

298033749

ORSAY
n° d'ordre : 3709

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR 3° CYCLE
SPECIALITE : PHYSIQUE NUCLEAIRE

PAR

MR BOGAERT Gilles

SUIET : ETUDE A TRES HAUT SPIN DES NOYAUX D'ERBIUM TRANSITIONNELS (N 86)
MISE EN EVIDENCE DE TRANSITIONS DIPOLAIRES ET MESURES DE VIES
MOYENNES DANS LE CONTINUUM.

soutenu le ?? Juin 1984 devant la Commission d'examen

MM. SERGOLLE Président

MME BRIANCON

MM BRUANDET

THIBAUD

VIVIEN

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier chaleureusement toutes les personnes qui de diverses façons ont participé à ce travail :

Madame Ch. Briançon, directrice du Laboratoire Salomon Rosenblum du C.S.N.S.M. (Orsay), qui a bien voulu m'ouvrir son laboratoire et m'honore de sa présence dans le Jury.

Monsieur H. Sergolle qui a accepté de présider le Jury et n'a cessé d'apporter son concours déterminant à ce travail qu'il illumine de son autorité bienveillante.

Monsieur J.F. Bruandet et J.P. Vivien qui me font grand plaisir de participer au Jury et à qui je dois de judicieux conseils.

Monsieur J.P. Thibaud et P. Aguer qui m'ont accueilli dans leur équipe avec enthousiasme. Ils m'ont inculqué rigueur et méthode qu'exige toute recherche. J'ai participé avec profit à leurs multiples activités tout en jouissant d'une grande liberté. Ce travail qu'ils ont initié et dirigé est bien sur en premier lieu le leur.

Madame G. Bastin qui a travaillé à l'élaboration de cette thèse depuis son commencement, y consacrant progressivement toute son activité. Son soutien fut indéfectible. Il nous a permis à tous deux de soulever des montagnes et mener à bien ce travail.

Monsieur S. Cuiok qui a eu l'extrême gentillesse de collaborer à ce travail et avec lequel j'ai eu d'éclairantes discussions théoriques.

Madame F. Soramel-Stanco et Monsieur I. Hiddingson qui ont participé le temps de leurs séjours (trop courts) en France au dépouillement des données, avec une efficacité qui me déconcerte encore.

Enfin j'ai bénéficié de l'expérience précieuse de Monsieur R. Kroth, dont la participation au Jury me réjouit énormément.

Melle C. Prévot qui a entrepris avec courage et habileté la frappe de cette thèse, sous la tutelle de Madame M. Vilain qui a pris son relais et effectué la mise en page. Le dévouement et la bonté de Monique sont déjà légendaires. Son indulgence et sa patience ont été sans limites pour moi.

Monsieur R. Lentignac qui a dessiné les figures de cette thèse avec une minutie et un calme aussi impressionnants que la perfection de ce travail, et Monsieur C. Thibaud qui s'est chargé avec talent des photographies des figures.

Les équipes techniques travaillant auprès de l'accélérateur ALICE (Orsay), tout l'atelier et le service d'électronique du CSNSM, les informaticiens du centre ARTEL (Orsay) dont la grande compétence fut quotidiennement mise au service de cette thèse.

L'ensemble des personnels C.S.N.S.M. et de l'I.P.N. (Orsay) qui ont contribué de très près ou de plus loin aux travaux présentés ici. Je les prie d'accepter l'expression de toute ma gratitude.

ABSTRACT :

Average lifetimes and multipolarities of unresolved transitions deexciting very high spin states of the light Rare Earth nuclei ($N \sim 86$) have been determined by a measure of Doppler shift attenuation and their anisotropy. The spin selection is provided by the total energy spectrometer technique ; great care was taken of the existence of many long lived isomeric states in the studied nuclei. These $N \sim 86$ nuclei have been formed in the $^{84}\text{Kr}(340 \text{ MeV}) + ^{74}\text{Ge} \rightarrow ^{158}\text{Er}^*$ reactions using the ^{84}Kr beam of the Orsay ALICE facilities and targets of ^{74}Ge built at the PARIS Isotope separator of the CSNSM. NaI γ spectra have been thoroughly cleared of the discrete lines contribution through a careful subtraction procedure synthesising NaI spectra from the Ge ones. At very high spin the continuum γ rays feed two well separated bumps with $E_{\gamma} \sim .65 \text{ MeV}$ and $E_{\gamma} \sim 1.3 \text{ MeV}$. The 1.3 MeV transitions appear at $I > 30\hbar$ and their energy does not vary with the increasing spin like expected in the rotational case of the well deformed nuclei ; they are strongly collectively enhanced with $B(E2) > 130 \text{ W.u.}$ Below 1 MeV the anisotropy of transitions is $R \sim 0.7$, indicating their stretched dipole nature. Recent calculations of nuclear shape deformation (following Strutinsky shell correction method) reproduce the two bumps shape of the experimental spectra and the origin of the excitation is explained in terms of nuclear vibration (γ -vibration, wobbling motion).

S O M M A I R E

	Page
<u>CHAPITRE I : COMPORTEMENT DES NOYAUX A TRES GRAND MOMENT ANGULAIRE</u>	1
I.1 - Réaction de fusion-évaporation-désexcitation du noyau composé	3
I.2 - Schéma de niveaux des noyaux de terres rares	5
a) Niveaux identifiés	5
b) Comparaison des spectres	5
c) Mesures de durée de vie des états	6
d) Mesures de distributions angulaires	7
I.3 - Etude du continuum γ des noyaux de terres rares	9
a) Noyaux déformés	9
b) Noyaux proches de $N = 86$	10
I.4 - Motivations	13
<u>CHAPITRE II - TECHNIQUES EXPERIMENTALES</u>	15
Historique et choix expérimental	15
II.1 - La méthode d'atténuation du décalage Doppler	16
a) Principe	16
b) Mise en oeuvre	18
c) Ralentissement par la cible	19
d) Cas des cascades de désexcitations complexes	19
II.2 - La spectrométrie d'énergie totale en tant que sélection de spin	21
a) Principe	21
b) Mise en oeuvre	22
c) Sélection des spins d'entrée. Sélection d'une plage donnée des niveaux	24
d) Normalisation	26
e) Détermination du spin moyen d'entrée	26
f) Multiplicité gamma	27

II.3 - Détermination de la multipolarité des transitions <i>gamma</i>	27
a) Intérêt	27
b) Distributions angulaires	28
c) Hypothèses	30
<u>CHAPITRE III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET ANALYSE DES DONNEES</u>	31
III.A - Choix de réaction et dispositif expérimental	31
A.1 - Choix expérimental	31
A.2 - L'ensemble de détection	34
A.3 - Le dispositif électronique	36
a) schéma	36
b) description de la logique de décision	36
III.B - Analyse des données - Vue d'ensemble	37
B.1 - Avertissement	37
B.2 - Expérience	38
B.3 - Traitement des données	39
III.C - Analyse des données. Détail	41
C.1 - Précautions expérimentales	41
C.2 - Sélection des événements	44
C.3 - Spectres selon l'énergie totale	45
C.4 - Déconvolution des spectres NaI	46
C.5 - Analyse de multiplicité des cascades	47
C.6 - Multiplicité associée aux spectres	48
C.7 - Evaluation et soustraction des <i>gammas</i> discrets	50
<u>CHAPITRE IV - RESULTATS</u>	54
IV.1 - Remarque préliminaire	54
IV.2 - Spectres somme, présentation des tranches	54
IV.3 - Distribution en énergie	58
a) obtention des spectres expérimentaux	58
b) analyse des spectres expérimentaux	59
- spectres du continuum γ	
- évolution de la distribution des transitions	
IV.4 - Analyse multipolaire	63
IV.5 - Durées de vie	66

	Page
<u>CHAPITRE V - INTERPRETATION DES RESULTATS</u>	72
V.1 - Rappels théoriques	72
a) La goutte liquide. Quelques rappels	73
b) La plan (β, γ)	73
c) Equilibre de la goutte liquide en fonction du spin	74
d) Traitement quantique et correction de couches	76
V.2 - Interprétations théoriques des résultats expérimentaux	79
<u>CONCLUSION</u>	87
<u>APPENDICE</u> : Synthèse et déconvolution de spectres NaI	90
<u>REFERENCES</u>	

INTRODUCTION

L'objet de ce travail est l'étude de la structure nucléaire à très haut spin des noyaux d'Erbium transitionnels ($Z = 68$, $N \sim 86$).

Dans les terres rares, il est une région particulière qui présente sur une étroite zone de masses de $N = 82$ à $N = 90$, et à faible moment angulaire, une grande variété de formes de noyaux : les noyaux $N = 82$ sont sphériques, ceux $N = 84$ sont légèrement aplatis et $N = 90$ sont franchement allongés. Cette diversité de formes reflète bien sûr les propriétés foncièrement différentes de ces noyaux, et se traduit par des séquences d'états excités, mettant en jeu préférentiellement des degrés de liberté individuels dans un cas ($N = 82, 84$) et collectifs dans l'autre ($N = 88, 90$). Les noyaux transitionnels $N \sim 86$ occupent une position charnière. Il suffit pour s'en persuader de regarder l'abondance de la littérature consacrée ces 20 dernières années à ce sujet : la moisson de résultats obtenus par l'étude de la désexcitation gamma grâce à la spectroscopie fine a fourni une aire de test idéale aux modèles nucléaires, mais le plus souvent limitée à des états de spin inférieur à $35\hbar$.

L'objet de notre étude est de suivre le comportement de ces noyaux transitionnels de terres rares jusqu'à très haut spin, dans la région du continuum gamma. La région du continuum γ constitue un vaste domaine d'une richesse incontestable mais encore peu exploré : c'est une forêt de milliers de niveaux qui s'étend jusqu'aux spins extrêmes ($60-70\hbar$) sur une plage de plusieurs dizaines de MeV. Les noyaux formés très loin des conditions de stabilité, dans les réactions entre ions lourds traversent ces régions à la recherche de leur équilibre. L'étude de leur comportement dans cette quête mouvementée apporte un éclairage nouveau sur le problème toujours inépuisé des interactions entre excitations de particules individuelles et excitations collectives.

Ce travail est articulé de la façon suivante :

Dans un premier chapitre nous faisons le point des connaissances acquises sur les comportements des noyaux des terres rares. Nous considérons plus particulièrement les structures dans le continuum gamma que des études antérieures, menées en particulier au C.S.N.S.M. et à l'I.P.N. ont mises au jour, et qui font l'objet de nos recherches.

Nous voulons étudier le continuum gamma, du point de vue des durées de vie et des multipolarités des transitions. Dans ce but nous utilisons des techniques particulières que nous décrivons dans le chapitre deux.

Dans le troisième chapitre nous présentons l'expérience $^{84}\text{Kr} + ^{74}\text{Ge}$ et détaillons l'analyse des données que nous avons effectuée pour en extraire les informations pertinentes, finalement exposées et discutées dans le chapitre quatre.

Dans le chapitre cinq, après avoir succinctement résumé les approches théoriques du problème, nous confrontons nos données aux résultats très récents de calculs qui essaient de rendre compte des phénomènes observés à spin élevé.

CHAPITRE I - COMPORTEMENT DES NOYAUX A TRES GRAND MOMENT ANGULAIRE

Le phénomène de rotation collective du noyau atomique fut mis en évidence en 1953 (Hu 53) sur les états de faible moment angulaire ($< 10\hbar$) : il venait d'être prédit par Bohr et Mottelson (Bo 52, Bo 53, Bo 54). Dans leur modèle rotationnel, chaque nucléon se meut dans un potentiel légèrement déformé qui tourne à une vitesse faible par rapport à celle des nucléons (approximation adiabatique).

Durant les années 70, le développement des réactions induites par ions lourds devait ouvrir un nouveau champ à l'étude de la dynamique nucléaire : celui des niveaux de haut ($< 10\hbar$) et très haut ($< 70\hbar$) spin où le noyau évolue très loin des conditions de stabilité. On découvrait qu'à de tels moments angulaires, le noyau se déforme et ses propriétés se modifient : les forces de Coriolis et centrifuges entrent en scène et rendent indissociables degrés de liberté collectifs et individuels, contrairement au cas de la rotation adiabatique.

Ce domaine a fait l'objet de développements théoriques considérables (calculs de déformations d'équilibre, d'effets de couches dans le potentiel en rotation rapide) qui ont permis l'élaboration d'interprétations pertinentes des données expérimentales (alignements de particules, disparition de la superfluidité) et aussi la recherche toujours actuelle de nouveaux phénomènes (backbending, trappes yrast, super déformations).

Ces études ont apporté une compréhension claire des propriétés de certains noyaux atomiques bien déformés à l'équilibre (forme prolate, tels les ballons de rugby) et qui constituent selon l'analogie classique, de bons rotors, comme par exemple le noyau ^{164}Er ($N = 96$, $Z = 68$).

En s'élargissant à d'autres régions de la table de masse, les recherches ont porté en particulier sur certains noyaux des terres rares ($Z \sim 68$) qui selon la théorie présentent l'originalité aux spins intermédiaires, d'avoir une configuration de plus basse énergie entraînant une déformation oblate avec rotation non collective autour de l'axe de symétrie du noyau (forme oblate : forme aplatie sur l'axe de symétrie comme la terre par exemple). Bohr et Mottelson sont les premiers à s'être intéressés à ce nouveau type d'excitation du noyau.

Sur cette carte sont symbolisés les formes des noyaux et leur comportement au spin $I = 40 \hbar$

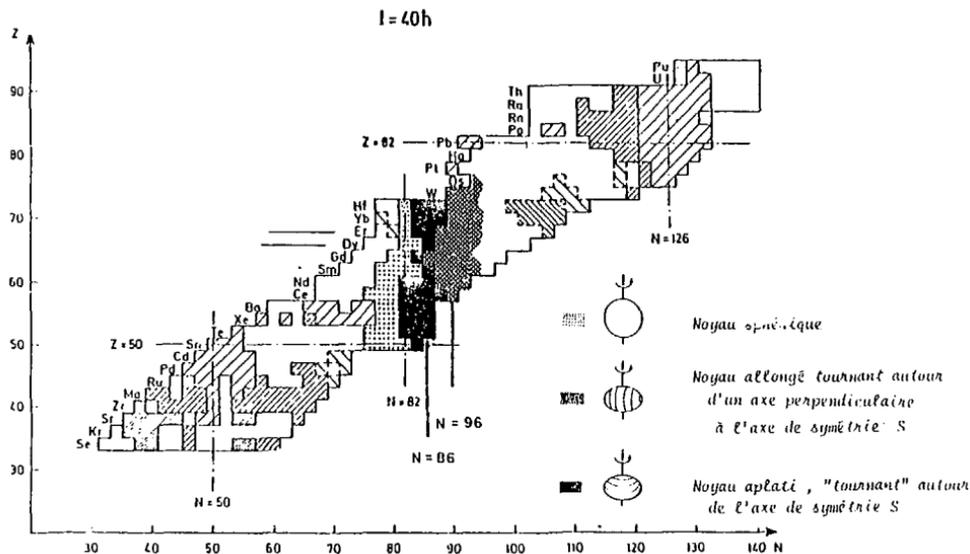


Fig 1.1 Tirée de la référence Au 78.

En mécanique quantique, l'effet de la rotation sur la fonction d'onde globale du noyau autour de son axe de symétrie est seulement de modifier sa phase. La seule manière de "fabriquer" du moment angulaire consiste donc pour le noyau en un réarrangement des orbitales individuelles dans le puits de potentiel qui de ce fait se déforme. On assiste alors au paradoxe d'un noyau pouvant être déformé mais présentant des séquences de niveaux de type individuel.

Il y a peu de zones du tableau périodique où les excitations originales prédites par Bohr et Mottelson (Bo.75) soient probables. L'une d'elles (voir figure I.1) se situe dans les terres rares (autour de $N = 86$) et fait précisément l'objet de cette étude.

La façon dont les degrés de liberté collectifs et individuels s'articulent pour générer le moment angulaire de ces noyaux (on parle alors de rotation non collective) est un thème de recherche actuel qui se poursuit en particulier dans la zone des états de très hauts moments angulaires. On conçoit facilement que cette zone, à la limite de la fission du noyau, et où l'énergie de la rotation peut devenir comparable à celle mise en jeu dans les effets de couches, présente un intérêt exceptionnel.

Cette thèse s'inscrit exactement dans la perspective ouverte par l'étude des niveaux de très haut moment angulaire. Elle fait suite à des travaux de recherche commencés il y a cinq ans sur ces noyaux non rotationnels, avec lesquels nous allons en premier lieu nous familiariser, en procédant à une description sommaire des connaissances acquises dans ce domaine de la spectroscopie nucléaire.

À l'issue de cette présentation, nous pourrions cerner précisément la problématique de notre travail de thèse.

I.1 - Réaction de fusion-évaporation. Désexcitation du noyau composé.

Les réactions entre ions lourds permettent de former des noyaux de moment angulaire élevé par réaction de fusion-évaporation.

Dans une première étape, le projectile rentre en contact avec le noyau cible. L'énergie cinétique du projectile est rapidement transformée en énergie d'excitation répartie sur l'ensemble des nucléons. Le noyau ainsi formé supporte un moment angulaire qui peut atteindre pour certaines masses 70M. Cette valeur de moment angulaire maximum peut être estimée de

diverses façons : calculs de sections efficaces par développement en onces partielles, ou calcul classique d'objets en contact justifié par la petite longueur d'onde associée au projectile.

La figure (1.2) représente dans le plan (E*, J) le chemin suivi par le noyau excité jusqu'au niveau fondamental. Dans ce plan, chaque état est représenté par un point.

Dans un temps caractéristique de l'interaction forte (10^{-22} s à 10^{-19} s), le noyau très chaud se refroidit en évaporant des particules qui en moyenne emportent chacune entre 10 et 15 MeV d'énergie d'excitation (dont environ 8 MeV pour l'énergie de liaison) et peu de moment angulaire (à cause de la barrière centrifuge).

Puis arrive un moment où le noyau n'est plus assez chaud pour évaporer une particule : il pénètre la zone d'entrée de la réaction. L'émission de rayonnement électromagnétique devient prépondérante. Cette émission, au début n'est gouvernée que par les densités de niveaux qui restent encore très élevées : émission de 2, 3 ou 4 gammas dits pour cette raison statistiques et qui ne dépendent pas en première approximation de la structure nucléaire.

En se rapprochant encore de la ligne yrast (ligne des états de plus basse énergie à un spin donné ; le mot yrast est issu de la forme superlatif du mot nordique "yr" : étourdi, atteint de vertige), la densité de niveaux diminue et le noyau évacue son moment angulaire par émission de rayonnement électromagnétique caractéristique de la structure du noyau.

La description qui vient d'être faite de la désexcitation des noyaux très chauds jusqu'à l'état fondamental est évidemment très schématique. Il faut remarquer que ce processus est finalement toujours mal connu : la mesure des lignes d'entrée a révélé des surprises qui montrant que la compétition évaporation de neutrons (ou p, n...) - émission électromagnétique est mal comprise du point de vue théorique. Un effort pour une description des densités de niveaux prenant en compte d'une manière plus réaliste tous les degrés de liberté du noyau reste à faire.

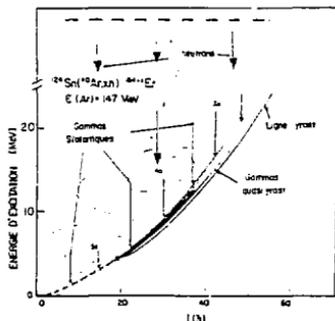


Fig 1.2 illustration de la désexcitation de ^{164}Er . Les lignes pointillées délimitent des régions correspondant à l'évaporation de 3 à 5 neutrons (Ni 79)

I.3 - Schémas de niveaux de noyaux des terres rares

La figure (I.3) montre des spectres d'énergie d'allures complètement différentes représentatifs de comportements opposés.

Sur ces spectres ne figurent que les niveaux yrast des noyaux de ^{158}Er (à gauche) et ^{154}Er (à droite). Ils appellent plusieurs remarques qui pourraient valablement s'appliquer aux noyaux de leurs voisinages respectifs : en particulier pour le 2ème, ^{152}Dy (Za 81) et ^{153}Ho (Za 83) isotones de ^{154}Er .

a) Les deux spectres montrent des niveaux identifiés jusqu'à un spin voisin de 30 \hbar , bien inférieur au spin maximal (60 \hbar ou 70 \hbar) que ces noyaux peuvent supporter sans fissionner. Les transitions alimentées au-delà de 30 \hbar ne sont résolues par aucun détecteur que nous connaissons (ce propos doit être nuancé : des dispositifs antiCompton comme Tessa à Daresbury permettent de mettre en évidence des niveaux discrets - très faiblement alimentés - au-delà de 35 \hbar).

b) La régularité de l'un contraste avec l'aspect apparemment chaotique de l'autre, bien que l'énergie de leurs transitions soient du même ordre de grandeur. Une analyse fine de la succession des niveaux révèle que :

- Pour ^{158}Er (à gauche), l'énergie des transitions et leur spin croissent régulièrement du niveau fondamental jusqu'au niveau 12 \hbar . Alors l'énergie de transition subit une discontinuité (backbending) puis réaugmente régulièrement avec le spin. C'est ce que montre la figure (I.4) pour un noyau au comportement identique : $^{158}\text{Dy}_{92}$ isobare de $^{158}\text{Er}_{90}$.

