE BEYEC, IPNO-RC-78.01 Orsay
S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. JUNGCLAS, H. GAUVIN, J.P. HUSSON and Y. LE BEYEC
N.I.M. 156 (1978) 355
- [16] S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN, D. JACQUET et Y. LE BEYEC, IPNO-RC-81
- [17] S. DELLA NEGRA, D. JACQUET et Y. LE BEYEC, IPNO-RC-80-06
S. DELLA NEGRA, D. JACQUET et Y. LE BEYEC, soumis à Rev. de Phys. Appl.
- [18] H. GAUVIN, Y. LE BEYEC, J. LIVET, J.L. REYSS, Ann. de Phys. 9 (1975) 5
- [19] H. JUNGCLAS, R.D. MAC FARLANE and Y. FARES, Phys. Rev. Letters 27 (1971) 556
- [20] E. GEORG, U. GRUSA, R. FASS, F. KASSEN, P. LEMMENTZ , H.G. WILHELM, H. WOLLNIK,
R. BRANDT, D. HUDES, H. JUNGCLAS, D. SCHARDT and K. WIEN, GSI - Report - GSI-J-1-77 (1977)
154
- [21] Acta Electronica, vol. 14 n° 1 et 2 (1971)
Acta Electronica, vol. 16 n° 1 (1973)
- [22] J.L. WIZA, Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 587.

- [23] J. GIRARD et M. BOLORE, Nucl. Inst. and Meth. 140 (1977) 279
- [24] J. POUTHAS and M. ENGRAND, Nucl. Inst. and Meth. 161 (1979) 321
- [25] G. ROBIG, Diplomarbeit Giessen
H. WOLLNIK, J. FORSTENDORFER, G. ROBIG, H.G. WILHEM, Nucl. Inst. and Meth. 144 (1977) 247
- [26] D.M. MOLTZ, R.A. GOUGH, M.S. ZISMAN, D.J. VIEIRA, H.C. EVANS and J. CERNY
Nucl. Inst. and Meth. 172 (1980) 507
D.M. MOLTZ, J.M. WOUTERS, J. AYSTO, M.D. CABLE, R.F. PARRY, R.D. VON DINCKLAGE
and J. CERNY Nucl. Inst. and Meth. 172 (1980) 519
- [27] J.C. ABBE, S. AMIEL and R.D. MAC FARLANE, Nucl. Inst. and Method. 102 (1972) 73
- [28] R. IGERSHHEIM, J.C. ABBE, J.M. PAULUS and S. AMIEL, Nucl. Inst. and Method 109 (1973) 301
- [29] A. KENIGSBERG, J. LEON and N.H. SHAFRIR, Nucl. Inst. and Meth. 148 (1978) 605
- [30] H.K. CARTER et al., Nucl. Inst. and Meth. 139 (1976) 349
G. DUMONT, M. PATTYN, M. HUYSE, G. LHERSONNEAU, J. VERPLANCKE, J. VAN KLINKEN,
J. DE RAED and D.L. SASTRY, Nucl. Inst. and Method. 153 (1978) 91
- [31] S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN, J.P. HUSSON, Y. LE BEYEC, I.P.N.O. RC 79-04
S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN, J.P. HUSSON and Y. LE BEYEC,
Proceeding of the Daresbury Workshop (22-23 sept. 1979) DL/NUC/R20
S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN, J.P. HUSSON, Y. LE BEYEC, Z. PHYS. A295 (1980) 103
- [32] J.B. BALL and J.J. PINAJIAN, J.S. LARSEN, A.C. RESTER, Phys. Rev. C9 (1973) 1438
- [33] E. NOLTE, Y. SHIDA, W. KUTSCHERA, R. PRESTELE and H. MORINAGA Z. Phys. 268 (1974) 267
- [34] M.L. SIMPSON, J.E. KITCHING and S.K. MARK, Can. J. Phys. 51 (1973) 1098
- [35] J. POUTHAS, Nucl. Inst. and Meth. 135 (1976) 187
- [36] A. RICHARD, I.P.N.O. -80-04
- [37] Alpha, beta and gamma rays spectroscopy édité par K. SIEGBAHN (1955)
- [38] M.J. BERGER and S.M. SELTZER, Studies in pénétration of charged particles in matter
publication 1133, National Academy of sciences National Research, Washington D.C. (1964)