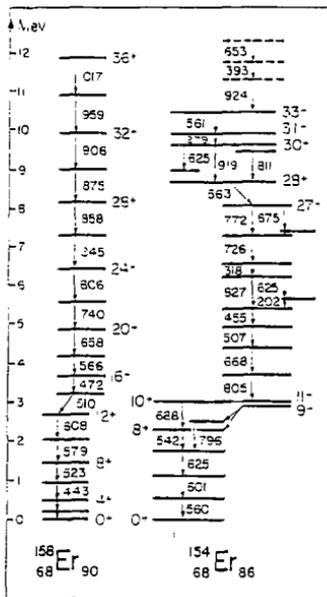


Fig I.3 Série des adjacences
Za 82, 82 83 Va 82.

Les points représentatifs des états yrast dans le plan (E*, I(I+1)) sont parfaitement alignés à partir du spin 14 \hbar . Ce phénomène s'interprète aisément par analogie avec la rotation d'un corps solide pour lequel :

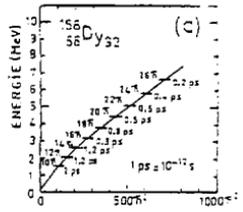
$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1)$$

La valeur du moment d'inertie, défini par cette relation pour ^{158}Er se trouve correspondre à celui d'un corps solide de forme prolata (ballon de rugby) tournant autour de son petit axe.

- La succession des états de ^{154}Er est irrégulière comme le montre la figure (I.5). Le fait qu'en moyenne ils s'alignent sur une droite n'est pas très significatif puisque Bohr et Mottelson ont montré que c'était une propriété générale des états excités de nucléons dans un gaz de fermions. L'important est que la position individuelle de chaque état par rapport aux autres ne montre pas la régularité propre au cas des bons rotors.

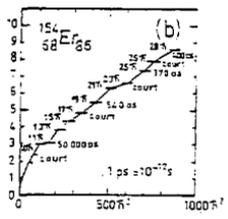
c) Les mesures de durées de vie des états confirment et enrichissent ces constatations (figures I.4 et I.5).

- Dans ^{158}Er , le flux γ parcourt très rapidement le chemin de désexcitation jusqu'au niveau fondamental. Les probabilités de transitions sont bien plus élevées (facteur 100, au moins) que celles fournies par les estimations de Weisskopf dans le cas des excitations de particules individuelles, indiquant clairement la nature collective de l'excitation.



(MOMENT ANGULAIRE) I(I+1) \hbar^2

Fig I.4 Titrée de la référence Em 77.



Titrée de la référence Ag 79.

- La situation pour ^{154}Er est très différente : les temps caractéristiques de désexcitation du noyau sont terriblement plus longs (~ 500 ps jusqu'au niveau 11^-). On note la présence de niveaux isomériques dont un de durée de vie très longue (50 ns), tout à fait caractéristique d'excitations de particuler individuelles.

En effet, dans le cas d'excitation non collective, la structure de la ligne yrast est simplement conditionnée par la minimisation de l'énergie lorsqu'on remplit les couches du noyau en couplant entre eux les nucléons pour obtenir le spin total I . On conçoit alors que des niveaux yrast de spin voisin puissent avoir des structures très dissemblables, et donc que l'existence de niveaux isomériques soit favorisée.

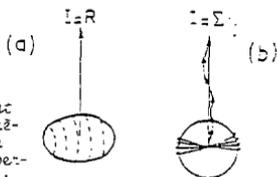
Le caractère non collectif de l'état isomérique de ^{154}Er a d'ailleurs été confirmé par la mesure de son facteur gyromagnétique g , qui permet de cerner avec précision la configuration principale constituant sa fonction d'onde : en l'occurrence, une configuration $(i_{13/2} \pi h_{9/2}) : 11^-$ où 2 neutrons alignés sont couplés au spin 11^- , comme le prévoyaient les calculs (Ce 79).

d) Des mesures de distributions angulaires, de polarisation, d'électrons de conversion ont permis d'établir avec certitude pour les deux noyaux les multipolarités des transitions yrast.

a) ^{158}Er se désexcite essentiellement à travers l'émission de rayonnements E2, en plein accord avec le modèle collectif de Bohr et Mottelson (rotation impliquant l'ensemble des nucléons de façon cohérente).

β) Dans ^{154}Er , l'émission de rayonnements dipolaires (M1 ou E1) est plus probable, ce qui est déjà en soi une indication du caractère moins collectif des excitations (fig. I.6).

Fig I.5



a) L'ensemble des données concernant les états yrast de ^{158}Er s'interprète comme une rotation d'ensemble du noyau ellipsoïdal autour d'un axe perpendiculaire à son axe de symétrie : c'est la rotation collective.

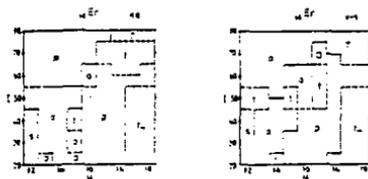
b) Dans le cas de ^{154}Er , le moment angulaire des états yrast résulte de l'alignement du mouvement individuel de quelques nucléons : c'est la "rotation" non collective.

L'ensemble de ces évidences expérimentales conduisent à classer ^{158}Er dans la catégorie des rotors, au contraire de ^{154}Er , dont le comportement est représentatif de noyaux de la zone de transition entre les noyaux sphériques ($N = 82$) et déformés ($N > 90$), et pour lequel les différents calculs (voir figure I.7) prévoient généralement une déformation d'équilibre oblate avec "rotation" autour de l'axe de symétrie.

Fig I.7

Changement de forme dans les noyaux d'Erubium avec le moment angulaire ($I = 31$). Calculs effectués avec un potentiel d'oscillateur harmonique : à gauche; et avec un potentiel de Wood - Saxon (à droite).

o : oblate
 p : prolate
 t : triaxial



L'étude de l'ensemble des transitions γ détectées, et non des seules transitions yrast, permet d'obtenir d'autres renseignements : le spectre connu des transitions discrètes de ^{158}Er est constitué en fait de quatre bandes de rotation construites sur des configurations à petit nombre de particules.

On peut imaginer que sur chacune des configurations possibles, on puisse construire une bande collective. Mais la densité de niveaux (ou la densité de bandes) augmentant rapidement quand on s'éloigne de la ligne yrast, ces niveaux ne peuvent pas être séparés à cause de la trop faible résolution des détecteurs. L'existence de ces bandes, non résolues au-dessus de la ligne yrast, est prouvée à très haut spin ($I > 30\hbar$) par l'étude des transitions γ (dites du continuum) comme nous allons le voir plus loin.

Leur présence permet d'expliquer la faible alimentation des niveaux yrast de ^{158}Er , observée à partir des spins $15\hbar - 20\hbar$. Lorsque ce noyau se désexcite, le flux γ est piégé par les premières bandes de rotation rencontrées qui le traînent sur un trajet assez long dans le plan

(E,J) l'empêchant d'atteindre la ligne yrast, comme le schématise la figure (I.8).

On comprend alors que l'alimentation de la ligne yrast et des niveaux voisins soit inexorable à haut spin et qu'elle n'augmente que très progressivement, pour ne devenir conséquente qu'en dessous de 20 \hbar approximativement.

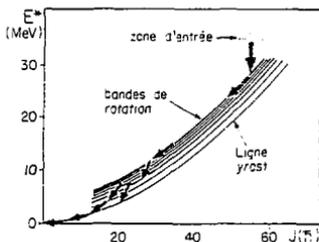


Fig I.8

I.3 - Etude du continuum γ des noyaux de terres rares

Les transitions alimentées au dessus de 30-35 \hbar dans leur grande majorité, ne sont résolues par aucun détecteur connu. Pour cette raison ces états de très haut spin ont été baptisés états du "continuum γ ". En fait il ne s'agit que d'un quasi-continuum, puisque les densités de niveaux γ sont vraisemblablement trop faibles pour que les niveaux se chevauchent.

a) Noyaux déformés

L'étude des niveaux dits du "continuum γ " à haut et très haut spin a constitué une avancée considérable pour la spectroscopie nucléaire, et nous insisterons dans le chapitre II sur les difficultés qu'elle représente.

Sur la figure (I.9) on a superposé quatre spectres de transitions enregistrés par des détecteurs NaI (résolution \sim 10%), correspondant à quatre spins initiaux différents des noyaux résiduels bien déformés autour de 139_{Zr} .

Ces spectres sont constitués aussi bien par les transitions du continuum γ que par des transitions qu'un détecteur Ge pourrait résoudre.

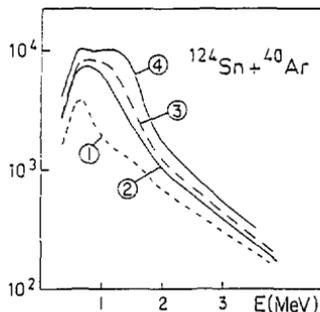


Fig I.9 Série de la référence Ag 31 montrant les spectres de transitions obtenus pour ^{139}Zr et ses proches voisins, en sélectionnant différentes zones d'entrée du noyau résiduel grâce à un spectromètre d'énergie totale.

Le spectre 1 correspond à un spin d'entrée faible, et le 4 à un spin d'entrée élevé.

Ils présentent une seule structure dont la largeur croît avec le spin d'entrée du noyau excité : Quand celui-ci augmente, de nouvelles transitions γ apparaissent dans le spectre, désexcitant les niveaux de spin élevé nouvellement alimentés. Le point important est que l'énergie de ces transitions augmente avec le spin, comme on le voit sur la figure (I.9).

Le modèle rotationnel prédit en première approximation que si

$E = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J}$ est l'énergie d'un niveau de spin I se désexcitant à travers un γ emportant deux unités de moment angulaire, l'énergie du γ est donnée par :

$$E_{\gamma} = \frac{\hbar^2 (I-2)}{2J}$$

Cette dépendance rigoureuse de l'énergie des transitions vis à vis du spin a été établie par une analyse fine du déplacement de l'épaule dans les spectres (I.9) (Ko 79 et Ag 81).

Toutes les autres mesures effectuées sur les transitions du continuum γ (multipolarité et durée de vie) confirment et établissent de façon certaine la nature très collective de l'excitation de ^{158}Er à haut spin. Elles ont été initiées et développées de manière considérable au Lawrence Berkeley Laboratory (Ko 79).

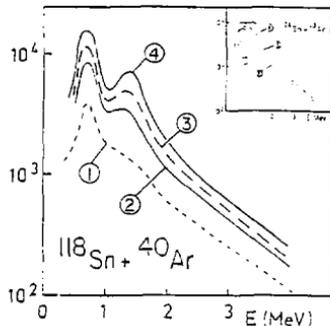
b) Noyaux proches de $N = 86$

Le continuum γ des noyaux voisins de ^{154}Er a fait l'objet d'études en 81-82 à Orsay et en particulier d'une thèse (Ng 82) dont nous extrayons la figure (I.10) pour en illustrer les conclusions essentielles : Le spectre d'énergie de ^{154}Er présente à très haut spin une structure à deux bosses (en dos de chameau) fondamentalement différente de celle des noyaux bien déformés.

Sur cette figure, nous pouvons suivre l'évolution du spectre de transitions γ avec le spin d'entrée du noyau résiduel. Pour mémoire, la figure analogue correspondant au noyau ^{158}Er est retracée en médaillon en haut à droite.

Considérons tout d'abord la bosse qui apparaît autour de 1.3 MeV et dont l'intensité augmente à partir du spin $\sim 30\hbar$, alors que son énergie moyenne ne varie pas sensiblement. Une mesure de distribution angulaire (Ng 82) de ces gammas a permis de caractériser sans ambiguïté leur nature quadrupolaire "étirée", généralement associée à un comportement collectif.

Fig 1.10 Tirée de la référence Ng 32, montrant des spectres de transitions obtenus pour ^{154}Er et ses proches voisins, en sélectionnant différentes zones d'entrée du noyau résiduel grâce à un spectromètre d'énergie totale. En médaillon sont dessinés pour mémoire les spectres obtenus par la même analyse dans le cas de ^{158}Er .



Cette structure collective dont l'énergie ne varia pas selon la formule précédente se comporterait donc de façon très différente des structures rotationnelles habituelles des noyaux très déformés comme ^{158}Er , comme le montre encore la figure (I.11). Sur celle-ci, on a porté le rapport J/J_0 en fonction du carré de la vitesse de rotation du noyau pour ^{158}Er (Ag 81) et ^{154}Er (Ng 82), J_0 étant le moment d'inertie d'une sphère rigide de même masse. On observe que le moment d'inertie de ^{158}Er reste à peu près constant entre $38\hbar$ et $60\hbar$, contrairement à celui de ^{154}Er (en fait il faut parler de moment d'inertie "effectif" puisque nous montrons l'absence de rotation collective) qui augmente rapidement.

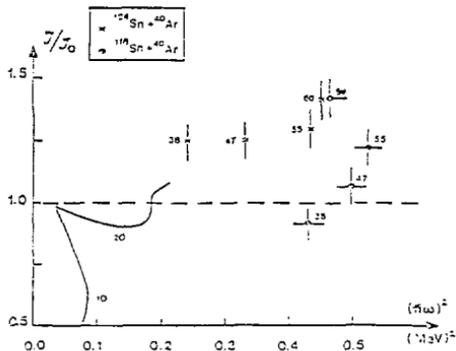


Fig 1.11 Tirée de la référence Ng82. Moment d'inertie de ^{158}Er et ^{154}Er et leurs voisins proches comparés à celui d'un solide sphérique de même masse en fonction de $(\hbar\omega)^2$. La ligne pleine montre le comportement de ce rapport J/J_0 aux bas spins pour ^{158}Er , où l'on observe le "backbending" très nettement. Les nombres portés sont les spins correspondants.

Les interprétations possibles de ce phénomène étaient nombreuses en l'absence de calculs précis : déformation rapide du noyau quand la vitesse de rotation augmente, croisements de bandes de rotation induisant une grande densité d'états au-dessus de la ligne yrast et des transitions de 1.3 MeV majoritaires (Pl 82), excitation de phonons brisant la symétrie axiale du noyau (Bo 31).

Il est aussi intéressant de noter que contrairement à ^{158}Er , les niveaux discrets de ^{154}Er sont très fortement alimentés jusqu'aux spins $30\hbar$ - $35\hbar$; c'est précisément dans cette région de moment angulaire qu'ils cessent d'être alimentés, et qu'apparaît la bosse d'énergie moyenne 1.3 MeV. Le même raisonnement que précédemment dans le cas de ^{158}Er , conduit à penser que le noyau rencontre à grand moment angulaire une région de haute densité de bandes qui l'empêche d'atteindre des niveaux yrast de spin supérieurs à $35\hbar$. Toutefois dans le cas de ^{154}Er , l'importance de l'alimentation ainsi canalisée à haut spin qui rejoint la ligne yrast entre $30\hbar$ et $35\hbar$, signe la disparition de ces bandes collectives aux spins intermédiaires.

Un autre sujet d'intérêt réside dans la bosse d'excitation située autour de 650 keV et dont l'alimentation augmente avec le spin d'entrée du noyau résiduel. Il est certain que cette bosse contient la quasi totalité des transitions discrètes de ^{154}Er . Mais son intensité croissante avec le spin d'entrée des noyaux résiduels tend à prouver qu'elle est aussi alimentée au-dessus de $35\hbar$ par les transitions du continuum γ . D'autre part, l'analyse multipolaire du spectre montrait une quantité importante de transitions dipolaires dans cette bosse (figure I.12) provenant peut-être en partie du continuum γ , qui serait alors le siège d'un nouveau type d'excitation. Bien sûr, il s'agit là de pures spéculations, puisque l'analyse ne permettait pas de discriminer les transitions du

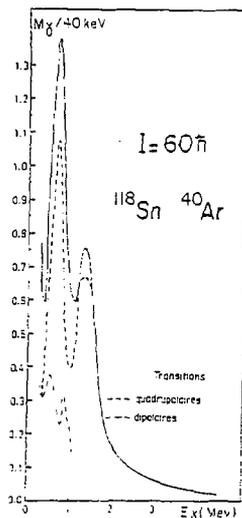


Fig I.12 Taux de la référence Vg32.

continuum γ dans cette bosse. Finalement, l'origine de ces transitions de 0.7 MeV qui ne peuvent pas entrer aisément en compétition avec des transitions γ d'énergie double (1.3 MeV) est obscure.

1.4 - Motivations

L'ensemble de ces travaux révélait donc le comportement original du noyau de ^{154}Er quand on le soumet à de très grands moments angulaires et naturellement soulevait des questions auxquelles on ne pouvait pas répondre:

- la présence de transitions du continuum γ au-dessus de 35M, autour de .65 MeV était décelée, sans qu'on puisse en préciser l'importance ni la nature.
- l'existence d'une structure jaillissant du spectre autour de 1.3 MeV à très haut spin (> 35M) était établie pour la première fois ainsi que son caractère quadrupolaire étiré suggérant sa nature collective

La connaissance précise des propriétés des noyaux proches de ^{154}Er nécessitait d'autres recherches mettant à jour de façon détaillée ces aspects mal connus du comportement nucléaire à très haut spin.

Dans ce cadre, l'objet de la présente thèse répond à la problématique suivante :

- * Quelle est la durée de vie des états de très haut spin ? Cette question est intéressante car nous savons que la durée de vie d'un niveau constitue un indicateur fin du degré de collectivité de l'excitation mise en jeu.
- * Quelle est l'intensité de l'alimentation entre 35M et 60M de la bosse d'excitation centrée à .65 MeV ?
- * Quelle est la nature des transitions qui l'alimentent et dont on cerne mal l'origine ?

La mesure des durées de vie des transitions alimentant la bosse de 1.3 MeV ne présente pas en principe de difficulté, mais elle nécessite la sélection des noyaux selon leurs spins d'entrée, ce que permet l'utilisation de la technique élégante de la spectrométrie gamma d'énergie totale.

La réponse aux deux dernières questions concernant la bosse de transitions de .65 MeV requiert une analyse des données particulières par laquelle nous réussissons à isoler les transitions du continuum γ des transitions discrètes. Ce travail long et délicat constitue une des originalités de cette thèse, puisqu'il n'avait encore jamais été entrepris de façon rigoureuse et quantitative.

CHAPITRE II - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Notre but est de mesurer les durées de vie des états du continuum γ de noyaux d'Erbium déficients en neutrons, et plus généralement de suivre leur comportement selon les spins croissants, du point de vue de la distribution en énergie et de la multipolarité des transitions émises.

Les méthodes mises en oeuvre dans ce but sont celles bien connues des mesures de distribution angulaire et de l'atténuation du décalage Doppler.

Leurs applications aux transitions du continuum γ pose un problème particulier du fait du caractère non résolu de ces transitions issues de niveaux de très haut spin, qui d'autre part peuvent se superposer aux transitions discrètes désexcitant les niveaux de plus bas spin (comme cela est indiqué dans le chapitre précédent).

Historique et choix expérimental

Les seules mesures des durées de vies des transitions gamma dans le continuum ont été effectuées jusqu'à présent par le groupe de Berkeley (Hü 78).

Dans cette expérience le filtre de multiplicité utilisé ne permettait qu'une élimination sommaire des événements parasites de basse multiplicité : excitation coulombienne, états de très bas moment angulaire. Dans ces conditions, il était impossible d'observer un groupe de transitions correspondant à des états de spin donné et les auteurs ont dû procéder à une analyse très délicate de la forme du spectre continu telle qu'elle apparaît par exemple dans la figure (II.1) dans le cas de ^{163}Ho .

Cette analyse devait d'autre part recourir à un modèle

- * fixant le partage à chaque niveau entre l'alimentation latérale rapide et l'alimentation par le haut des cascades de rotation dont l'existence était supposée ;
- * reliant l'énergie des transitions E_γ au spin de l'état émetteur I dont on mesure la durée de vie : le modèle rotationnel fournit une telle correspondance à travers la formule :

$$E_\gamma = \frac{\hbar^2}{2J} (4I - 2)$$

qui se déduit immédiatement de la relation fondamentale bien connue :

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1)$$

où le moment d'inertie du noyau J est supposé constant.

Moyennant l'hypothèse d'une bonne application du modèle rotationnel le plus schématisé, cette analyse donnait donc la durée de vie des transitions selon le spin du noyau résiduel via l'énergie des transitions γ . Son application aux noyaux d'Erbium les plus déformés (^{160}Er par exemple) est certainement une approximation plausible. En revanche, dans le cas des noyaux transitionnels comme ^{154}Er ($N = 86$) que nous étudions, les spins des niveaux émetteurs ne sont pas reliés aussi simplement à l'énergie des transitions et l'application d'un modèle rotationnel même modifié d'une manière "ad hoc" semble peu justifiable. Il conduit, de l'aveu même des auteurs, à des résultats peu crédibles dans les noyaux proches de ^{154}Er .

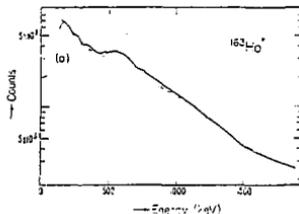


Fig II.1. Série de ^{162}Er . Spectres enregistrés à 0° à l'aide d'une cible autoionisante (trait plein) et une cible montée sur un support d'au (trait pointillé).

Nous avons donc tenté d'obtenir des données expérimentales analysables indépendamment de tout modèle. Ceci implique une sélection aussi bonne que possible du spin des états, ainsi qu'une technique expérimentale permettant d'obtenir des pics dont le déplacement du centroïde fournira simplement la vie moyenne des niveaux sélectionnés.

Pour cela, nous utilisons conjointement et pour la première fois la technique d'atténuation du décalage Doppler et celle du spectromètre somme comme sélecteur de spin.

Dans un premier temps, nous allons décrire ces deux techniques, puis nous étudierons le dispositif instrumental utilisé en insistant sur le progrès expérimental qu'il représente à nos yeux.

II.1 - La méthode d'atténuation du décalage Doppler

a) Principe de la méthode

Le principe de la méthode est de comparer la durée de vie des états nucléaires au temps de ralentissement de l'ion reculant dans un matériau de pouvoir d'arrêt connu. Le temps d'arrêt caractéristique étant de $\sim 10^{-13}$ s, les durées de vies mesurables par cette méthode se situent entre 10^{-12} s et 10^{-14} s (Al.79).

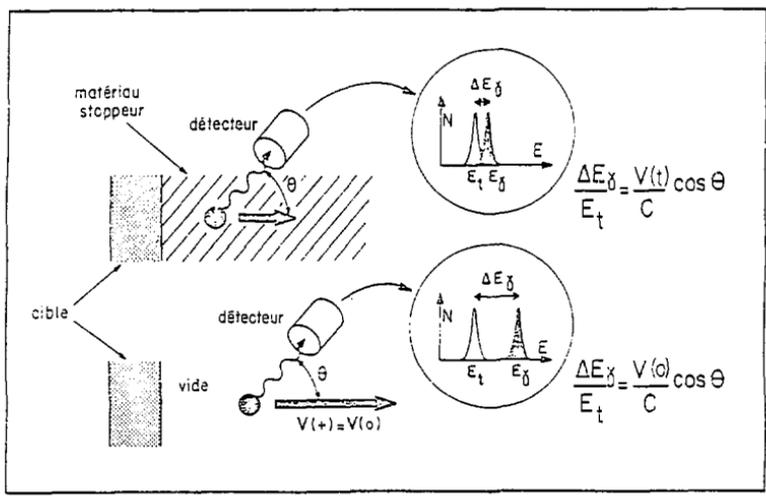


Fig 11.2 L'effet Doppler est utilisé pour mesurer la durée de vie de niveaux se désexcitant par γ d'énergie E_t . L'énergie moyenne détectée à θ° est représentée dans les médaillons par E_γ (noter !)

Soit une transition γ d'énergie E_c provenant d'un noyau composé excité de vitesse $\frac{v(t)}{c} = \beta(t)$. L'énergie E_Y détectée à l'angle θ est :

$$E_Y(t) = E_c \left(1 + \frac{v(t)}{c} \cos \theta\right) = E_c + E_Y(t)$$

Si le noyau excité recule dans le vide, sa vitesse $v(t)$ au temps t reste égale à $v(0)$. Par contre, dans un matériau ralentisseur, elle diminue et l'énergie du γ détecté varie avec le temps. Dans ce cas, si τ désigne la durée de vie du noyau émetteur, on peut définir $F(\tau)$ par :

$$\langle E_Y(\tau) \rangle = E_c \left(1 + \frac{v(0)}{c} F(\tau) \cos \theta\right)$$

Soit :

$$F(\tau) = \frac{\langle E_Y(\tau) \rangle - E_c}{E_c \frac{v(0)}{c} \cos \theta} = \frac{E \text{ (avec ralentissement)}}{E_{\max} \text{ (sans ralentissement)}}$$

$F(\tau)$ est appelé facteur d'atténuation du décalage Doppler. Il représente le décalage du centroïde de la raie par rapport au décalage Doppler maximal obtenu quand le noyau émetteur recule dans le vide.

On néglige pour le moment la distribution de vitesse provenant du ralentissement dans la cible.

b) Mise en oeuvre

En pratique, nous utilisons une cible mince autosupportée et une cible de même épaisseur déposée sur un matériau de pouvoir d'arrêt connu (figure II.1). Nous mesurons le décalage Doppler des centroïdes des raies dans les deux cas, pour un angle de détection $\theta = 0^\circ$.

Cette mesure est comparée aux valeurs calculées pour chaque valeur de τ par la formule :

$$F(\tau) = \frac{1}{v(0)} \int_0^\tau v(t) e^{-t/\tau} dt$$

La vitesse $v(t)$ du noyau dans le matériau ralentisseur est calculée d'une manière analytique à l'aide de la théorie de Lindhard, Scharff et Schiott qui rend compte d'une manière raisonnable des pouvoirs d'arrêt des matériaux. On pourra trouver les formules correspondantes dans la référence (Li 63).

La figure (II.3) montre la courbe $F(\tau)$ obtenue pour un noyau ^{154}Er d'énergie initiale 165 MeV ralenti dans une feuille d'or.

Une courbe similaire obtenue à partir des pouvoirs d'arrêt des tables de Northcliffe et Shilling (No 70) ne montre pas de différences significatives si l'on introduit le terme de diffusion $\langle \cos \theta \rangle$ (Bl 66) pour les temps de ralentissement longs.

Une analyse critique de la validité des formules de pouvoirs d'arrêt n'entre pas dans le cadre de cette étude, les incertitudes associées étant certainement très inférieures à celles inhérentes au type de mesure envisagée.

c) Ralentissement par la cible

Nous n'avons pas considéré le ralentissement provoqué par la cible elle-même au passage des ions incident et de recul.

Le pouvoir d'arrêt des matériaux varie avec le Z du noyau incident (ici Z (Kr) = 32), de sorte que l'énergie des ions ^{154}Er à la sortie de la cible dépend de leur lieu de formation.

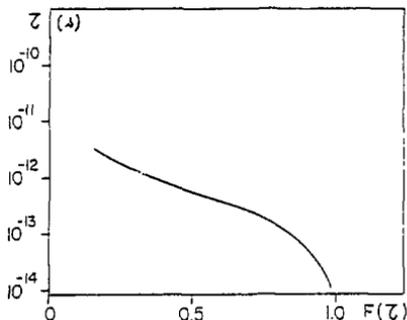
Pour des ions ^{84}Kr incidents de 340 MeV, sur une cible de ^{74}Ge de faible épaisseur ($.7 \text{ mg/cm}^2$), le calcul complet montre que l'écart de la distribution de vitesse des ions ^{154}Er formés par évaporation du noyau composé est 2%.

L'effet de la largeur de la distribution sur le facteur d'atténuation est faible et peut être négligé. Nous prendrons simplement pour $v(0)$ la valeur moyenne de la vitesse initiale du noyau de recul dans la cible.

d) Cas des cascades de désexcitation complexes

Tout ce qui a été dit précédemment sous-entend qu'on ne s'intéresse qu'à la vie moyenne d'un seul niveau, peuplé au temps $t = 0$. Dans le cas de transitions en cascades, les vies moyennes des niveaux alimentant l'état considéré ont évidemment une influence sur la mesure de τ sauf si elles sont bien plus courtes que celle-ci. Nous reviendrons dans le chapitre V sur ce problème dans le cadre bien précis de notre mesure.

Fig II.3



Facteur d'atténuation $F(\tau)$ pour des ions ^{154}Er de 165 MeV
ralentis par une feuille d'or.

- Si la durée de vie τ du niveau émetteur est très courte ($\tau < 10^{-14}$ s) Les gammas de désexcitation de ce niveau sont émis en moyenne avant que l'ion n'ait été ralenti notablement. Alors $F(\tau)$ est proche de 1: Le décalage Doppler mesuré ne subit pas d'atténuation : il est maximal, comme dans le cas où le noyau recule dans le vide

- A l'autre extrémité de la courbe, pour des durées de vie longues ($\tau > 10^{-11}$ s) le noyau est quasiment à l'arrêt lors de l'émission du rayonnement γ . Alors on ne mesure pas de décalage Doppler, $F(\tau)$ vaut zéro. Entre $\tau = 10^{-14}$ s et $\tau = 10^{-11}$ s, la mesure du décalage Doppler détermine la durée de vie τ du niveau considéré, avec une marge d'erreur estimée inférieure à 20% (Al.79) sur des durées de vies raisonnables.

II.3 - La spectrométrie d'énergie totale en tant que sélection de spin

La technique de spectrométrie d'énergie totale permet une sélection de régions particulières de la zone d'entrée d'une réaction donnée (Xo 79). La distribution de probabilité de peuplement de la zone d'entrée dépend des caractéristiques de la réaction, comme il a été indiqué dans le chapitre I.

a) Principe

Rappelons que cette zone d'entrée correspond à la région du plan (E,J) pour laquelle la probabilité d'émettre un rayonnement électromagnétique l'emporte sur celle d'émettre une particule. En simplifiant beaucoup, on peut donc en déduire que cette zone se situe à environ une dizaine de MeV au dessus de la ligne yrast (sinon une autre particule serait évaporée avant l'émission de rayonnement électromagnétique).

Il existe donc une étroite correspondance entre l'énergie d'excitation du noyau dissipée sous forme de rayonnements électromagnétiques et son spin d'entrée : celle-ci ne fait finalement que refléter l'énergie croissante des états yrast avec le spin.

La technique de spectrométrie d'énergie totale exploite cette correspondance comme l'illustre la figure (II.3).

Sur la figure on a représenté les zones d'entrée des différents noyaux résiduels dans le plan (E*,J), ainsi que l'énergie totale des cascades (à gauche sur la figure).

La zone d'entrée de chaque noyau résiduel est représentée par un contour particulier et on constate que la voie de sortie de la réaction varie avec le spin de formation du noyau composé.

A chaque tranche d'énergie du spectre d'énergie totale des cascades γ , correspond une plage de cette zone (en grisé) ; on voit qu'aux tranches d'énergies croissantes correspondent des domaines dont le spin moyen croît.

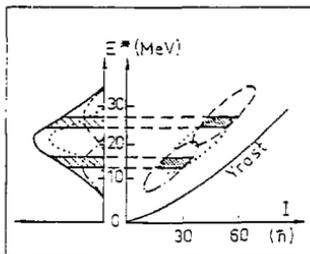


Fig. II.3

b) Mise en oeuvre

Elle implique la réalisation de coïncidences entre un détecteur de faible efficacité et un spectromètre de faible efficacité et un spectromètre d'énergie totale, disposés comme schématisé (fig. II.5).

* Un détecteur modulaire d'efficacité la plus proche possible de 1 entoure la cible et permet de mesurer l'énergie totale d'une cascade gamma : les temps caractéristiques de détection dans les cristaux utilisés sont de l'ordre de la centaine de ns et donc en général très supérieurs au "temps" de désexcitation du noyau jusqu'au niveau fondamental.

Le spectromètre somme effectue la sommation des énergies des rayes gamma émises dans une cascade si l'efficacité du détecteur est proche de 1. Le spectre obtenu reflète la distribution de probabilité de peuplement de la zone d'entrée dans la réaction considérée.

Le nombre de modules du spectromètre qui sont touchés est relié quant à lui au nombre de gammas de la cascade de désexcitation.

* Les détecteurs périphériques de faible efficacité géométrique, donc non sommateurs, donnent au contraire les caractéristiques (énergies, spin...) des rayes gamma individuelles à l'intérieur d'une cascade. Ils fonctionnent en coïncidence avec le compteur somme, qui assure la sélection de cascades de spins d'entrée différents (figure II.5). Ces détecteurs périphériques peuvent être eux mêmes les constituants de l'ensemble sommateur : on aboutit ainsi aux boules et aux châteaux de cristal.

Pour chaque transition détectée par un détecteur périphérique, nous mesurons le nombre de secteurs du spectromètre somme ayant fusé sous l'effet des autres transitions de la cascade, ainsi que l'énergie totale associée.

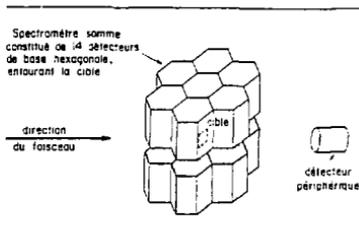


Fig. II.5

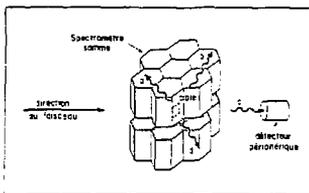
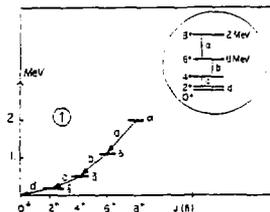
Fig. 17.3 - Technique de spectrométrie somme

Sélection des transitions selon le spin d'entrée des cascades

Considérons le cas simple et idéal où une seule cascade de 4 gammas (qu'on appelle a, b, c, d) désexcite le noyau résiduel formé à 2 MeV d'énergie d'excitation.

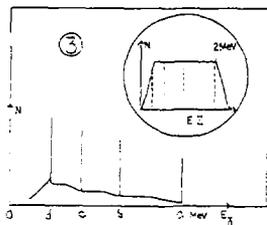
Le schéma 1 représente dans le plan (E^{γ}, J) le chemin suivi dans la désexcitation du noyau. Dans ce plan, chaque état d'excitation est représenté par un point. Les flèches joignant les états figurent les rayons γ : a, b, c, d.

Dans le médaillon est représenté le schéma de niveaux du noyau considéré.



Le schéma 2 représente notre dispositif de détection autour de la cible. A chaque coïncidence détecteur, détecteur somme nous mesurons l'énergie de la transition γ vue par le détecteur et l'énergie totale associée. Dans notre cas de figure, le gamma "a" est vu par le détecteur périphérique, les autres (a, b, d) par le détecteur somme. L'énergie totale détectée (si on compte l'énergie du gamma c) est de 2 MeV.

Dans la réalité, la réaction de fusion-évaporation forme toute une distribution de noyaux excités de spins différents qui se désexcitent selon des cascades γ emportant des énergies totales différentes. Dans le cas précédent, à une énergie totale détectée de 2 MeV correspond le spectre de transitions γ de la cascade 1. Ce spectre (fig.3) est obtenu en sélectionnant une fenêtre centrée sur 2 MeV dans le spectre d'énergie totale. Si l'on suppose maintenant le cas idéal d'une réaction neulant les points a, b, c, d, avec une égale probabilité, le spectre somme obtenu est représenté en médaillon du schéma 3. Une fenêtre centrée sur 2 MeV fournirait un spectre γ et le même pic serait absent.



- Pour chaque événement (cascade γ) nous avons donc accès :
- à l'énergie totale gamma déposée dans le spectromètre somme.
 - à la multiplicité gamma des cascades électromagnétiques, et donc au spin associé à une énergie somme, à l'aide de la multipolarité moyenne des transitions.

L'étude des spectres mesurés dans les compteurs périphériques (NaI et Ge) et associés à différentes tranches de spectre somme permet donc de suivre l'évolution du comportement du noyau résiduel avec le spin d'entrée. La figure II.6 montre à partir d'un exemple simple comment un spectromètre somme permet de sélectionner un spin d'entrée.

c) Sélection des spins d'entrée-Sélection des transitions gamma correspondant à une plage donnée de moment angulaire

L'intérêt de la technique de la spectrométrie somme est qu'en opérant de fait une sélection des cascades de transitions selon le spin d'entrée, elle permet de cerner les transitions γ correspondant à des plages données du plan (E,J).

La figure (II.7) schématise la désexcitation de noyaux résiduels à partir de deux points d'entrée de spins différents I_1 et I_2 .

Il est essentiel de remarquer sur la figure II.7 que les deux cascades suivent un chemin identique du niveau du spin I_1 jusqu'au niveau fondamental, et que la région du plan (E*,J) située entre les niveaux de spin I_1 et I_2 n'est alimentée que par la 2ème cascade.

Nous avons schématisé figure II.8.a et II.8.b les spectres de transition γ correspondant à ces deux cascades. La soustraction des 2 spectres II.8.a et II.8.b permet d'isoler les raies γ émises par les niveaux de spin compris entre I_1 et I_2 , comme le montre la figure II.8.c, à condition évidemment d'avoir normalisé correctement les spectres des figures II.8.a et II.8.b (voir paragraphe II.d).

La sélection des cascades selon le moment angulaire total qu'elles comportent permet donc en principe, par soustraction des spectres, d'isoler les transitions gammas de zones particulières du plan (E*,J).

En réalité, cette sélection n'est pas si parfaite que ne le laisse penser notre schématisation dont le seul but est d'expliquer simplement le principe de la méthode.

Fig. II.7 : A partir de la zone d'entrée, les noyaux se refroidissent par émission de gammas statistiques, pour ensuite émettre des gammas "quasi gras" en restant dans une étroite bande parallèle à la ligne gras.

Il est essentiel de remarquer que les cascades issues des 2 zones d'entrées différentes peuplent en dessous du spin I_1 des niveaux de même structure.

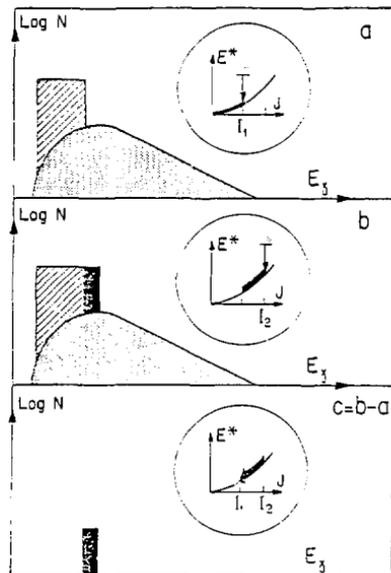
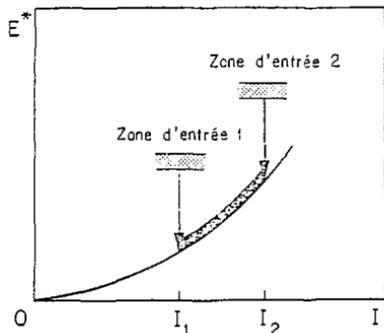
Par contre les niveaux de spin compris entre I_1 et I_2 sont alimentés seulement par la cascade issue de la zone 2.

Fig. II.8 : Les spectres γ de transitions γ associés aux cascades issues des zones d'entrée 1 et 2 sont symbolisés figures 3a et 3b.

Nous avons mis en évidence sur ces spectres les différentes origines des transitions gamma qui les composent :

- région  : La région gras depuis le niveau fondamental jusqu'aux niveaux de spin I_1 . Les transitions de cette région sont communes aux spectres 3a et 3b.
- région  : Au delà de 2 MeV, le spectre ne contient plus des transitions statistiques et en 1ère approximation a une forme indépendante de l'énergie totale.
- région  : La région gras comprise entre les niveaux de spin I_1 et ceux du spin I_2 . Elle est alimentée par la cascade issue de la région 2 et pas par l'autre cascade.

Le spectre 3c résulte de la différence spectre 2 - spectre 1, il n'est composé que des gammas désexcitant les niveaux compris entre I_1 et I_2 .



d) Normalisation

Le problème est le suivant : La comparaison (soustraction) des spectres que nous faisons au paragraphe précédent n'a de sens que si dans chacun d'eux un (même) nombre de coups - une même surface - représente un nombre donné de gammas.

Cela n'a aucune raison d'être le cas a priori pour les spectres que nous obtenons en sélectionnant différentes tranches d'énergie somme.

En effet :

- La distribution en fonction de l'énergie totale des moments angulaires σ_I des états excités du noyau (et donc des énergies de transition γ) n'est pas une distribution uniforme dans les réactions de fusion-évaporation ;
- les évaporations de particules et le caractère imparfait des détecteurs distordent encore cette distribution initiale.

Le but de la normalisation des spectres de transitions γ est donc d'attribuer à chacun une surface proportionnelle au nombre moyen de gammas des cascades issues de la zone du plan (E^*, J) correspondant : les spectres sont normalisés sur la multiplicité γ .

Nous expliquons plus loin la méthode employée pour mesurer la multiplicité des cascades γ (Chap. II.2.g).

Remarquons qu'avant normalisation les spectres de transitions gamma représentent le nombre de transitions gamma par tranche d'énergie $dE\gamma$ en fonction de l'énergie $E\gamma$ de la transition :

$$\left. \frac{dN}{dE\gamma} \right|_i = f_i(E\gamma) \quad (\text{pour chaque spectre } i)$$

Si M_i représente la multiplicité des cascades gamma, normaliser consiste à transformer $\left. \frac{dN}{dE\gamma} \right|_i$ en $\left. \frac{dM}{dE\gamma} \right|_i$

$$\left. \frac{dN}{dE\gamma} \right|_i = \alpha_i \left. \frac{dM}{dE\gamma} \right|_i \quad (\text{pour chaque spectre } i)$$

α_i représente le "nombre de coups par gamma" de la cascade dans le spectre non normalisé, c'est-à-dire pour la tranche i , le nombre de coïncidences enregistrées, divisé par le nombre de γ moyen des cascades de désexcitation.

e) Détermination du spin moyen d'entrée

Le spin des noyaux résiduels au sommet de la cascade γ est calculé pour chaque tranche i par la formule :

$$I = (M - b) \alpha + b \beta$$

transition	transition
quasi-yrast	statistique

M = multiplicité représente le nombre des γ de la cascade de désexcitation

b = multiplicité des γ statistiques

α = représente la quantité de moment angulaire moyen emporté par une transition yrast.

β = celle emportée par un γ statistique.

α et β sont déduits des mesures de multipolarité des transitions de la cascade (voir Chap. II.3).

f) Multiplicité gamma

Pour chaque tranche d'énergie somme, la multiplicité est obtenue en exploitant la modularité du détecteur somme, en fait constitué de 8 secteurs indépendants. On mesure à l'aide d'une source radioactive les probabilités P_{8i}^M que i secteurs parmi 8 fussent sous l'action de M gammas.

La multiplicité γ moyenne M_i de chaque tranche d'énergie somme i est obtenue par comparaison de la distribution des secteurs de coïncidence avec les distributions étalon obtenues à l'aide de sources radioactives γ .

À cet effet nous supposons que la distribution de multiplicité pour chaque tranche est gaussienne.