- [39] E. BECK, Nucl. Instr. and Meth. 76 (1969) 77-84
- [40] J.G. CRAMER Jr, B.J. FARMER and C.M. CLASS, Nucl. Instr. and Meth. 16 (1962) 289-300
- [41] D.R. GOOSMAN and D.E. ALBURGER Phys. Rev. C7, 6 (1973) 2404-2477
- [42] R.C. PARDO, C.N. DAVIDS, M.J. MURPHY, E.B. NORMAN and L.A. PARKS, Phys. Rev. C16, 1
(1977) 370-378
- [43] E.B. NORMAN, C.N. DAVIDS, M.J. MURPHY and R.C. PARDO, Phys. Rev. C17, 6 (1978) 2176-2184
- [44] P.E. HAUSTEIN, C.J. LISTER, D.E. ALBURGER and J.W. OLNESS, Proc. AMCO VI, E. Lansing,
Michigan, Sept. 18-21, 1979
P.E. HAUSTEIN, communication personnelle
- [45] J. RUAR and Y. YOSHIZAWA, Journal of the Physical Society of Japan, 17 (1962)
- [46] B. CRASEMANN and H. LEASTERDAY, Phys. Rev. 90 (1953) 1124
- [47] K.A. BASKOVA, S. VASILEV, NO SENG CHANG and L. SHAVTVALOV Soviet Physics, JETP 15, (1962) 2
- [48] J.N. BLACK and W. C. Mc HARISS, and B.H. WILDENTHAL, Phys. Rev. C11, 3 (1975) 939
- [49] J.W. NELSON, J.D. OBERHOLTZER and H.S. PLENDL, Nucl. Phys. 62 (1965) 434
- [50] E. ARBMAN and N. SVARTHOLM, Ark. Fys. 10, 1 (1956)
- [51] S. ANTMAN, H. PETTERSON and A. SUAREZ, Nucl. Phys. A94 (1967) 289
- [52] J.B. CUMMING and N.T. PORILE, Phys. Rev. 122 (1961) 1267
- [53] C.M. LEDERER, V.S. SHIRLEY, E. BROWNE, J.M. DAIRIKI, R.E. DUEBLER,
A.A. SHIHAB-ELDIN, L.S. JARDINE, J.K. TULI, A.B. BUYRN, Table of Isotopes, Seventh
edition, Wiley Interscience ed.

- [54] M. LIPTAK and V. KHABENIKHT, *Izv. Akad. Nauk. SSSR Serfiz*, 39, 3 (1975) 501
- [55] R. BRODA, A.Z. HRYNKIEWICZ and J. STYCZEN, *Nucl. Phys.* A216 (1973) 489
- [56] F. PUHLHOFER, W.F.W. SCHNEIDER, F. BUSCH, J. BARRETTE, P. BRAUN-MUNZINGER, C.K. GELBKE and H.E. WEGNER, *Phys. Rev.* C16, 3, (1977) 1010
- [57] C.M. Mc KENNA, K.W. KEMPER and J.W. NELSON, *Phys. Rev.* C8, 2, (1973) 711
- [58] S. RAMAN, R.L. AUBLE, R.L. MILNER, W.T. BALL, J.B. Mc GOWAN, P.H. STELSON and R.L. ROBINSON, *Nucl. Phys.* A184 (1972) 138
- [59] M. NOZAWA, M. YAMAMOTO and Y. YOSHIZAWA, *J. of the Physical Society of Japan* 15, 12 (1960) 2137
- [60] D.F. GEESAMAN, R. MALMIN, R.L. Mc GRATH, J.W. NOE and J. CERNY, *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975) 326
- [61] T. KATOH, M. NOZAWA and Y. YOSHIZAWA, *J. of the Physical Society of Japan* 15, 12 (1960) 2140
- [62] D. WEGENER, *Z. Physik* 198 (1967) 251
- [63] R. VAN LIESHOUT, D.H. GREENBERG, L.A. KOERTS and C. WU *Phys. Rev.* 100, 1 (1955) 223
- [64] R.K. SHELLINE, J.R. WILKINSON, *Phys. Rev.* 99, 1 (1955) 165
- [65] K. TAKAHASHI, M. YAMADA, T. KONDOH, *Atomic and Nuclear Data tables* 12 (1973) 101
- [66] M. HILLMAN et Y. EGAL, *Communication à la conférence européenne de physique nucléaire avec les ions lourds, Caen (1976)* 109
A. GAVRON, *Phys. Rev.* C21 (1980) 230
- [67] J.L.V. BARRETO, thèse (Orsay, 1980) IPNO-T-80.05
- [68] A.N. BILGE, G.G. BOSWELL, *J. Inorg. Chem.* 33 (1971) 2251