II.3 - Détermination de la multipolarité des transitions gamma

a) La mesure des multipolarités des transitions offre un double intérêt :

- en tant que telle, la multipolarité des transitions est une observable qui joue un rôle essentiel dans l'étude de la structure du noyau.
- d'autre part, la multipolarité moyenne des transitions gamma sert à déterminer le spin d'entrée du noyau résiduel (soit le moment angulaire total emporté par le rayonnement électromagnétique), une fois connu le nombre des gammas de la cascade (voir chap. II.2.f).

Nous exposerons ici très brièvement les principes qui sont à la base de la mesure de la multipolarité des transitions gamma émises après une réaction de fusion-évaporation. Pour plus de détails, on pourra consulter la référence (Mo 76).

b) En raison de l'alignement du moment angulaire dû au mécanisme de formation du noyau composé (fig.II.9), et si aucune interaction hyperfine ne détruit cette distribution, l'émission du rayonnement gamma est anisotrope. La distribution angulaire des gammas émis au repos dans le repère du laboratoire s'écrit à l'aide des polynômes de Legendre de degré pair (par conservation de la parité)

$$n(\theta) = \sum_{k=0}^{k_{\max}} A_{\lambda,k} P_{2k}(\cos \theta) \quad k_{\max} = \inf(\lambda, J_i)$$

et θ désigne l'angle d'émission du rayonnement γ par rapport à la direction de l'alignement, identique à celle du faisceau (fig.II.10).

Les coefficients $A_{\lambda,k}$ dépendent :

- des moments angulaires des états initial et final
- de la multipolarité de la transition
- de son degré de mélange.

Dans le cas d'une cascade de transitions étirées ($\lambda = \Delta I$), l'alignement initial est conservé tout au long de la cascade.

	I = 20	I = 40
$\lambda = 2 \quad I \rightarrow I-2$	$\tau = 1,70$	$\tau = 1,61$
$\lambda = 1 \quad I \rightarrow I-1$	$\tau = 0,64$	$\tau = 0,65$

Tableau II.11

Le tableau II.11 donne l'exemple de quelques valeurs d'anisotropie attendues, c'est à dire du rapport τ des intensités mesurées à 0° et 90° $N(0^\circ)/N(90^\circ)$.

On a négligé dans ces calculs la contribution très faible des termes de degré 4. Remarquons aussi qu'en moyennant les spectres enregistrés à 0° et 90° ,

$$N_i = \frac{N_i(0^\circ, I_i) + N_i(90^\circ, I_i)}{2}$$

nous nous affranchissons de l'anisotropie des transitions γ .

*** Problème de l'atténuation de l'anisotropie :**

L'alignement réalisé lors de la formation des noyaux composés n'est pas obligatoirement conservé au cours du temps par le fait :

- de l'émission de particules α , β et γ statistiques non étirés dont les moments angulaires sont orientés de façon aléatoire.

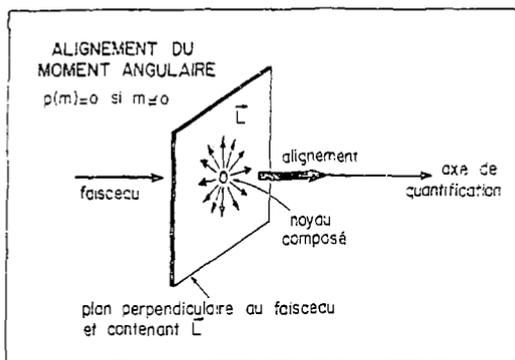


Fig II.9 Alignement du moment angulaire par réaction nucléaire avec formation d'un noyau composé. $P(m)$ représente la probabilité de peupler un sous-état magnétique m .

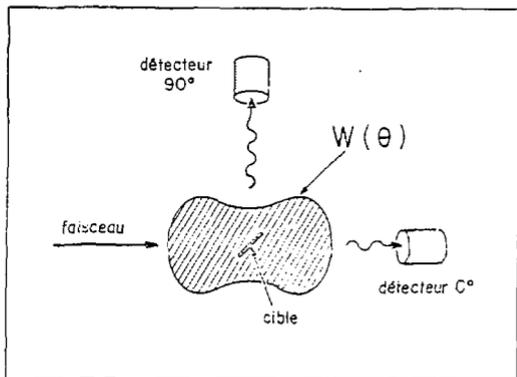


Fig II.10 Distribution angulaire anisotrope du rayonnement gamma dû à l'alignement du moment angulaire du noyau composé.

Cet effet est négligeable pour les états de haut spin : (variation < 2% sur le coefficient A2 par le fait des neutrons (Ng 82)).

- des champs hyperfins et des interactions avec le milieu hôte qui peuvent entraîner une perte d'anisotropie considérable pour les états de longue durée de vie, mais restent sans influence sur les transitions continuum gamma de très haut spin et de très courte durée de vie.

c) Hypothèses

Pour les transitions quasi yrast la complexité du problème nous impose les deux hypothèses suivantes :

- les cascades γ sont constituées exclusivement de transitions dipolaires et quadrupolaires électriques pures,
- Ces transitions sont toutes de type étirées ($\lambda = 1$).

La première hypothèse est certainement bien vérifiée par les temps de vie longs qu'imposeraient des transitions M2 et E3 et par la considération des transitions discrètes mesurées jusqu'à des spins de 30 \hbar - 40 \hbar .

La deuxième hypothèse est plus spéculative : trois remarques peuvent cependant justifier qu'elle représente dans l'ensemble la réalité :

- a) une grande quantité de moment angulaire doit être évacuée par un nombre restreint de gammas,
- β) les schémas de niveaux au-dessous de 35 \hbar présentent essentiellement des transitions étirées, comme l'ont établi des mesures conjointes d'anisotropie et de polarisation et/ou d'électrons de conversion,
- γ) l'hypothèse devient certitude si l'on désexcite réellement les états yrast, or plus les ions incidents sont lourds (ici Kr) plus forte est la population des états yrast.

Avec ces hypothèses, la mesure de l'anisotropie, c'est à dire le rapport $N(0^\circ, E_\gamma)/N(90^\circ, E_\gamma)$ détermine complètement la nature multipolaire des transitions. Il n'empêche qu'au moins au dessus de 35 \hbar , il est probable qu'une partie faible de la cascade γ comporte des transitions non étirées.

CHAPITRE III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET ANALYSE DES DONNEES

Le but de cette expérience est double :

1) Mesurer les durées de vie de niveaux du quasi continuum gamma dans la région des terres rares (A ~ 154) par utilisation de l'effet Doppler, un spectromètre somme servant de sélecteur de spin.

2) Mesurer la multipolarité des transitions du quasi continuum γ en fonction du moment angulaire d'entrée des noyaux résiduels.

Pour isoler le "quasi continuum γ ", un processus très délicat de soustraction des raies résolues de spins inférieurs à 35M a d'autre part été mis en oeuvre. Cette soustraction est essentielle dans la partie du spectre inférieure à 1 MeV où transitions discrètes de "bas spin" et transitions du quasi-continuum sont mêlées.

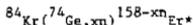
Nous allons dans une première partie examiner le dispositif expérimental utilisé et le dispositif électronique de sélection et d'acquisition des événements. Nous détaillerons ensuite l'analyse de données effectuée. Dans ce cadre nous examinerons les problèmes particuliers posés par la spectrométrie d'énergie totale appliquée à des noyaux comportant des niveaux isomériques.

III.A - CHOIX DE REACTION ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL

III.A.1 - Le noyau ^{154}Er peut être formé de différentes façons comme le montre le tableau (III.1).

L'avantage des ions plus lourds que ^{12}C est qu'ils permettent d'apporter un grand moment angulaire au noyau composé.

Nous avons choisi la réaction :



pour la vitesse élevée du noyau composé d'Erbium qu'elle entraîne : $\beta \sim 5\%$; de cette vitesse β dépend l'amplitude du décalage Doppler et donc la précision de la mesure de durée de vie des états.

Le faisceau de ^{84}Kr est délivré par l'ensemble accélérateur ALICE (Orsay). Les ions de ^{84}Kr ont une énergie cinétique de 340 MeV, qui correspond (code Alice) au maximum de section efficace de la réaction $4n$ comme le montre la figure (III.2).

Réaction	E_{lab} (MeV)	l_c (h)	β_r
$^{12}_6\text{C} + ^{147}_{62}\text{Sm}$	85	36	0.9×10^{-2}
$^{32}_{16}\text{S} + ^{126}_{52}\text{Te}$	150	46	2×10^{-2}
$^{40}_{18}\text{Ar} + ^{118}_{50}\text{Sn}$	180	59	2.5×10^{-2}
$^{84}_{36}\text{Kr} + ^{74}_{32}\text{Ge}$	340	68	5×10^{-2}

Tableau III.1

Quelques réactions utilisées pour étudier ^{154}Er et les noyaux voisins conduisant à différents l_c (moment angulaire maximal) et β_r (vitesse du noyau de recul/c).

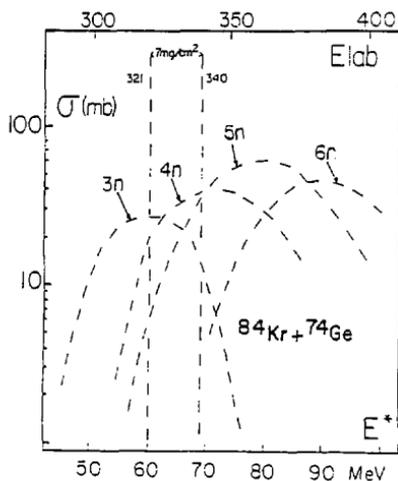


Figure III.2

Section efficace de formation des différents nuclides par évaporation de neutrons dans la réaction $^{84}\text{Kr} + ^{74}\text{Ge}$, selon le code Alice. Avec une cible de $0,7 \text{ mg/cm}^2$ de ^{74}Ge et pour des noyaux incidents de ^{84}Kr de 340 MeV, les noyaux de ^{153}Er , ^{154}Er , ^{155}Er sont formés préférentiellement.

Les 2 cibles minces de ^{74}Ge autosupportée et sur support massif d'or ont la même épaisseur ($750 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Elles ont été fabriquées au séparateur d'Isotope PARIS du laboratoire René Bernas (Orsay) par R.Meunier (Me 81) que nous tenons spécialement à remercier, les cibles de Ge autosupportées de cette épaisseur étant très délicates à obtenir.

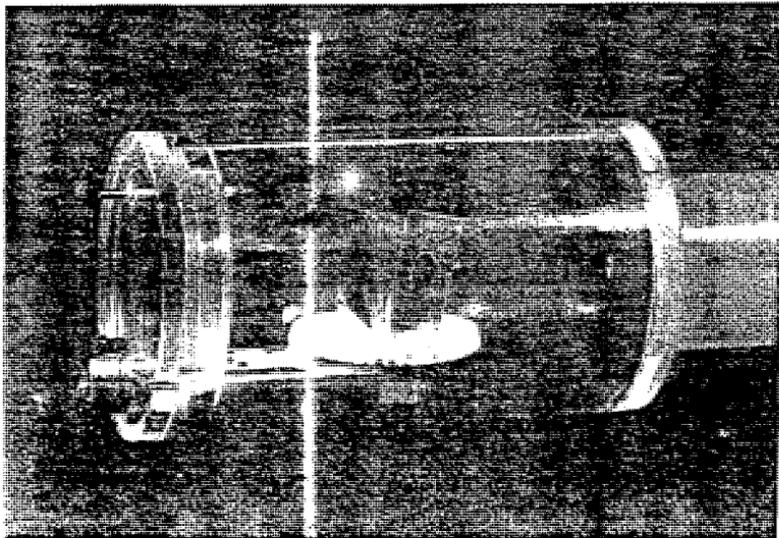
Nous avons choisi l'Or comme matériau ralentisseur pour sa très grande pureté. D'autre part à 340 MeV les ions de ^{84}Kr sont sous-coulombiens par rapport à l'or.

Les ions de recul, dans le cas de la cible autosupportée sont arrêtés également dans un stoppeur d'Or situé 13 mm derrière la cible : en fait c'est le dos d'Or de la cible sur support massif. On assure ainsi des conditions expérimentales semblables pour les 2 cibles.

Les cadres des 2 cibles sont recouverts d'une feuille d'Or épaisse pour éviter toute pollution par des réactions nucléaires parasites.

Enfin la chambre à réaction contient le minimum de matériaux nécessaires afin de ne pas altérer les mesures de rayonnement électromagnétique (voir figure III.3).

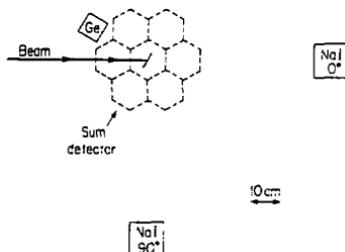
Fig III.3 La chambre à réaction utilisée. La photo fait clairement apparaître le support cible et les 2 cibles. Le faisceau vient par la droite.



III.A.2 - L'ensemble de détection.

Le dispositif expérimental est schématisé figure (III.4).
Nous réalisons des coïncidences entre les détecteurs périphériques NaI ou Ge et le spectromètre somme (servant de sélecteur de spin).

Figure III.4
Schéma du dispositif
expérimental



a) les détecteurs périphériques

Deux détecteurs NaI $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ sont placés l'un à 0° par rapport au faisceau où l'effet Doppler est maximum, l'autre à 90° où il est nul. Les 60 cm qui les séparent de la cible permettent de discriminer les neutrons des gammas par temps de vol. Le cristal à 0° est essentiel pour la mesure de vies moyennes : c'est de la comparaison des spectres mesurés dans ce détecteur pour chaque type de cible qu'est extraite la valeur de la vie moyenne comme indiqué au chapitre II. Le détecteur NaI à 90° , par comparaison avec le détecteur NaI à 0° , sert à la détermination de la multipolarité des transitions et à divers contrôles et monitorages de l'expérience.

Un détecteur au germanium intrinsèque de type N, de 27% d'efficacité et de résolution 1.8 KeV est placé à 153° par rapport au faisceau, angle où l'effet Doppler est presque maximal. Il permet l'identification des voies de réaction et surtout la détection des gammas discrets en vue de leur soustraction aux spectres NaI.

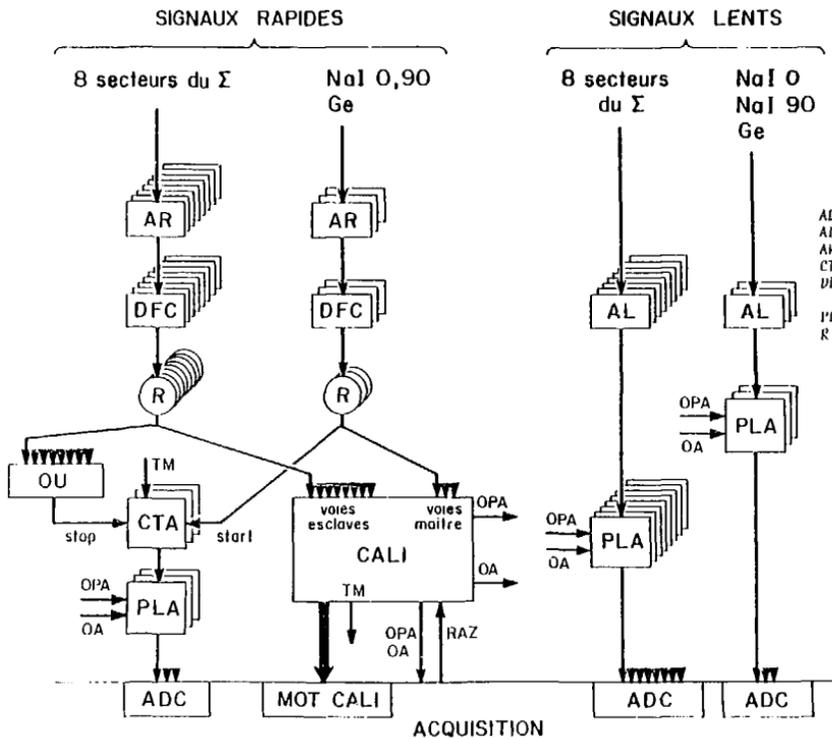


Fig III.5

Schéma du dispositif électronique.

- ADC : convertisseur analogique digital
- AL : Amplificateur linéaire
- AR : Amplificateur rapide
- CTA : Convertisseur temps - amplitude
- DFC : Discriminateur à fraction constante
- PLA : Porte linéaire allongeuse
- R : Retard

b) Le spectromètre somme est constitué de 2 blocs de 7 détecteurs hexagonaux NaI jointifs entourant la cible dans une géométrie compacte et ne laissant qu'une ouverture nécessaire aux 3 détecteurs périphériques et au faisceau. Ces détecteurs ont une épaisseur de 235 mm, l'hexagone de leur base est inscrit dans un cercle de 152 mm de diamètre.

L'efficacité totale du spectromètre somme est de 75% à 900 keV compte tenu d'un seuil à 200 keV, les 2 détecteurs hexagonaux centraux ayant de par leur position une efficacité voisine de 15% chacun.

Les signaux des 12 autres détecteurs hexagonaux sont groupés par paires de façon à réduire l'électronique associée et homogénéiser l'efficacité des secteurs.

Nous avons finalement 8 secteurs d'efficacité comprise entre 6,8% et 15% délivrant 8 signaux énergie et 8 signaux temps.

III.A.3 - Le dispositif électronique

a) Le schéma synoptique de l'électronique est montré figure (III.5). Le dispositif électronique comporte un traitement classique des voies rapides et lentes (discriminateur à fraction constante, convertisseurs temps - amplitude entre les détecteurs périphériques et le détecteur somme, amplificateurs etc...).

La logique de décision est assurée par le système CALI 4 de l'IPN d'Orsay qui fournit aussi un descriptif sur 16 bits de chaque événement, et pilote le système d'acquisition.

b) description sommaire de la logique de décision. Pour déclencher CALI et l'acquisition, nous imposons la présence d'un signal rapide issu d'un détecteur périphérique NaI ou Ge (voie "maître CALI") en coïncidence avec au moins 1 secteur du détecteur somme (voie "esclave CALI"), à l'intérieur de la fenêtre CALI de durée réglée à 150 ns. Les signaux des secteurs en coïncidence prompte avec un détecteur périphérique arrivent par un jeu de retard au milieu de cette fenêtre de temps.

Le descriptif de chaque événement sur 16 bits indique quel détecteur périphérique a fusé en coïncidence avec quel(s) secteur(s) du spectromètre-somme durant l'ouverture de la fenêtre CALI.

Les événements sont codés et stockés sur bande magnétique grâce au système d'acquisition très performant de l'accélérateur ALICE, qui permet simultanément d'incrémenter un grand nombre de spectres de contrôle.

Le stockage des événements de faible énergie somme ($E \leq 1$ MeV) est diminué d'un facteur 10, pour ne pas enregistrer sur bande magnétique un nombre important d'événements de radioactivité ou d'excitation coulombienne.

III.B - ANALYSE DES DONNEES - VUE D'ENSEMBLE

III.B.1 - Avertissement

L'analyse des données doit nous fournir des spectres de transitions γ associés à des bornes d'entrée différentes. Nous avons vu (chapitre II) que la sélection de celles-ci est permise grâce à l'étroite correspondance liant l'énergie totale des gammas détectés au spin d'entrée. Or cette correspondance pourrait être remise en cause lors de coïncidences électroniques par l'existence de niveaux isomériques longs dans la cascade de désexcitation comme l'indique la figure III.6.

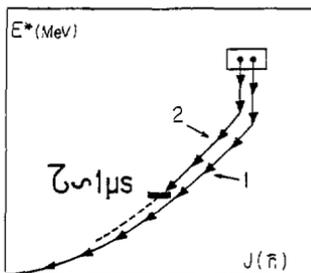


Fig III.6 Les temps de détection dans les cristaux INA étant de quelques centaines de nanosecondes, la sommation de la cascade 2 est imparfaite

Cette figure représente la désexcitation de deux noyaux formés dans une case donnée du plan (E^*, J) . L'un des deux possède un niveau isomérique long, l'autre ne se désexcite qu'à travers des transitions rapides. Pour le premier nucléide le spectromètre somme effectue une sommation de l'énergie totale imparfaite ($E_{\text{mesurée}} < E^*$), alors qu'elle est correcte pour le deuxième : au même spin de départ correspondent deux énergies somme.

Ce phénomène n'existe pas ou peu dans les noyaux bien déformés sur lesquels a été d'abord utilisée la technique d'énergie totale γ . Mais si l'on n'y prend garde, il peut fausser les résultats obtenus avec des spectromètres somme, ou des boules de cristal, dans des régions de la table de masse proches des couches fermées où existent de nombreux niveaux isomériques à haut spin (trappes yrast) ; c'est précisément une de ces régions que nous étudions.

Ces niveaux isomériques posent donc un problème crucial d'un certain degré de difficulté, et nous avons jugé utile d'exposer en détail les mesures (d'ordre électronique) que nous avons adoptées pour la solutionner. Ils posent aussi des problèmes lors de la mesure de la multiplicité γ , sur laquelle les spectres γ sont normalisés. Ici, nous tenons à prévenir le lecteur que nous prenons des risques en entrant dans des détails propres à entraîner chez lui une certaine lassitude.

D'ailleurs, nous récidiverons : conscients qu'avant d'interpréter théoriquement des données aussi complexes, il faut s'assurer de leur validité et de leur limite, nous n'hésiterons pas à insister sur ces problèmes qui nous ont longuement retenu.

Une originalité de cette expérience est la soustraction des raies discrètes (de spin inférieur à $35\hbar$) qui peuvent masquer les caractéristiques du continuum γ . Nous exposerons assez largement ce processus de soustraction délicat et fastidieux qui conditionne l'obtention de résultats nouveaux pour les transitions inférieures au MeV.

III.B.2 - En une semaine d'expérience nous avons stocké sur des bandes magnétiques des événements alternativement produits avec la cible autosupportée ($23.4 \cdot 10^6$ événements) et avec la cible déposée sur une feuille d'or ($20.9 \cdot 10^6$ événements).

Nous allons d'abord décrite succinctement le processus de sélection et d'analyse que nous avons établi pour éviter les embûches dues aux niveaux isomériques.

Puis chaque étape du processus sera développée dans le corps du chapitre.

III.B.3 - Traitement des données (vue d'ensemble)

Nous analysons les données dans l'ordre suivant :

a) Sélection des événements

- rejet des événements de faible multiplicité (événements de radioactivité, excitation coulombienne) ;
- élimination des neutrons par temps de vol et des coïncidences fortuites par une double fenêtre de coïncidence (détecteurs périphériques - détecteur somme d'une part (10ns), secteurs du détecteur somme entre eux d'autre part (75ns)) qui rejette aussi une part des gammas retardés par les niveaux isomériques. Les conséquences de cette double fenêtre sont étudiées avec attention aux paragraphes : sélection des événements (III.c.2) et multiplicité associée aux spectres (III.c.6).

b) Choix de 5 tranches d'énergie dans le spectre énergie totale (voir chap. II.2)

- constitution des spectres γ associés à ces 5 tranches, pour chaque détecteur périphérique.
- détermination de la multiplicité correspondant à chaque tranche à partir de la distribution du nombre des secteurs touchés en coïncidence.

c) Déconvolution - normalisation de spectres

Les spectres obtenus avec les détecteurs NaI sont corrigés de leur fonction de réponse, pour obtenir les distributions vraies des transitions émises (paragraphe II.4). Ils sont ensuite normalisés sur la multiplicité γ associée au spectre (paragraphe II.6). Cette normalisation tient compte de l'existence de niveaux isomériques dans plusieurs des noyaux résiduels (voir chap. III.c.2).

d) Soustraction des spectres normalisés associés à 2 tranches
d'énergie somme adjacentes, qui sélectionne les transitions de plus haut spin en éliminant au moins partiellement celles de bas spin communes aux 2 tranches (voir chap.II.2).

La figure (III.7) montre le résultat d'une telle soustraction des 2 tranches de plus hautes énergies somme.

On voit qu'à très haut spin les transitions se répartissent en 2 groupes, autour de 650 keV et autour de 1,3 MeV, formant des bosses distinctes dont on peut mesurer directement le centre de gravité. La technique de la spectrométrie d'énergie totale avec soustraction des spectres normalisés apporte donc bien l'amélioration expérimentale décisive recherchée dans la mesure des vies moyennes.

Cependant, cette soustraction n'élimine pas complètement les transitions discrètes de plus haut spin, à cause des différences d'alimentation des niveaux de haut de schéma d'une tranche à l'autre (voir chapitre II.2) et de l'imperfection de la sélection des spins.

La présence de ces transitions discrètes en proportion inconnue (essentiellement dans la bosse d'énergie inférieure), ne permet pas de déduire correctement les propriétés des transitions du continuum autour de 650 KeV. C'est ce qui nous a conduit à soustraire la contribution des raies discrètes à travers une procédure qui est décrite ci-dessous.

e) Evaluation et soustraction des raies discrètes

Les intensités des raies discrètes sont mesurées grâce au détecteur Germanium placé à 153° par rapport au faisceau.

Des spectres NaI fictifs correspondant à ces transitions discrètes sont synthétisés, en tenant compte :

- des fonctions de réponse des détecteurs NaI
- des distributions angulaires
- de l'efficacité relative du Ga par rapport aux NaI

Ces spectres de synthèse sont ensuite soustraits des spectres NaI mesurés à 0° et 90° . Les spectres ainsi obtenus sont déconvolués et normalisés sur la multiplicité ("associée au spectre"). Ils peuvent être soustraits l'un à l'autre comme indiqué en d).

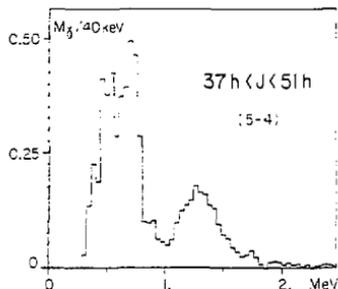


Fig III.7 La bosse de 0,65 MeV contient encore des gammas discrets, après soustraction des spectres correspondant aux tranches 5 et 4.

f) Des spectres ainsi obtenus, nous déduisons :

- la distribution en énergie des transitions du continuüm,
- la multipolarité des transitions du continuüm selon leur énergie (spectres multipolaires),
- la durée de vie de ces transitions selon leur énergie (déduite du décalage Doppler sur les spectres soustraits),
- et l'évolution de ces grandeurs avec le moment angulaire total.

Les résultats de ces mesures seront exposés chapitre IV.

Notons qu'il y a trois points sensibles dans le processus expérimental :

- la prise des données - la stabilité des détecteurs NaI conditionne la précision des mesures.
- La déconvolution des spectres, pour obtenir la distribution des gammas émis (elle repose aussi sur la qualité des calibrations)
- l'évaluation de la contribution des raies discrètes à soustraire des spectres NaI.

III.C - ANALYSE DES DONNEES - DETAIL

III.C.1 - Précautions expérimentales et calibrations :

Linéarité : Une grande attention a été portée à la qualité des spectres enregistrés par les détecteurs NaI placés à 0° et 90° ;

- Pour minimiser les fluctuations et dériver des gains des détecteurs NaI durant l'expérience, ceux-ci ont été mis sous tension plusieurs semaines auparavant.

- Nous avons vérifié le comportement des détecteurs NaI sur chaque bande magnétique à l'aide des raies d'excitation coulombienne de ^{197}Au , ^{84}Kr , ^{72}Ge , bien visibles à faible énergie somme.

Les positions des centres de gravité de ces pics en fonction du temps sont montrées figure (III.8) pour les détecteurs NaI 0° et 90°.

Le gain du détecteur 0° a varié de moins de $2.6 \cdot 10^{-3}$ durant l'expérience et n'a pas été corrigé au dépouillement, tandis que celui du NaI 90° a légèrement dérivé ce qui a nécessité une correction linéaire pour chaque bande magnétique.

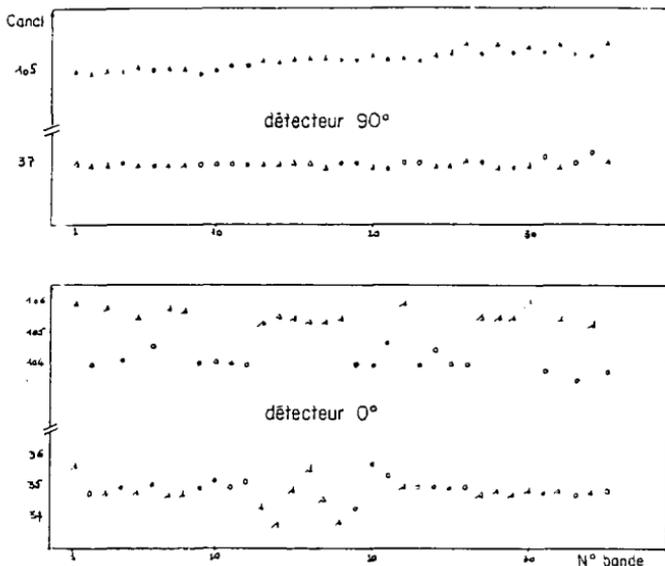


Figure III.3 Position des centroïdes des pics d'excitation coulombienne de ^{197}Au (278 keV) et de ^{84}Kr (385 keV), en fonction du numéro de bande magnétique, pour les détecteurs placés à 90° et 0° , et de la cible utilisée:

- la cible autosupportée est repérée par la lettre "s",
 - la cible montée sur un support d'Au par la lettre "o".
- L'effet Doppler affecte l'énergie détectée du gamma de 385 keV, dans le cas de la cible autosupportée. Cet effet est visible à 0° , où il entraîne un décalage du centroïde du pic d'environ deux canaux.

La stabilité des détecteurs somme est évidemment moins critique à cause de la résolution somme médiocre inhérente à la mesure de l'énergie totale. Cependant, les gains des secteurs du détecteur somme ont été vérifiés de la même manière. Ils ont été corrigés bande par bande lors du dépouillement (variation < 1%).

Nous avons vérifié la stabilité du gain du détecteur Ge a mieux que 10^{-4} . Son étalonnage est obtenu par régression linéaire sur plusieurs raies d'excitation coulombienne et de radioactivité.

Spectres temps

Nous définissons une fenêtre de coïncidence de même largeur entre chacun des 3 détecteurs périphériques et le détecteur somme.

La figure III.9 montre le spectre temps obtenu entre le détecteur NaI 0° et le détecteur somme. Pour les trois détecteurs périphériques, la même fenêtre de coïncidence de 10ns a été choisie : elle permet une bonne élimination des événements neutrons à 0° (par temps de vol) ainsi que des coïncidences fortuites éventuelles. Cette fenêtre élimine partiellement les transitions retardées (résolues) de bas spin. Nous nous sommes assurés que la forme des spectres temps correspondant aux trois détecteurs soit suffisamment identique pour que la fenêtre de 10ns conduise au même taux de perte de transitions retardées dans les 3 détecteurs.

Le centroïde de la bosse neutron est situé à 15ns du "pic temps" gamma. Nous nous sommes assurés bande par bande que la position du "pic temps gamma" ne varie pas sensiblement avec l'énergie des gammas détectés dans le spectromètre somme et dans les 3 détecteurs périphériques.

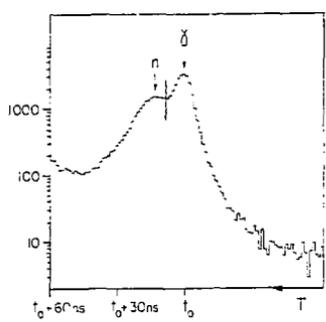


Fig III.9 Distribution des événements en fonction du temps dans le détecteur placé à 0°. Les 2 flèches à 10 ns indiquent les limites de la fenêtre de coïncidence, permettant de sélectionner des neutrons des gammas. On peut aussi remarquer que des neutrons, détectés 15 ns après des gammas, ont une énergie cinétique de 2,3 MeV.

Efficacités

Elles sont déterminées à l'aide de coïncidence entre les 2 gammas de sources étalons (^{88}Y , ^{60}Co) situées à la place de la cible.

III.C.2 - Sélection des événements

Nous n'analysons que les événements (cascades) qui satisfont à la fois aux trois conditions suivantes :

a) Multiplicité des secteurs en coïncidences > 3 , pour éliminer les événements de radioactivité et d'excitation coulombienne.

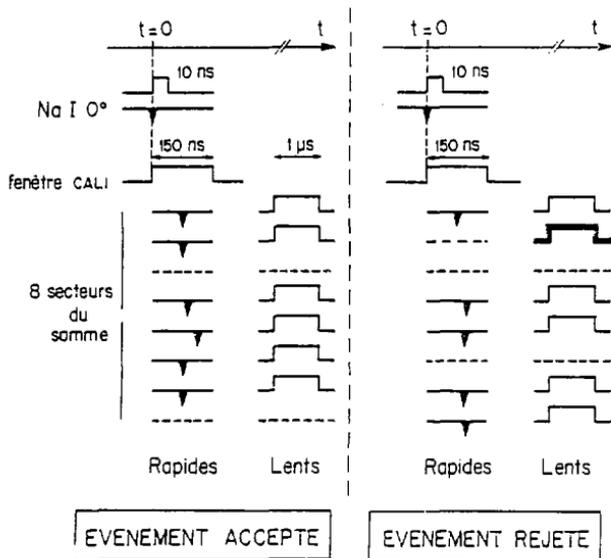
b) Intervalle de coïncidence entre un détecteur périphérique et le 1er secteur du détecteur somme ayant fusé inférieur à 10 ns, pour discriminer par temps de vol les neutrons des gammas dans les détecteurs périphériques. Le premier gamma détecté par le spectromètre somme étant avec une très grande probabilité un gamma prompt, cette fenêtre élimine aussi partiellement les gammas retardés de plus de 10 ns par un état isomérique (cela est le cas pour certains états de bas spin de $^{153,154}\text{Er}$, ^{153}Ho).

c) Tous les secteurs du détecteur somme doivent fuser en moins de 75 ns (75ns = demi-durée de la fenêtre CALI). Cette condition présente un double avantage :

- minimisation des coïncidences fortuites,
- rejet des cascades comportant un rayonnement γ retardé de plus de 75ns par rapport au temps $t = 0$ à cause d'un niveau isomérique long (^{153}Er et ^{153}Ho).

Ainsi les cascades retenues sont celles qui dés excitent complètement le noyau résiduel formé à haut spin, ce qui est essentiel dans la technique de spectrométrie totale, comme indiqué plus haut.

La figure II.10 résume ce processus de sélection des événements.

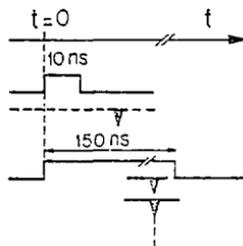


La figure III.10 illustre le mode de sélection des événements enregistrés sur bande, dans trois cas particuliers. Pour chaque événement et pour 2^8 secteurs, on dispose de 2 informations :

- une information rapide : bit CALI ou TAC
- une information lente : signal énergie.

Les deux événements rejetés le sont :

- en haut à droite, pour la présence d'un signal lent (dans le 22^{ème} secteur) non précédé d'un signal rapide dans CALI.
- en bas à droite, car le NaI O° n'est plus de 10 ns après le secteur le plus rapide.



III.C.3 - Spectres d'énergie et de nombre de secteurs touchés selon l'énergie somme.

a) Pour chaque détecteur périphérique, nous constituons un spectre bidimensionnel "Au" et un spectre bidimensionnel "auto-supportée" (soit en tout 6 spectres bidimensionnels) Energie γ x Energie totale. Lors de la constitution de ces matrices, l'étalonnage des détecteurs est, soit légèrement corrigé pour compenser des dérives de gains, soit ramené à 10 keV/canal pour les détecteurs NaI 0° et 90° afin de faciliter le travail ultérieur de déconvolution. Ces modifications utilisent une procédure de tirage de nombres aléatoires entre 0 et 1 afin d'éviter la création d'artefact dans les spectres. L'étalonnage du Ge est laissé inchangé, à 0.5 keV/canal. L'énergie somme est comprimée sur 256 canaux.

Ces matrices sont traitées sur les consoles de visualisation Hewlett-Packard du centre ARIEL.

Dans ces spectres Energie totale nous découpons arbitrairement cinq tranches correspondant aux énergies :

tranche	1	:	de 0 à 6 MeV
"	2	:	6 à 11 MeV
"	3	:	11 à 14 MeV
"	4	:	14 à 19 MeV
"	5	:	19 à 40 MeV

Nous projetons pour chaque tranche d'énergie, pour chaque détecteur et chaque cible, les données en coïncidence pour obtenir finalement 5 (tranches) x 2 (Au, Auto-supportée) x 3 (détecteurs) = 30 spectres d'énergie.

b) Pour chaque détecteur périphérique, nous créons un spectre bidimensionnel 256 canaux (énergie totale) x 8 canaux (nombre de secteurs du détecteur somme fusant dans la fenêtre CALI) que nous découpons selon les mêmes tranches d'énergie totale que précédemment.

Ces spectres, nombre de secteurs touchés correspondant aux différentes tranches d'énergie totale, sont exploités au paragraphe IV.C.5 : analyse de la multiplicité γ .

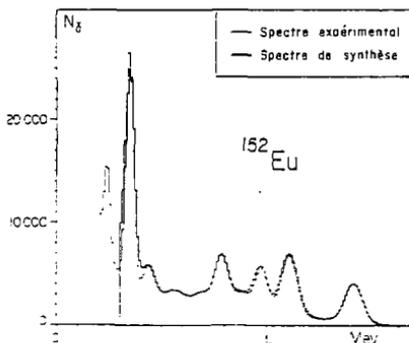
III.C.4 - Déconvolution des spectres NaI

Les spectres de transitions γ obtenus grâce aux détecteurs NaI ne sont pas exploitables directement. Il est nécessaire de les corriger de la fonction de réponse du détecteur (effet Compton, création de paires, efficacité variant avec E_γ) pour remonter à la distribution vraie des gammas émis.

La technique de déconvolution et la paramétrisation des spectres que nous utilisons sont développées en Annexe avec le détail des programmes PEEL (déconvolution de spectre NaI) et SYNAI (synthèse de spectre NaI). Caux-ci utilisent certains éléments des programmes de Moilenauer (No 62) ; ils ont été mis au point avec R. Kroth et G. Bastin.

Les fonctions de réponse des 2 détecteurs NaI ont été mesurées dans les conditions expérimentales pour plusieurs énergies à l'aide de sources étalons γ (^{60}Co , ^{137}Cs , ^{86}Y). Ces fonctions de réponse sont reproduites par une fonction définie par un jeu de six paramètres variables avec l'énergie.

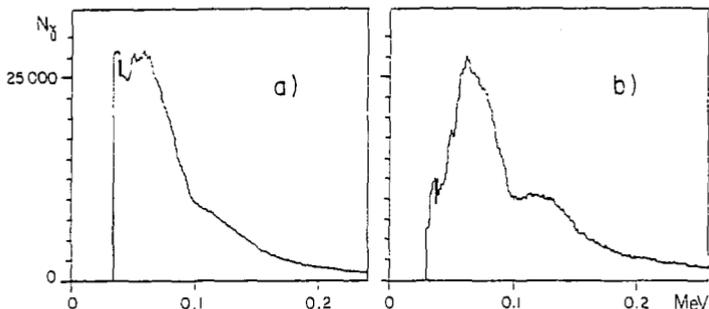
La figure (III.11) montre le spectre de ^{152}Eu enregistré par le NaI 0° dans les conditions expérimentales, et le spectre synthétisé (programme SYNAI) à l'aide du jeu de paramètres retenu et de la liste des gammas de désintégration de ^{152}Eu (La 78). Le bon accord réalisé est à considérer avec confiance à la fois les spectres NaI synthétisés à partir des intensités de raies Ge et les spectres NaI déconvolués grâce au même jeu des paramètres.



FigIII.11 Comparaison entre un spectre expérimental de ^{152}Eu et le spectre synthétisé par la procédure SYNAI.

La figure (III.12) montre le résultat (b) de la déconvolution d'un spectre NaI (a).

Figure III.12



III.C.5 - Analyse de la multiplicité γ des cascades : N

La multiplicité γ permet de remonter au spin moyen des zones d'entrées des noyaux résiduels.

La multiplicité γ ($M-1$) vue par le spectromètre somme en coïncidence avec le γ vu par un détecteur périphérique est obtenue à partir de la distribution du nombre des secteurs fusant dans le spectromètre somme.

Pour chaque tranche d'énergie-somme, cette distribution est comparée à un jeu de distributions étalons obtenues à l'aide de coïncidences entre les deux gammas de ^{88}Y (le gamma de 898 keV étant détecté par le spectromètre somme, celui de 1836 keV par le Ge). Le détail de cette comparaison est donné en annexe. Le principe en est le suivant :

Un seul γ de ^{88}Y peut toucher le spectromètre somme puisqu'on travaille en coïncidence avec le détecteur Ge. Les événements correspondants, enregistrés sur bande magnétique, sont groupés par paquets de N (N variant de 1 à 40) afin de simuler une cascade de N transitions. On construit ensuite la distribution du nombre de secteurs touchés en fonction de N . Ces distributions sont convoluées avec une distribution gaussienne de largeur variable σ_N , σ_N et N sont ensuite extraits des données par une procédure de moindres carrés. Il faut remarquer ici que les effets de corrélation angulaire sont négligeables dans le cas de ^{88}Y et qu'ils sont atténués fortement par l'efficacité géométrique importante des secteurs.

La figure (III.13) montre les distributions du nombre de secteurs touchés pour quelques unes des valeurs de multiplicité γ .

III.C.6 - Multiplicité γ associée aux spectres

Nous normalisons les spectres NaI à la multiplicité gamma moyenne que les NaI détectent.

α) Nous appelons cette multiplicité "multiplicité gamma associée aux spectres" M_S car elle diffère de la multiplicité γ totale mesurée au paragraphe précédent, par le fait de la coïncidence de 10 ns entre les détecteurs périphériques et le 1er secteur du spectromètre somme ayant fusé.

Celui-ci fuse quasi systématiquement sous l'effet d'un gamma prompt : la probabilité que le cristal somme ne soit pas touché par cinq gammas prompts est seulement de 0.0024 ; la probabilité qu'une cascade γ ne comporte pas au moins cinq transitions promptes est elle même infime (rappelons que nous rejetons les événements de plus basse multiplicité). Par conséquent, la coïncidence de 10 ns élimine des spectres de transitions γ celles qui sont retardées de plus de 10 ns par les niveaux isomériques, comme le montre la figure (III.14).

De ce fait la multiplicité γ associée aux spectres s'écrit pour chaque tranche :

$$M_S = M - \sum_i a_i (e^{-10/\tau_i}) D_i$$

où la somme est effectuée sur toutes les voies de sortie i , d'alimentations relatives a_i ;

- a_i est calculé à partir des intensités des gammas non retardés de chaque noyau, corrigés de leur proportion d'alimentation par rapport à celle de la transition au niveau fondamental. Cette proportion est connue pour chaque noyau par des travaux antérieurs.
- D_i représente le nombre de transitions retardées par le niveau isomérique de durée de vie τ_i . Nous négligeons l'alimentation directe rapide des niveaux situés sous l'isomère, très faible pour les noyaux formés à haut spin.
- e^{-10/τ_i} représente la probabilité que le niveau de durée de vie τ_i décroisse après 10 ns.