- [69] I.M. LADENBAUER-BELLIS, H. BAKHRU and B. JONES, *Can. J. Phys.* 50 (1972) 3071
- [70] L. WESTGAARD, K. ALEKLETT, G. NYMAN and E. ROECKL, *Z. Phys.* A275 (1975) 127
- [71] VON M. KABA and K. MIYANO, *Radio. Acta* 21 (1974) 203
- [72] Y.W. YU and A.A. CARETTO, *J. Inorg. Chem.* 33 (1971) 3223
- [73] T.A. DORON and M. BLANN, *Nucl. Phys.* A161, (1971) 12
- [74] R. IAFIGLIOLA, H. HUANG, J.K.P. LEE and T.Y. LI, *J. Inorg. Chem.* 39 (1977) 7
- [75] I. VOISILKA, B. KRATSKY, Y. LIPTAK, A. NOVGORODOV and M. TOSHEV. *Izv. Akad. Nauk. SSSR* 38, n° 1 (1974) 57
- [76] G. KORSCHINECK, E. NOLTE, H. HICK, K. MIYANO, W. KUTSCHERA and H. MORINAGA, *Z. für Phys.* A281 (1977) 409
- [77] R. TURCOTTE, R. IAFIGLIOLA, R.B. MOORE and J.K.P. LEE, *Nucl. Phys.* A198 (1972) 67
- [78] F.D. SUTEMENT and S.M. QAIM, *J. Inorg. Chem.* 26 (1964) 1491
- [79] C. WEIFFENBACK, S.C. GUJRATHI, J.K.P. LEE *Bull. Am. Phys. Soc.* 18, n = 4 (1973) 702
- [80] J.C. DE LANGE, J. BRON, A. VAN POELGEEST, M. VERNEUL, W.B. EWBANK, *Z. für Physik* A279 (1976) 79
- [81] E.H.S. BURNOP, *J. Phys. Radium* 16 (1955) 625
- [82] H.L. HAGEDOORN and A.M. WAPSTRA, *Nucl. Phys.* 15 (1960) 146
- [83] R.S. HAGER et E.C. SELTZER, *N.D. A4* (1968) 1
- [84] E.W.A. LINGEMAN, F.W.N. DE BOER, P. KOLDEWIJN and P.R. MAURENZIG, *Nucl. Phys.* A180 (1971) 630
- [85] R. IAFIGLIOLA and J.K.P. LEE, *Phys. Rev.* C13, 5 (1976) 2075
- [86] T. YAMAZAKI, H. OHNUMA, Y. HASHIMOTO, M. FIJIOKA, E. TAKEKOSHI, A. HASHIZUME, M. IREGAMI, M. SAKAI, *J. Phys. Soc. Japan*, 17, 1223, (1962)
- [87] *Nuclear Data Tables* 85 (1971) 109

- [88] J.E. KITCHING, P.A. BATAY-CSORBA, C.A. FIELDS, R.A. RISTINEN and B.L. SMITH, Nucl. Phys. A302 (1978) 159
- [89] M. AVRIGEANU, V. AVRIGEANU, D. BUCURESCU, G. CONSTANTINESCU, M. IVASCU, D. PANTELICA, M. TANASE and N.V. ZAMFIR, J. Phys. G. Nucl. Phys. Vol. 4 n° 2 (1978) 261
- [90] S.E. ARNELL, S. SJOBERG, O. SKEPPSTEDT and E. WALLANDER, A. NILSSON and Z.P. SAWA, G. FINNAS, Z. PHYSIK A289 (1978) 89
- [91] M. EPHERRE, G. AUDI, C. THIBAUT, R. KLAPISCH, G. HUBER, F. TOUCHARD and H. VOLLNIK, Phys. Rev. C19, 4 (1979) 1504-1522
- [92] D. JACQUET, S. DELLA-NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN, Y. LE BEYEC, communication personnelle
- [93] Atomic Data and Nuclear Data Tables 19 (1977) 175
- [94] Atomic Data and Nuclear Data tables 17 (1975) 411
- [95] W.D. MYERS and W.J. SWIATECKI, Annals of Physics 84 (1974) 166-210
- [96] W.D. MYERS and W.J. SWIATECKI, Nucl. Physics 81 (1966) 1-61
- [97] W.D. MYERS, Droplet Model of Atomic Nuclei (1977) IFI/Plenum
- [98] S.G. NILSSON, C.F. TSANG, A. SOBICZEWSKI, Z. SZYMANSKI, SWYCECM, C. GUSTAFSSON, I.L. LAMM, P. MOLLER, B. NILSSON, Nucl. Phys. A131, 1 (1969)
- [99] V.M. STRUTINSKY, Nucl. Phys. A95 (1967) 420
- [100] G.T. GARVEY and I. KELSON, Phys. Rev. Letters 16 (1966) 197