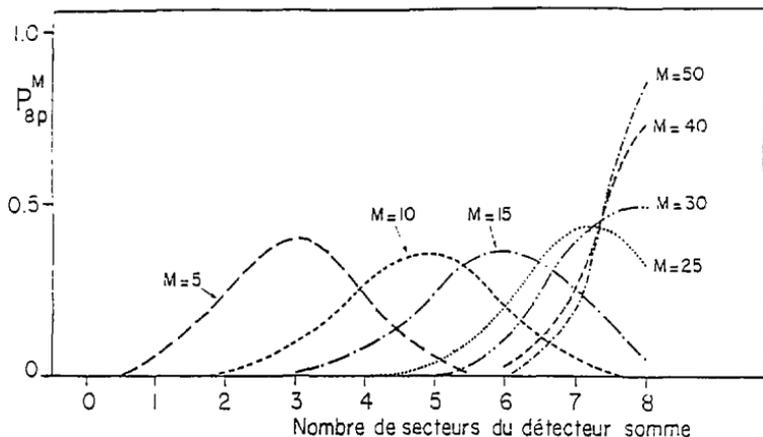
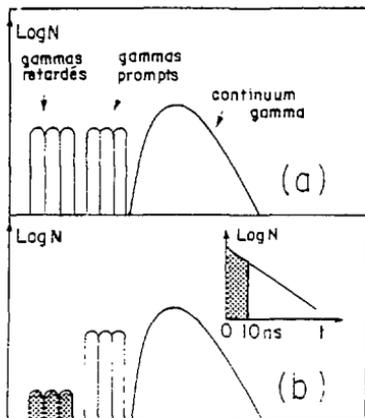


Fig III.13 Probabilité que p parmi les 8 secteurs du spectromètre - somme fusent sous l'effet d'une cascade de M gammas γ de 393 keV pour différentes valeurs de M . Les différents traits pointillés ne sont tracés que pour guider l'œil.

Fig III.14 La figure (a) schématise les proportions des différents types de transitions déséxcitant un noyau :

- transitions promptes du continuum
- transitions promptes discrètes
- transitions discrètes retardées

L'effet de la fenêtre de coïncidence de 10ns est de diminuer l'intensité dans les spectres (b) des gammas retardés.



En pratique, les durées de vie τ_i sont connues pour tous les noyaux i que nous formons.

β) En pratique, nous calculons à partir des intégrales des spectres globaux I_i , et de leur multiplicité γ associée M_{Si} , le facteur $\alpha_i = \frac{M_i}{M_{Si}}$ représentant pour chaque tranche i d'énergie somme, le nombre de "coups par gamma" dans les spectres. Un fois ce rapport connu, nous déduisons simplement les multiplicités de n'importe quel autre spectre de transitions γ particulières d'une tranche donnée : spectre de transitions discrètes, de transitions statistiques, ou transitions du continuum γ .

II.C.7 - Evaluation et soustraction des gammas discrets

La faible efficacité des détecteurs Ge au delà de 1 MeV et leur faible rapport intensité pic photoélectrique/intensité totale (~ 15% à 1 MeV) rendent les spectres Ge inutilisables tels que pour l'étude du continuum γ .

Le détecteur Ge placé à 153° de la cible par rapport au faisceau permet par contre de mesurer les intensités des raies gamma de spin inférieur à 30M (dites "discrètes" parce que résolues par un bon détecteur germanium) pour soustraire leur contribution aux spectres enregistrés par le détecteur NaI dont l'efficacité par rapport au détecteur Ge est connue.

a) Les intensités des pics γ sont mesurées en choisissant des fonds similaires pour chaque tranche, puis elles sont corrigées de l'efficacité du détecteur Ge.

Les pics γ d'intensité inférieure à 5% de celui d'intensité maximum ne sont pas dissociables des fluctuations du fond et donc sont éliminés. C'est dans le choix du fond que réside la principale source d'erreur de la méthode et nous reviendrons sur ce point lors de l'analyse des résultats au paragraphe IV.3).

b) Les spectres NaI fictifs correspondant à ces transitions discrètes sont synthétisés par le programme SYNAI (voir Annexe). Celui-ci utilise :

- les paramètres de forme de la fonction de réponse des détecteurs NaI (voir chapitre III.C.4 : déconvolution).
- les énergies des gammas et leurs intensités respectives. Pour ce 2ème point, nous modifions les valeurs des énergies et des intensités des gammas mesurées avec le détecteur Ge pour tenir compte :

- a) dans le cas de la cible autosupportée, de la variation de décalage Doppler avec l'angle du détecteur,
- β) dans le cas des spectres NaI 90°, de l'anisotropie de l'émission des transitions discrètes rapides.

α) Spectres enregistrés avec la cible autosupportée : comme le décalage Doppler affecte différemment les transitions γ selon l'angle de détection, 0°, 90°, 153°, il est nécessaire de rectifier les énergies des γ détectés par le Ge selon le spectre à synthétiser, spectre NaI0° ou NaI90°.

En fait, la durée de vie des transitions discrètes rapides étant de même ordre de grandeur que le temps de vol (1 ns) du noyau depuis la cible mince jusqu'au stoppeur d'Au (situé 13 mm derrière), chaque transition γ donne lieu à 2 pics dans les spectres Ge :

- Une composante rapide, affectée par le décalage Doppler, correspondant aux γ émis en vol entre la cible et le stoppeur d'Au,
- Une composante lente, non affectée par le décalage Doppler, correspondant aux γ émis à l'arrêt, dans le stoppeur d'Au,

et seule l'énergie de la composante rapide doit être rectifiée.

L'enchevêtrement des pics décalés et non décalés dans le spectre Ge est tel qu'il rend difficile leur identification, et la mesure de leurs intensités respectives n'est possible que grâce à la connaissance des durées de vie τ de la plupart des niveaux des noyaux résiduels que nous alimentons.

$$\frac{\text{intensité composante rapide (décalée)}}{\text{intensité composante lente (non décalée)}} = \frac{1 - e^{-l/\tau}}{e^{-l/\tau}}$$

Enfin, nous avons vérifié pour chaque tranche d'énergie somme que les intensités totales des transitions γ des spectres enregistrés avec la cible autosupportée ne diffèrent pas de plus de 5% de celles mesurées dans le spectre correspondant obtenu avec la cible montée sur support d'Au.

β) Les intensités totales des raies γ diffèrent selon qu'elles sont mesurées à 153°, 90° ou 0°, à cause de leur émission anisotrope.

En fait, la différence d'intensité entre 0° et 153° est très faible ; seules les intensités γ destinées à la synthèse du spectre NaI 90° sont corrigées d'une manière appréciable.

Nous procédons de la façon suivante :

- les intensités des raies dipolaires promptes sont multipliées par 0.77
- les intensités des raies quadrupolaires promptes sont multipliées par 1.46
- Les intensités des raies γ retardées par un niveau isomérique ne sont pas modifiées, l'anisotropie étant rapidement détruite dans le temps par les effets de désalignement dans le stoppeur d'Au.

c) Efficacité relative Ge/NaI

L'intensité totale des spectres NaI fictifs ainsi synthétisés est corrigée de la différence d'efficacité entre détecteurs Ge et NaI 0° et 90°.

α) Dans le cas de la cible montée sur un support d'Au, l'intensité des spectres NaI fictifs est simplement multipliée par l'efficacité relative NaI/Ge mesurée grâce à une source étalon à 2 γ en cascade (^{88}Y), située à la place de la cible.

β) Dans le cas de la cible autosupportée, l'intensité des spectres fictifs est multipliée par cette même efficacité relative NaI/Ge, modifiée d'un facteur α_1 qui prend en compte :

- la variation de l'angle solide occupé par les détecteurs NaI et Ge induite par la translation rapide des noyaux composés émetteurs γ (~ 10% pour le NaI 0°, ~ 4% pour Ge).
- la variation du point d'émission des raies γ entre la cible et le stoppeur d'Au situé 13 mm derrière.

Ces deux effets cumulés conduisent à une augmentation du rapport efficacité NaI 0° / efficacité Ge, estimée à 16%, en accord avec le rapport moyen mesuré :

$$\alpha_1 = \frac{N(\text{NaI})/N(\text{Ge}), \text{ cible supportée par Au}}{N(\text{NaI})/N(\text{Ge}), \text{ cible autosupportée}}$$

où $N(\text{NaI})$ et $N(\text{Ge})$ représentent les intensités totales des spectres NaI et Ge pour chaque tranche i .

d) Les spectres ainsi synthétisés sont soustraits des spectres enregistrés par les détecteurs NaI après avoir ajusté la linéarité de ces derniers de façon très précise.

Les résultats de ces soustractions sont ensuite déconvolués.

- le rapport $N_1(0^\circ, E_\gamma)/N_1(90^\circ, E_\gamma)$ est directement lié à la multipolarité des transitions γ .
- Le nombre de coups par γ établi pour chaque tranche d'énergie totale au paragraphe IV.C.6 permet de connaître la multiplicité des transitions du continuum γ , M_C , à condition de s'affranchir des effets de distribution angulaire en moyennant les spectres 0° et 90° :

$$(M_C)_i = \frac{1}{\alpha_i} \frac{I_i(0^\circ) + I_i(90^\circ)}{2}$$

I_i désigne l'intégrale du spectre obtenu par soustraction pour chaque tranche i

α_i le nombre de coups par γ des spectres pour chaque tranche i .

CHAPITRE IV - RESULTATS

IV.1 - Remarques préliminaires

La nouveauté de nos résultats est due comme nous l'avons déjà souligné à la soustraction des transitions discrètes qui permet d'étudier dans leur globalité les transitions du continuum γ ainsi révélées.

L'effet de cette soustraction nous la mesurons figure (IV.1) dans le cas des cascades γ issues des très hauts spins (SM) : nos connaissances concernant ce continuum γ étaient jusqu'à présent limitées à la bosse de transitions de 1.3 MeV, par la présence massive de gammas discrets dans celle de .65 MeV. Les gammas discrets éliminés, apparaît le continuum γ dont nous pouvons suivre l'évolution avec le spin et que nous allons étudier du point de vue de la distribution en énergie, de la multipolarité, et des durées de vies.

IV.2 - Spectres-somme, présentation des tranches.

Sur la figure (IV.2) nous présentons le spectre d'énergie totale obtenu en coïncidence avec le détecteur NaI 0° , ainsi que les plages d'énergie (tranches) que nous y avons découpées pour sélectionner différentes zones d'entrée des noyaux résiduels (les valeurs moyennes des spins de ces zones sont indiquées sur la figure).

La coupure brutale dans le spectre, à 3 MeV d'énergie d'excitation résulte du rejet partiel d'événements de basse énergie somme durant l'acquisition des données (événements de radioactivité et d'excitation coulombienne).

L'énergie moyenne de chaque tranche, les multiplicités $\langle M \rangle$ et les spins moyens associés $\langle J \rangle$ sont regroupés dans le tableau (IV.3), ainsi que les multiplicités γ associées aux spectres globaux $\langle M_s \rangle$.

tranche	$\langle E \rangle$ (MeV)	$\langle M \rangle$	$\langle J \rangle$ (h)	$\langle M_s \rangle$
1	4.3			
2	3.5	13.2	17	10.9
3	12.4	19.7	28	17.6
4	16.4	25.4	37	23.7
5	22.5	32.	51	30.5

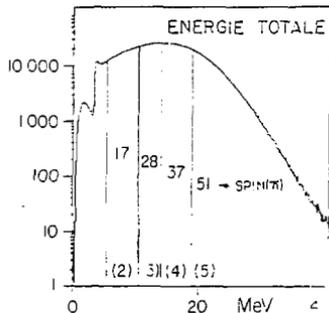


Fig. IV.2

Tableau IV.3

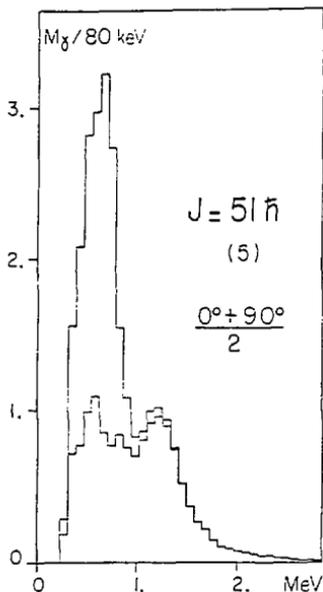
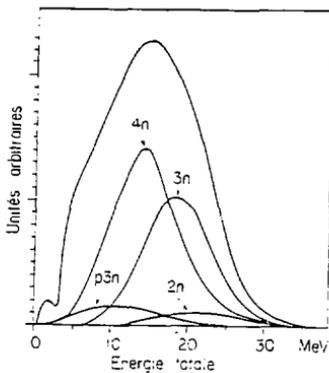


Figure IV.1.
Les différentes contributions des voies de sortie de la réaction, au spectre d'énergie totale. Ces contributions sont obtenues en sélectionnant les cascades en coïncidences avec certains gammas caractéristiques de chaque réaction.

La figure IV.1 montre la distribution des γ désexcitant les noyaux formés à très haut spin avant et après soustraction des gammas discrets. Cette soustraction affecte essentiellement la bosse de 0,55 MeV, l'énergie des transitions discrètes étant en règle générale inférieure au MeV.



Sur la figure (IV.4), nous avons séparé les contributions, à l'énergie totale, des principales voies de sortie de la réaction $2n$, $3n$, $4n$, $p3n$.

Rappelons que le nombre de particules évaporées par le noyau composé formé à un spin donné est grossièrement proportionnel à l'énergie disponible au dessus des niveaux yrast de même spin. La figure (IV.4), montre que lorsque le nombre de particules évaporées diminue, l'énergie totale γ augmente ce qui met en évidence la croissance de l'énergie des niveaux yrast avec le spin et témoigne donc de la bonne application de la technique de spectrométrie d'énergie totale.

Les spectres Ge associés aux différentes tranches d'énergie totale révèlent aussi cette correspondance entre énergie et voie de réaction. La figure (IV.5) montre les spectres Ge associés aux tranches 1, 3 et 5, sur lesquels est visible l'évolution avec la tranche des intensités des transitions. C'est ^{155}Er qui domine dans le spectre de la tranche 5, ^{154}Er dans celui de la tranche 3, et les réactions d'excitation coulombienne dans la tranche 1. Nous notons que l'identification des transitions ($2n$, $3n$) majoritaires dans la tranche 5 atteste que les événements de haute énergie totale ne résultent pas d'un empilement dans les détecteurs d'événements distincts d'énergie somme faible ou moyenne, c'est-à-dire correspondant aux voies de réaction $4n$, $p3n$, $5n$.

Le tableau (IV.6) regroupe l'ensemble des résultats concernant les abondances relatives des noyaux résiduels obtenus à partir des spectres Ge pour chaque tranche d'énergie somme.

Réaction	Noyau	Ny sous	Tr.2(%)	Tr.3(%)	Tr.4(%)	Tr.5(%)
		l'isomère				
$2n$	^{156}Er	-	-	-	5	11
$3n$	^{155}Er	1	6.6	18	34	54
$4n$	^{154}Er	3.2	34	56	44	23
$5n$	^{152}Er	6.45	13	-	-	-
$p2n$	^{155}Ho	-	-	4	6	-
$p3n$	^{154}Ho	($\tau = 3 \text{ mn}$)	30	14	6	-
$p4n$	^{153}Ho	3.5	8	-	-	-
$\alpha 2n$	^{152}Dy	5.3	-	6	5.5	8
$\alpha 3n$	^{151}Dy	9	4.5	2	-	-
$\alpha 4n$	^{150}Dy	-	3.5	-	-	-

Tableau IV.6

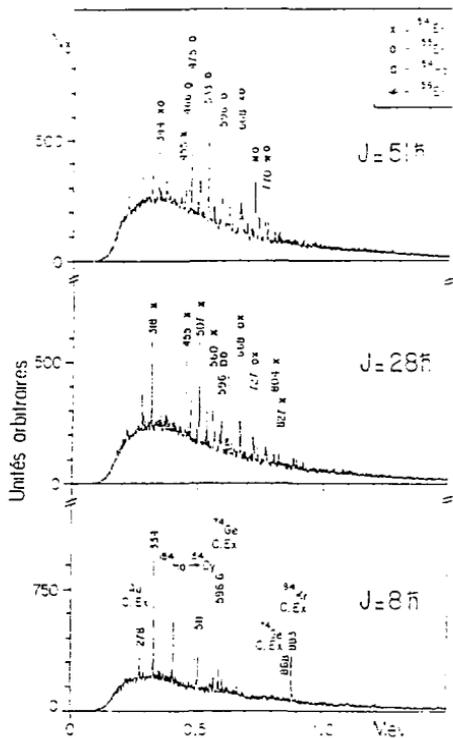


Figure IV.5.

Spectres germanium correspondant à 3 plages d'énergie totale, $5\hbar$, $8\hbar$ et $5\hbar$. On remarque l'évolution des sections efficaces de formation des différents noyaux résiduels d'une manière à l'inverse. C'est la voie $5n$ qui domine le spectre associé à la plus haute énergie totale; cela confirme que l'énergie élevée du rayonnement électromagnétique intégré n'est pas due à la sommation sans les détecteurs d'événements d'énergie somme faible ou moyenne correspondant aux voies de réaction $4n$, $5n$ et $6-3n$.

Rappelons que ces résultats sont obtenus dans des conditions particulières de sélection des cascades γ (fenêtre de coïncidences de 75ns dans le spectromètre somme) qui affectent les abondances des différents noyaux dans les événements retenus. Celles-ci ne reflètent pas leurs sections efficaces de formation respectives par la réaction ^{84}Kr (340 MeV) + ^{74}Ge .

En particulier, nous observons clairement la faiblesse des intensités de ^{153}Er (5n), ^{153}Ho (p4n), ^{152}Dy (a2n) qui possèdent des niveaux isomériques longs retardant l'alimentation d'un nombre important de niveaux de bas spin (ce nombre est reporté pour chaque noyau dans la 1ère colonne du tableau).

IV.3 - Etude des distributions en énergie

Avant d'entamer l'étude des spectres du continuum γ , nous allons rappeler comment nous les avons construits.

a) Obtention des spectres expérimentaux

- Les spectres de transitions γ ont été obtenus avec des détecteurs NaI et une cible supportée par une feuille d'Au. La même cible, autosupportée ne sert que pour la mesure des durées de vie. Les cascades γ sont sélectionnées selon le moment angulaire qu'elles emportent.
- Les transitions discrètes ont été soustraites de ces spectres de même que les transitions statistiques dont nous avons supposé la distribution en énergie donnée par la formule :

$$\frac{dN}{dE_Y} \propto E_Y^3 e^{-E_Y/kT}$$

- Ces spectres sont normalisés à la multiplicité qui leur est associée
- Ils sont obtenus en moyennant les spectres 0° et 90° pour s'affranchir des effets de distribution angulaire. Pour effectuer ces moyennes, nous avons dû corriger les spectres 0° de l'effet Doppler, en ramenant l'énergie des gammas subissant le décalage Doppler à l'énergie détectée à 90° .

Cette correction a été effectuée en accord avec les résultats exposés au paragraphe (IV.5) : les transitions d'énergie inférieure à 1 MeV n'ont pas été décalées tandis que celles au dessus de 1 MeV l'ont été de 5% vers les basses énergies. Cette procédure un peu grossière est justifiée par le peu de connaissances que nous avons sur la façon dont se recouvrent autour de 1 MeV les transitions affectées ou non par l'effet Doppler. Les distorsions qu'elle entraîne pour le spectre sont de toute façon faibles en dehors de la zone comprise entre 0.9 MeV et 1.1 MeV.

b) Analyse des spectres expérimentaux

Nous étudions successivement les spectres de transitions γ du continuum correspondant aux tranches 2, 3, 4 et 5 d'énergie totale (fig. IV.7), puis ceux de la figure IV.10 obtenus par différences entre tranches adjacentes 5-4, 4-3, 3-2, dans le but de sélectionner les γ émis dans les zones particulières du plan (E,J).

a) Spectres de continuum γ (figure IV.7).

Nous remarquons que les quatre spectres (correspondant aux tranches d'énergie totale 2, 3, 4 et 5) présentent au-dessous de 1 MeV des oscillations : celles-ci apparaissent lors de la soustraction des raies discrètes et sont comprises dans une marge d'erreur que nous évaluons inférieure à 15%, concrétisée pour quelques valeurs d'énergie par des barres verticales. Au-delà de 1 MeV, par contre l'incertitude sur la multiplicité par tranche d'énergie de 40 keV est inférieure à 5%.

Dans le spectre associé à la tranche 2, pour les noyaux formés à faible spin (1M), les transitions du continuum gamma sont réparties dans une structure large qui décroît régulièrement à partir de \sim 650 keV et disparaît totalement autour de 2.5 MeV. L'origine de ces transitions n'est pas claire ; elle pourrait se situer bien au-dessus de la ligne yrast, dans une région de concurrence entre les deux modes d'émission γ , "quasi yrast" et statistique, alors que la densité de niveaux est trop faible pour que ce dernier prédomine. Une telle zone de concurrence existe nécessairement mais elle n'est pas prise en compte par le modèle de désexcitation que nous avons présenté et qui nous sert de guide : dans ce modèle à proximité de la zone d'entrée du noyau résiduel, la densité de niveaux élevée gouverne l'émission des rayonnements électromagnétiques qui finissent par alimenter un niveau situé dans une région de faible densité, proche de la ligne

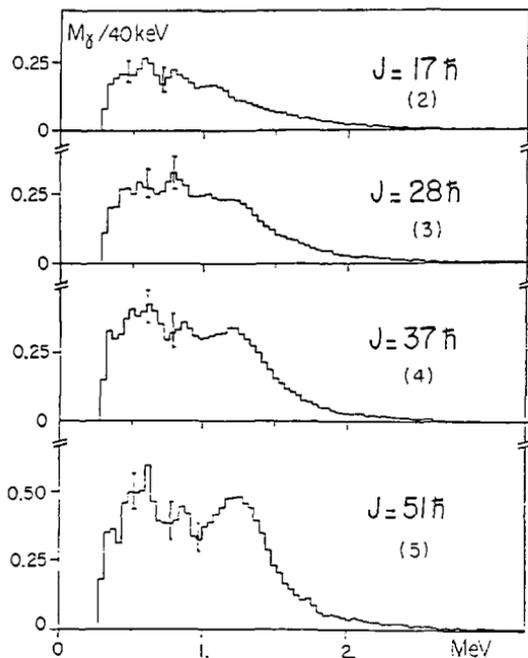


Figure IV.7.

Distribution en énergie des transitions du continuum gamma. Les distributions sont obtenues en moyennant les spectres ^{10}B et ^{10}C , pour s'affranchir des effets de distribution angulaire. Les gammes monoénergiques et multiples ont été soustraites.

yrast. La contradiction est évidente et en dit long sur notre ignorance en ce qui concerne les niveaux de cette région du plan (E^*, J), qu'aucune lanterne théorique ne tente d'éclairer.

Quand le spin du noyau résiduel augmente, une deuxième bosse de transitions se superpose à cette structure, autour de 1.3 MeV (tranche n°3) Elle continue de croître dans les tranches 4 et 5 (37π et 51π), si bien qu'à très haut spin (51π), le spectre possède deux bosses bien distinctes et d'égale importance, l'une autour de 0.65 MeV, l'autre autour de 1.3 MeV, cette dernière s'ajoutant toujours à un fond décroissant dont la queue est visible au-delà de 2 MeV. L'énergie de cette deuxième bosse varie peu avec le spin comme le montre le tableau IV.8. Le choix du fond sous cette bosse n'a qu'une influence très mineure sur la position de son centroïde.

Les valeurs de la multiplicité γ reportées sur ce tableau IV.8 et concernant cette bosse (1.3 MeV) sont mesurées en faisant l'hypothèse d'un fond choisi comme le montre la figure IV.9 dans le cas de la 5ème tranche d'énergie totale.

Le tableau (IV.8) regroupe aussi les multiplicités γ des transitions de la première bosse (transitions d'énergie inférieure à 0.94 MeV) ainsi que les différences de multiplicité γ entre tranches consécutives pour les deux bosses.

Tranche	5	4	3	2
énergie	1.265	1.239	1.197	?
largeur	.379	.382	.324	?
multiplicité	2.6	1.41	.54	<.2
différences de multiplicité entre tranches adjacentes		1.19	.87	~.34
multiplicité des gammas d'énergie inférieure à .94	6.7	5.63	4.23	3.23
différences de multiplicité entre tranches adjacentes		1.07	1.4	1.0

Tableau IV.8

B) L'évolution de la distribution en énergie des transitions du continuum est illustrée figure (IV.10) où sont présentés les spectres obtenus par différence des tranches 3-4, 4-3, 3-2.

Ces spectres présentent en-dessous de 1 MeV des oscillations importantes qui sont liées à celles déjà observées dans les spectres correspondant aux tranches d'énergie totale (spectres IV.7), et que la soustraction tranche à tranche amplifie. Sur ces spectres, les barres d'erreur tracées tournent autour de 35%-40% pour les valeurs maximales de la multiplicité γ par tranche d'énergie de 80 keV. Ces incertitudes surestiment la part des erreurs systématiques existant nécessairement dans notre processus de fabrication des spectres (déconvolution, soustraction des gammas discrets), et qui doivent s'éliminer lors de la soustraction des spectres tranche à tranche. Les valeurs d'incertitudes que nous obtenons sont donc légèrement surévaluées.

En conclusion, les spectres de la figure IV.10 ne laissent aucun doute sur la persistance à haut (30-40%) et très haut spin ($\geq 40%$) de transitions d'énergie $\sim .65$ MeV.

À ce's haut spin cependant, c'est la bosse de 1.3 MeV qui semble la mieux alimentée. La valeur de l'énergie moyenne de cette deuxième bosse varie très peu avec le spin comme le montre le tableau IV.11.

Ce tableau présente l'ensemble des mesures concernant les deux bosses, effectuées en faisant successivement deux hypothèses :

- celle d'un fond linéaire auquel s'ajoute la bosse de 1.3 MeV,
- celle de l'absence de fond : toutes les transitions au-delà de 1 MeV appartiennent à la bosse de 1.3 MeV.

L'existence ou non de ce fond a peu d'influence sur la position du centre de gravité de la deuxième bosse (1.3 MeV), au contraire des valeurs de multiplicité γ qui sont très différentes dans les deux cas (tableau IV.11)

Dans le cas du spectre (3-2) l'existence de ce fond est triviale puisque la bosse de 1.3 MeV n'apparaît qu'à partir des spins 30-35%. Ce spectre est en fait constitué d'une structure unique s'étendant de 0.6 MeV à 1.6 MeV. La multiplicité de la bosse de 1.3 MeV y est alors évaluée à

Figure IV.10.

Evolution de la distribution en énergie des transitions du continuum gamma. Ces spectres sont obtenus en soustrayant à γ les spectres de la figure IV.7. Les mesures concernant ces spectres sont regroupées tableau IV.11.

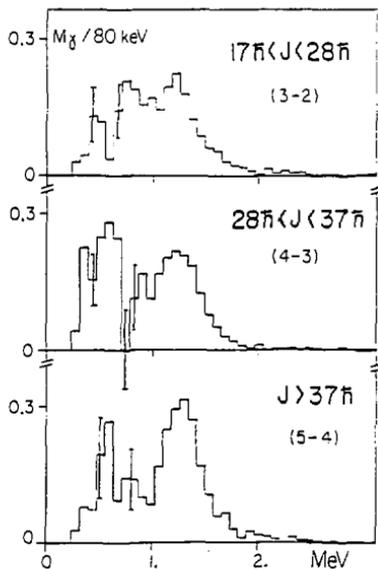
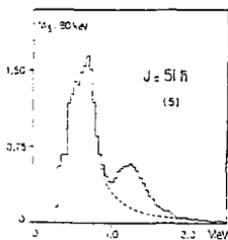


Figure IV.9.

Par commodité le fond est choisi sur le spectre global plutôt que sur le spectre de transition de continuum, car ce dernier monte en dessous de 1 MeV des fluctuations gênantes.



0.25 (au lieu de 0,34 dans les spectre IV.8, ce qui constitue un accord très satisfaisant).

Le nombre de γ de la 2ème bosse augmente nettement avec le spin : 0.87 dans le spectre 4-3 et 1.18 dans le spectre 5-4 à très haut spin.

Tranche	5-4	4-3	3-2
γ 1ère bosse	1.03	1.31	1.02
2ème bosse			
énergie	1.298	1.291	1.257
largeur	0.328	0.329	0.255
(~ 1.3 MeV) multiplicité	1.18	0.77	0.25
Rappel			
tableau IV.8	1.19	0.87	0.34

Tableau IV.11

La multiplicité de la 2ème bosse (1.3 MeV) est évaluée en considérant qu'elle se superpose à un fond linéaire. Le choix de ce fond est cohérent avec celui fait indépendamment dans le cas des spectres IV.7, comme l'indique la similitude des multiplicités obtenues dans les deux cas (deux dernières lignes du tableau).

IV.4 - Analyse multipolaire :

Sur la figure (IV.12) nous avons superposé les spectres obtenus à 0° et 90° pour la 5ème tranche d'énergie somme, et nous pouvons remarquer les effets de distribution angulaire importants qui affectent différemment les deux bosses de transitions du continuum γ . Ces deux spectres n' ont bien sûr pas été normalisés sur la multiplicité γ et le spectre obtenu à 0° a été corrigé de l'effet Doppler au-delà de 1 MeV comme nous l'avons déjà exposé au paragraphe (IV.3.a).

La figure (IV.13) présente selon l'énergie des transitions la valeur du rapport $R = \frac{N(0)}{N(90)}$ pour les tranches 2, 3, 4 et 5.

La composition multipolaire des spectres de transitions γ est extraite de R en supposant les transitions soit quadrupolaires étirées ($R = 1.49$) soit dipolaires étirées ($R = 0.71$) (cf tableau II.10).

Pour les énergies inférieures à 1 MeV, le rapport R est voisin de .7 (transitions dipolaires étirées pures) au-delà de 1 MeV la proportion de transitions quadrupolaires étirées croît avec le spin jusqu'à se rapprocher de 1 ($R = 1.6$) dans la tranche 5.

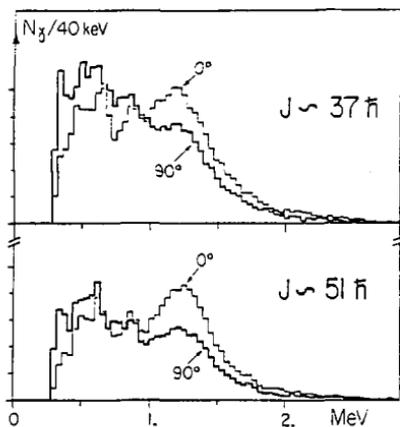


Figure IV.12

Spectres de transitions du continuum obtenues à 0° et 90° pour les 2 tranches d'énergie somme élevée.

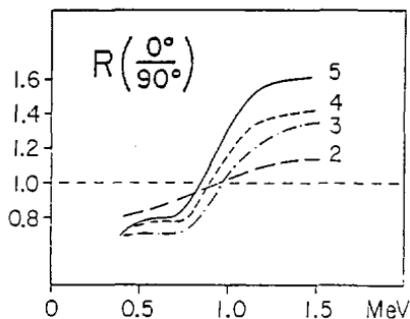


Figure IV.13.

Anisotropie mesurée pour les différentes tranches d'énergie somme, en fonction de l'énergie des transitions.

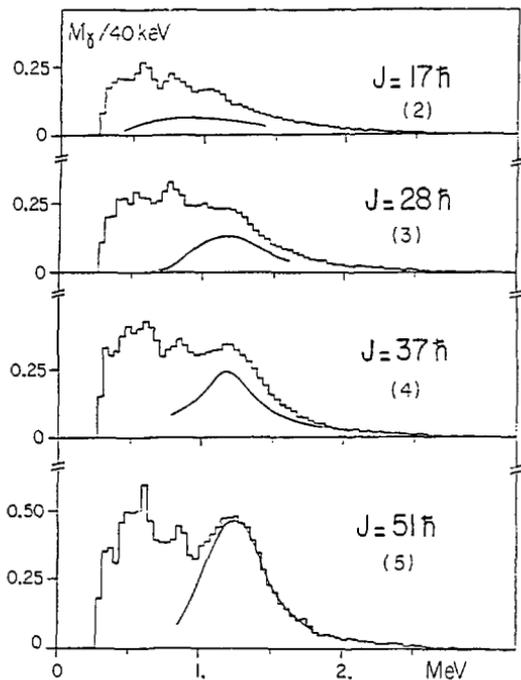
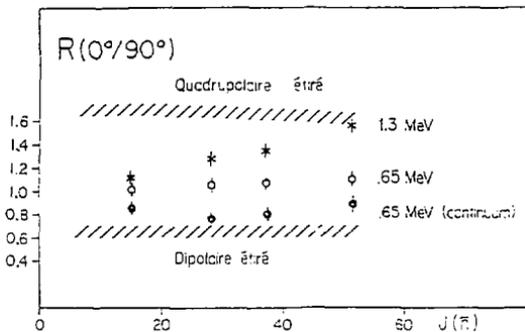


Figure IV.14.

Analyse multipolaire des spectres de transitions du continuum gamma. Le trait lisse figure la multiplicité des transitions quadrupolaires étirées.

Fig IV.15 Anisotropie des transitions de 1.3 MeV, et de 0.65 MeV avec et sans soustraction des raies directes, pour chaque tranche d'énergie somme.



La figure (IV.14) montre la distribution des transitions quadrupolaires étirées déduites de ces mesures, selon leur énergie :

a) Les transitions de 1.3 MeV de la tranche 5 (~ 5iM) sont essentiellement quadrupolaires étirées. Dans la tranche 4 leur proportion diminue et elle diminue encore dans les tranches 3 et 2. Ceci s'interprète aisément : la bosse de transitions de 1.3 MeV qui apparaît au-dessus de 30M est de nature quadrupolaire étirée, et son intensité croît avec le spin.

Par contre, la proportion des transitions quadrupolaires étirées que ces mesures indiquent, nous semble légèrement surévaluée : il n'est pas impossible que le fond sous la bosse de 1.3 MeV soit constitué de transitions dipolaires non pas étirées mais mélangées, comme le suggèrent Y.S. Chen et G.A. Leander (Ch 82) qui prévoient au delà de 1 MeV l'existence de transitions M1 refroidissant le noyau, délicates à caractériser, leur anisotropie étant voisine de 1. Si l'analyse était conduite avec $R \sim 1$ plutôt que 0.71 pour les transitions dipolaires au-delà de 1 MeV, la quantité de transitions quadrupolaires étirées obtenue serait plus faible, en accord avec les résultats du paragraphe IV.3 (cf tableau IV.8). Les quantités de transitions quadrupolaires tracées sur les spectres (IV.14) sont donc plutôt à considérer comme des quantités maximales.

b) Le caractère essentiellement dipolaire étiré des transitions du continuum de la bosse de .65 MeV est parfaitement établi par ces mesures pour toutes les tranches (R compris entre .7 et .8), sans qu'on puisse exclure une faible proportion de transitions dipolaires non étirées (fig. IV.13 et IV.14), ou même quadrupolaire non étiré.

Enfin, la figure (IV.15), donne les valeurs d'anisotropie obtenues pour chaque tranche d'énergie totale à 1.3 MeV et 0.65 MeV avec et sans soustraction des gammas discrets. Cette figure met en évidence l'importance de cette soustraction pour déterminer autour de 0.65 MeV les multipolarités des transitions du continuum gamma.

IV.5 - Durées de vie

Rappelons que la mesure des durées de vie des niveaux nucléaires repose sur la comparaison de spectres obtenus à 0° (où l'effet Doppler est maximal) avec deux cibles minces : l'une est autosupportée, l'autre est déposée sur une feuille d'Au qui ralentit les noyaux de recul formés dans la cible. Si aucune différence d'énergie n'est observée pour une transition

donnée entre les spectres enregistrés avec chaque cible, l'émission du gamma a eu lieu en moyenne alors que le noyau n'était pas encore ralenti et donc dans un temps très bref par rapport au temps de ralentissement du noyau dans le stoppeur d'Au. Si au contraire, le décalage est maximal (5% dans notre cas) entre les deux spectres, l'émission γ a eu lieu quand le noyau était à l'arrêt dans le stoppeur d'Au.

Nous observons ces deux situations sur la figure (IV.16) qui présente le spectre global (γ discrets non soustraits) correspondant à la tranche 5 (51h) :

1. Au-delà de 1 MeV, les deux spectres se recouvrent parfaitement, indiquant en première analyse que les niveaux alimentent la bosse de 1.3 MeV approximativement en moins de 10^{-14} s. Nous reviendrons plus loin sur la mesure plus précise des durées de vie des niveaux impliqués.
2. La bosse de 0.65 MeV subit un décalage -vis-à-vis- le sur ses flancs- de - 5% indiquant que les niveaux qui l'alimentent se désactivent en moyenne après 10^{-12} s.

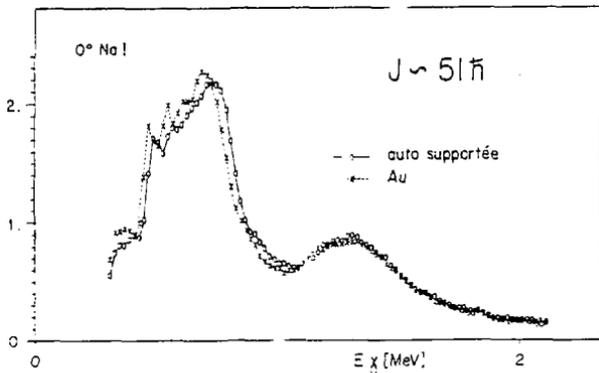


Figure IV.16

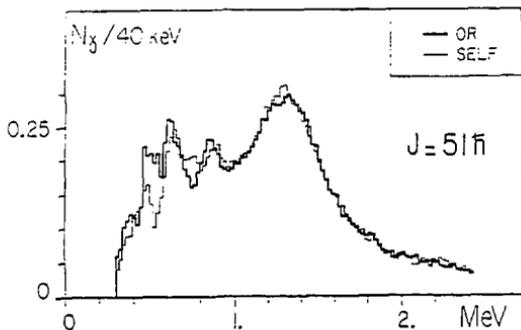
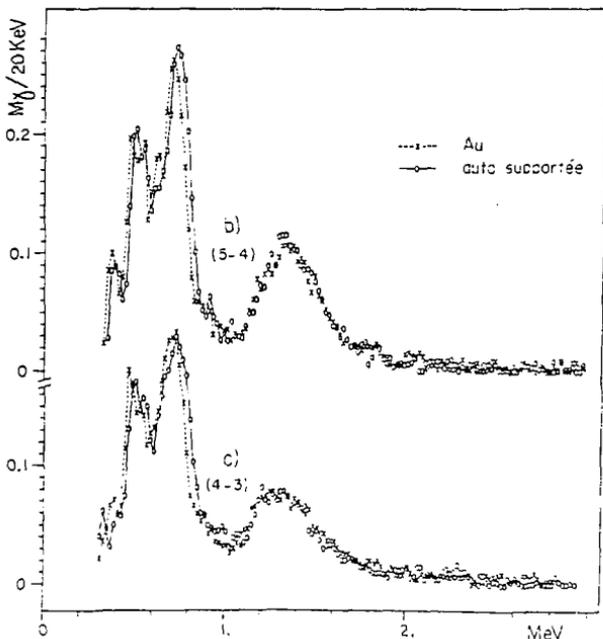


Figure IV.17. Spectres de transitions du continuum; en dessous de 1 MeV, les fluctuations sont trop importantes pour qu'un décalage au plus égal à 1 canal soit mis en évidence.

Figure IV.18. Spectres résultant de la soustraction entre les tranches 5-4 et 4-3, gammas discrets non éliminés.



Rappelons que cette bosse de 0.65 MeV est constituée essentiellement des transitions discrètes dont les durées de vies sont pour la plupart supérieures à 10^{-12} s (Ag.79). La présence de ces transitions dont certaines sont très lentes, empêche donc d'observer la durée de vie des transitions du continuum γ dans la première bosse.

La figure (IV.17) montre les spectres associés à la tranche 5 une fois les gammas discrets soustraits des spectres globaux. A cause des effets de distribution angulaire définissant à 0° les transitions dipolaires, les transitions d'énergie inférieure à 1 MeV ne forment pas une bosse de taille suffisante pour qu'elle se détache nettement de celle de 1.3 MeV et qu'on puisse en mesurer le centroïde.

La figure (IV.18) montre pour les deux cibles les spectres résultant des différences entre les tranches 5-4 et 4-3, correspondant aux transitions déséxcitant les niveaux de spin supérieurs à 40% et compris entre 28% et 37% respectivement, sans soustraction des gammas discrets.

Au delà de 1 MeV, nous observons le recouvrement presque parfait des bosses de 1.3 MeV obtenues pour chaque cible.

La mesure précise du décalage Doppler des centres de gravité de la bosse de 1.3 MeV fournit des résultats qui varient entre $-1/40$ et $+3/40$ de canal soit $E = -1$ keV et $E = +3$ keV, selon les canaux pris comme extrémités de la bosse. D'autre part, un calcul de centroïde effectué en supposant que celle ci a une forme gaussienne donne un décalage Doppler inférieur à $1/10$ de canal, soit :

$$E < 4 \text{ keV,}$$

que nous considérons comme la limite d'appréciation de ce décalage, sur la bosse de 1.3 MeV (soit une précision de la mesure $\sim 3 \cdot 10^{-3}$).

En comparant cette valeur au décalage Doppler maximal possible de 59 keV à ~ 1.3 MeV, nous obtenons une limite supérieure au temps moyen d'émission γ :

$$T < 3.5 \cdot 10^{-14} \text{ s}$$

Ce temps moyen de désexcitation gamma constitue une information sérieuse, mais ne coïncide pas forcément avec les durées de vie des niveaux et pour extraire ces dernières, il faut faire quelque supposition sur le schéma de désexcitation à très haut spin.

Dans un premier cas, si nous faisons l'hypothèse de niveaux émetteurs de γ de 1.3 MeV, non affiliés. Alors nous obtenons pour ces niveaux des probabilités de transition réduite :

$$B(E2) > 6400 e^2 \text{fm}^4$$

et un facteur d'accélération par rapport aux estimations faites par Weiskopf pour les excitations de particules individuelles ($B_{pi} = 49 e^2 \text{fm}^4$)

$$\frac{B(E2)}{B_{pi}} > 131$$

très élevé qui confirme donc le caractère éminemment collectif de cette excitation à très haut spin.

Dans un deuxième cas, nous considérons que la bosse de 1.3 MeV est alimentée par des successions de niveaux et nous observons alors des durées de vie apparentes moyennes. En considérant un modèle simple de 2 gammas (E2) en cascade (ce qui d'après nos mesures n'est pas aberrant), les deux niveaux étant alimentés directement de façon identique, nous obtenons que le temps moyen de désexcitation $\langle T \rangle$ est relié à la durée de vie τ par l'expression :

$$\langle T \rangle \sim 1.3 \tau$$

A travers ce modèle simple mais réaliste, nous évaluons que la durée de vie des niveaux de très haut spin alimentant la bosse de 1.3 MeV est :

$$\tau < 1.7 \cdot 10^{-14} \text{ s}$$

Nous en déduisons une probabilité réduite : $B(E2) > 8300 e^2 \text{fm}^4$,

$$\text{et un facteur d'accélération : } \frac{B(E2)}{B_{pi}} > 170$$

signant sans appel que cette excitation est de nature collective.

CHAPITRE V - INTERPRETATION DES RESULTATS

V.1 - Rappels théoriques

Une description satisfaisante de l'ensemble des propriétés nucléaires passe par des procédures Hartree-Fock (Qu 78) dans laquelle le champ moyen est construit à partir d'une interaction effective nucléon-nucléon. Cependant, deux modèles antagonistes permettent d'appréhender de façon simple les comportements du noyau atomique.

- Le modèle phénoménologique de la goutte liquide, non quantique qui excède à décrire les variations systématiques des masses atomiques et l'ensemble des propriétés lentement variables en fonction du nombre de nucléons : typiquement sur des énergies de liaison de l'ordre du millier de MeV, seuls quelques 5 MeV d'origine purement quantique lui échappent.
- Le modèle en couches pourrait avoir l'ambition de reproduire les propriétés quantiques du noyau : les nucléons sont indépendants et libres de se mouvoir à l'intérieur d'un puits de potentiel type Woods-Saxon ou oscillateur harmonique ; les nucléons, fermions soumis au principe d'exclusion de Pauli, y gravitent sur des orbites organisées en couches. Les réussites de ce modèle sont variées et tout à fait évidentes, en particulier il est capable de reproduire si on introduit des corrections de pairing, les propriétés des états excités mettant en jeu un faible nombre de nucléons voisins du niveau de Fermi. Mais ce sont les propriétés globales des noyaux qui lui sont fatales : les mérites de ce modèle sont innombrables... mais différents de ceux du premier.

En fait, il est possible de concilier les mérites et seulement les mérites de ces deux modèles antagonistes en superposant aux résultats fournis par le premier, les effets de couches prédits par le deuxième. Ce traitement est célèbre sous le nom de "correction de couches de Strutinsky" (St 67). Il fait confiance au modèle de la goutte liquide pour rendre compte des propriétés moyennes des noyaux, et n'utilise le traitement quantique qu'afin de décrire les variations autour de cette moyenne.

V.1.a - La goutte liquide. Quelques rappels

L'énergie de liaison d'une goutte contenant N neutrons et Z protons est :

$$B(N, Z ; \text{def}) = - b_{\text{vol}} A + b_{\text{surf}} (\text{def}) A^{2/3} \\ + 1/2 B_{\text{sym}} \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 + E_{\text{coul}} (\text{def})$$

La variable "def" est mise à la place du jeu de paramètres décrivant la forme du noyau.

Dans le cas d'une goutte tournante, nous devons ajouter à cette énergie celle due à la rotation :

$$E_1 = E(N, Z ; \text{def}) + \frac{\hbar^2 I^2}{2J(\text{def})} \quad (1)$$

où $J(\text{def})$ est le moment d'inertie (statique) correspondant à la déformation d'équilibre (def) du noyau au moment angulaire I. La valeur du moment d'inertie adoptée à haut spin est celle d'un corps rigide de masse A pour des raisons exposées dans la référence (Sz 78) et qui sont vérifiées expérimentalement à haut spin sur les noyaux rotationnels. La déformation d'équilibre (def) est simplement déterminée en minimisant l'énergie par rapport aux paramètres de déformation à I fixé.

Dans un premier temps, nous allons brièvement rappeler le formalisme utilisé pour décrire la déformation du noyau atomique. Puis nous l'utiliserons pour discuter qualitativement les formes d'équilibre de la goutte liquide selon sa vitesse de rotation.

V.1.b - Le plan (β, γ) (voir Bo 75)

Si on se limite au cas de déformations quadrupolaires, on peut développer le rayon R de noyau au voisinage de R_0 rayon de la sphère de même volume par :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left(1 + \sum_{\mu=-2}^{+2} a_{2\mu} Y_{2\mu}(\theta, \varphi) \right)$$

Les trois axes principaux du solide définissent un système de coordonnées (repérables par 3 angles (φ, θ, ψ)), dans lequel il est commode de se placer. Dans ce repère :

$$a_{21} = a_{2-1} = 0 \text{ et } a_{22} = a_{2-2}$$

Il est d'usage d'utiliser plutôt que a_{20} et a_{22} ($= a_{2-2}$) les paramètres β et γ définis par :

$$\begin{aligned} a_{20} &= \gamma \cos \gamma \\ a_{22} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \end{aligned}$$

Le paramètre β suffit à définir la déformation d'un noyau à symétrie axiale (si $\beta = 0$, le noyau est sphérique). Le paramètre γ permet de décrire la déviation par rapport à cette symétrie et mesure donc la triaxialité. On peut ainsi définir un plan de déformation (β, γ) en coordonnées polaires (figure V.1, p.78). La direction $\gamma = 0$ correspond à une déformation allongée (prolate) du noyau le long de l'axe 3, et la direction $\gamma = 60^\circ$ une déformation aplatie sur l'axe 1. Entre des deux extrêmes, le noyau est triaxial (il possède trois plans de symétrie perpendiculaires).

L'ensemble du plan (β, γ) s'obtient simplement par symétrie autour des axes $\gamma = k\pi/3$, à partir de la portion de plan $\gamma \in (0, \pi/3)$, ce qui ne fait que traduire l'arbitraire du choix de la numérotation des trois axes principaux.

D'autre part, en se restreignant aux faibles valeurs de a_{20} et a_{22} , on peut caractériser la forme ellipsoïdale par la variation de R le long des axes principaux :

$$R_K = R_0 + \delta R_K = R_0 \left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos \left(\gamma + \frac{2K\pi}{3} \right) \right) \quad (K = 1, 2, 3)$$

V.1.c - Equilibre de la goutte liquide en fonction du spin

(voir Co 74)

a) Dans le cas de petites déformations quadrupolaires, on peut développer les énergies de surface et de Coulomb de l'expression (1), en fonction des paramètres β et γ (My 66, SW 56)

$$E_{\text{surf}}(\beta, \gamma) = 4\pi r_0^2 \sigma A^{2/3} \left(1 + \frac{\beta}{2\sqrt{\pi}} - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta^3 \cos 3\gamma + \dots \right)$$

où σ est le paramètre de tension superficielle

$$E_{\text{Coul}}(\beta, \gamma) = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{r_0 A^{1/3}} \left(1 - \frac{\beta^2}{4\pi} - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta^3 \cos 3\gamma + \dots \right)$$

D'autre part, le moment d'inertie d'un solide en rotation autour d'un axe principal k, est :

$$J_{\text{rigid},k} = \frac{2}{5} A M R_0^2 \left(1 - \frac{\int R_k}{R_k} \right) \quad (k = 1, 2, 3)$$

et dans le cas de petites déformations, et si $k = 1$ ($\gamma = 120^\circ$),

$$J_{\text{rigid},1} = \frac{2}{5} \left(1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos(\gamma + 120^\circ) \right) A M R_0^2 \quad (3)$$

La déformation d'équilibre à I donné est simplement celle qui minimise l'énergie :

$$\frac{dE}{d\beta} = \left[E_{\text{surf}}(\beta=0, \gamma=0) \frac{1}{\pi} - E_{\text{coul}}(\beta=0, \gamma=0) \times \frac{1}{2\pi} \right] \beta + E_{\text{rot}} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \cos(\gamma + 120^\circ) = 0$$

On peut observer directement sur l'expression 3 que dans le cas des petites déformations la rotation d'un solide autour d'un axe est plus économique s'il est oblate le long de cet axe ($\gamma = 60^\circ$) :

$$J_{\text{rigid},1} = \frac{2}{5} A M R_0^2 \left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \right)$$

que s'il est prolata ($\gamma = 0^\circ$) le long de l'axe perpendiculaire ($\gamma = 0^\circ$) :

$$J_{\text{rigid},1} = \frac{2}{5} A M R_0^2 \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \right)$$

β) Dans le cas de grands moments angulaires, ces approximations ne sont plus valables. Mottelsson a montré (voir Sz 78), que dans le cas de la rotation d'un disque plat de rayon R et d'épaisseur a ($a \ll R$), si on néglige l'énergie coulombienne, on obtient :

$$R \propto I^{1/2}, \text{ qui entraîne : } E \propto I$$

D'un autre côté pour un cylindre très allongé, de longueur 2R et de diamètre 2a ($a \ll R$) tournant perpendiculairement à son grand axe, on obtient :

$$R \propto I^{4/5}, \text{ qui entraîne : } E \propto I^{2/5}$$

Ainsi, aux moments angulaires suffisamment élevés, la rotation "prolate perpendiculaire" devient plus économique énergétiquement que la rotation "oblate parallèle". A un moment angulaire intermédiaire, une transition de forme de la goutte liquide doit donc intervenir. Ce phénomène a été mis au jour par Jacobi qui espérait en observer l'existence sur des étoiles en rotation.

Cohen, Plasil et Swiatecki (Co 74) qui ont initié les calculs de déformation nucléaire sur un vaste domaine de la table de masse et pour l'ensemble des valeurs de I accessibles au noyau, prévoient une telle

transition pour les noyaux "moyens lourds" et "moyens légers". Elle aurait lieu à travers une succession d'états de formes triaxiales, la forme finale très allongée portant le nom de "super déformée" ($\beta > 0.6$).

V.1 d - Traitement quantique et correction de couche

a) Dans le modèle en couches, les nucléons indépendants se déplacent dans un puits de potentiel qui peut être déformé et éventuellement tourné (modèle du "cranking" ou en français de la "manivelle").

La résolution du problème général d'un noyau devant supporter un spin J_x passe par l'utilisation de la méthode des multiplicateurs de Lagrange : Nous devons diagonaliser l'hamiltonien contraint, aussi appelé Routhian :

$$H^{\omega} = H - \omega \mathcal{H} J_x$$

où ω désigne le multiplicateur de Lagrange.

Cette expression peut être comprise d'une autre façon dans le cas particulier des noyaux qui tournent autour d'un axe perpendiculaire à leur axe de symétrie : H^{ω} représente alors l'hamiltonien du noyau dans le repère du laboratoire et H^{ω} l'hamiltonien associé au repère en rotation, dans lequel le problème est stationnaire (mais il faut faire attention : H^{ω} ne s'identifie pas avec l'énergie du système).

Le terme $-\omega \mathcal{H} J_x$ s'identifie parfaitement avec les termes de Coriolis et centrifuge. Il brise l'invariance par rapport au renversement du temps et donc affecte les énergies des couches et éventuellement leur agencement.

La diagonalisation de H^{ω} fournit les valeurs propres et fonctions propres à 1 particule e^{ω} et $|\chi^{\omega}\rangle$ en fonction de ω .

La fonction d'onde globale du système est obtenue en construisant le déterminant de Slater $|\psi^{\omega}\rangle$ à partir des $|\chi^{\omega}\rangle$, et l'énergie totale du noyau est :

$$E = \langle \psi^{\omega} | H | \psi^{\omega} \rangle$$

ω est fixé pour sa part, par la deuxième équation qui le relie au moment cinétique :

$$I = \langle \psi^{\omega} | J_x | \psi^{\omega} \rangle$$

B) Méthode de correction de couche

Elle consiste à calculer par une technique appropriée (St 67) la valeur moyenne \bar{E} des énergies E obtenues par le traitement quantique, et à remplacer \bar{E} par E_I (expression 1) obtenue pour une goutte liquide en rotation :

$$E_{\text{tot}} = E - \bar{E} + E_I \quad (4)$$

autrement dit, nous accordons toute notre confiance à l'écart $E - \bar{E}$ issu du calcul quantique mais pas en \bar{E} lui-même, auquel nous substituons E_I .

Les résultats de tels calculs sont présentés, en général (figure V.3) sous forme de surfaces d'énergies dans le plan triangulaire (β, γ) . Les énergies correspondant à chaque déformation (β, γ) sont calculées séparément par des méthodes numériques. On conçoit que cette méthode soit lourde du point de vue Calculs. Elle ne fournit pas directement les configurations de nucléons correspondant aux différents états dont elle calcule l'énergie. Mais elle permet de décrire les noyaux en suivant ses changements de forme et ses modes d'excitation privilégiés jusqu'aux moments angulaires les plus élevés.

Une autre approche permet de cerner les configurations nucléoniques des états yrast pour chaque spin (An 76, Vo 83). Celle-ci est très intéressante puisqu'elle permet une confrontation fine entre résultats théoriques et expérimentaux, au travers de mesures de facteur g , de probabilité de transitions ou de multipolarité. Elle utilise aussi la technique de corrections de couches de Strutinski, mais prend en compte les excitations de particules individuelles :

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{GL}} + E_{\text{couche}} + E_{\text{paire}} + E_{\text{p-n}}$$

E_{GL} et E_{couche} désignent les contributions à l'énergie de la goutte liquide et de la correction de couche, calculée pour l'état fondamental ;

E_{paire} et $E_{\text{p-n}}$ correspondent aux énergies d'appariement et aux excitations particule-trou.

Le problème essentiel est alors de trouver les configurations de particules trous qui minimisent l'énergie totale, à chaque spin considéré. En faisant appel au formalisme des multiplicateurs de Lagrange, le problème peut être résolu élégamment par une méthode géométrique : dans ce formalisme λ et μ sont les 2 multiplicateurs de Lagrange déterminés par le

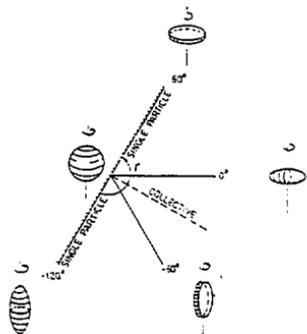


Fig. 7.1. β et γ définissent la déformation quadrupolaire du noyau et son orientation par rapport à l'axe de rotation. Le problème est symétrique par rapport à l'axe $\gamma = -120^\circ$, $\gamma = 60^\circ$. Le long de cet axe le noyau excité "tourne" autour de son axe de symétrie, et donc son excitation ne peut mettre en jeu que des degrés de liberté de particules individuelles - quand on s'éloigne de cet axe, les excitations collectives sont permises. Il arrive que par économie de moyens essentiellement, la description du noyau ne soit entreprise que dans la portion de plan $\gamma = 0^\circ$, $\gamma = 60^\circ$, qui correspond à la rotation autour de l'axe de plus grand moment d'inertie, dans le modèle de la goutte liquide.

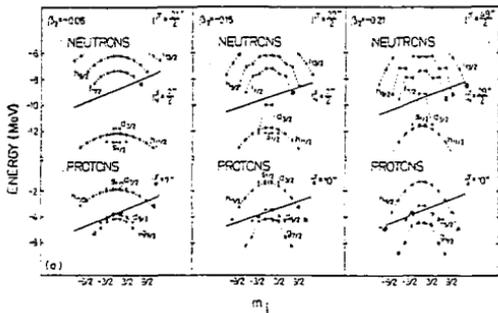


Figure 7.2.

Surfaces de Fermi inclinées correspondant aux niveaux isomériques dans le ^{147}Gd (Du. 31).

nombre de particules (protons et neutrons séparément) du noyau et le spin.

La résolution de l'hamiltonien contraint revient simplement à trouver les états de particules situés dans le plan (e, m) sous la droite d'équation :

$$e = \lambda + h \omega m \quad (\text{"surface de Fermi inclinée"})$$

e et m désignent l'énergie des états et la projection sur l'axe de symétrie de leur moment cinétique.

La figure V.2, tirée de la référence Du 81, illustre cette méthode dans le cas de ^{147}Gd ($Z = 64$, magique, $N = 83$) : On observe qu'elle n'offre de solutions que dans quelques cas privilégiés (configurations dites "optimales") correspondant pour ^{147}Gd à $I = 7^-$ et 10^+ pour les protons et $7/2^-$ et $29/2^+$ pour les neutrons. Ces configurations optimales sont appelées à jouer un rôle particulier et important dans le schéma de niveaux : pour ^{147}Gd , ce sont les configurations des niveaux isométriques observés $21/2^+$, $27/2^-$ et $49/2^+$ de durées de vie respectives 4.8 ns, 27 ns et 530 ns.

Les configurations correspondant aux états intermédiaires sont calculées en considérant les excitations à 1 particule-1 trou et 2 particules-2 trous définies par rapport aux "surfaces de Fermi inclinées" définissant les états "optimaux" les plus proches.

V.2 - Interprétations théoriques des résultats expérimentaux

Les calculs de corrections de couches ont été entrepris depuis quelques années pour étudier le comportement nucléaire à haut spin (voir les références citées dans Cw 83). Cwiok et al. (Cw 83) les ont récemment appliqués au cas des isotopes d'Erbium voisins de la couche magique $N \sim 82$ depuis ^{146}Er jusqu'à ^{158}Er . Dudek a également effectué des calculs sur ^{154}Er et trouve à très haut spin des résultats un peu différents. Mais dans leur état actuel, ils ne peuvent pas être confrontés à l'expérience, contrairement à ceux de Cwiok. C'est l'ensemble de ces résultats que nous exposons ici.

Cwiok et al. étudient le comportement des noyaux presque froids (à une température faible de 0.2 MeV) et l'influence de l'augmentation de la température nucléaire sur les effets de couches, en particulier dans le cas de ^{154}Er . Le modèle utilisé à cette occasion unifie la description de la rotation nucléaire et un modèle statistique. Ils effectuent les calculs

avec un potentiel de Woods-Saxon incluant les déformations hexadécapolaires. Ces calculs ne concernent que les spins supérieurs à 30 \hbar où les effets de pairing sont supposés ne plus opérer.

Les résultats de ces calculs, concernant ^{154}Er sont montrés figures (V.3) et (V.4). Elle représentent à différentes valeurs caractéristiques du spin (30 \hbar , 46 \hbar , 54 \hbar , 64 \hbar , 72 \hbar , 74 \hbar), les courbes d'égalité d'énergie dans le plan (β, γ), l'intervalle d'énergie entre deux lignes est de 0.3 MeV. Les vallées γ sont indiquées par des surfaces hachurées, les plus sombres correspondant aux plus profondes. Les valeurs de l'énergie minimum (état yrast) et celle de la configuration sphérique ($\beta = 0$) sont reportées sous ces cartes pour chaque valeur de spin.

* La figure V.3 présente le résultat des calculs effectués à

$T = 0.2$ MeV, c'est-à-dire le noyau presque froid. A $I = 30\hbar$, l'état yrast correspond à une forme aplatie ($\beta = .16$) l'axe de symétrie étant orienté comme le spin. Celui-ci est donc généré par l'alignement de quelques nucléons externes. Cette prédiction théorique est en accord avec le schéma de niveaux de ^{154}Er à haut spin, qui ne contient aucune trace d'excitation collective de type rotationnel. Quand le moment angulaire augmente ($I = 46\hbar$), cette déformation s'accroît ($\beta = .24$ à $.32$) ce qui signifie une plus grande densité de nucléons dans le plan équatorial du noyau, c'est-à-dire un plus grand nombre de nucléons alignant leur moment angulaire individuel sur l'axe de symétrie. En même temps, se dessine un minimum secondaire ($\gamma \sim 21^\circ$, le noyau y est triaxial), qui devient yrast à $I = 54\hbar$, valeur du spin proche de la valeur maximale que peut supporter le noyau sans fissionner.

Fig V.3

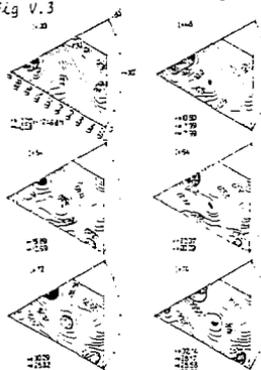
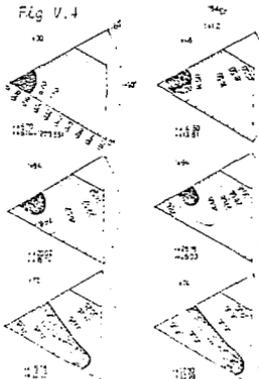


Fig V.4



Cwiock et al. prévoient qu'un troisième minimum se développe à $I = 72\hbar$ et devient finalement yrast à $I = 74\hbar$, correspondant à une super déformation prolatae ($\beta = .8$, $\gamma = 0$). A ce changement de forme brutal correspond un changement radical de mode d'excitation : à $74\hbar$, dans l'état de plus basse énergie, le nucléon a une rotation d'ensemble autour de son ancien axe de symétrie, aucun nucléon ne jouant de rôle privilégié pour générer le moment angulaire.

L'effet de l'augmentation de la température est observé figures V.3 et V.4. Sur la figure V.3, les conséquences de la correction de couche de Strutinski sont parfaitement visibles à tous les spins. Les effets de couches génèrent des lignes d'isoénergie tortueuses, rendent la surface irrégulière, faisant même apparaître des minima secondaires assez prononcés pour certaines déformations. Ces minima secondaires ne peuvent pas trouver leur origine dans le cadre du modèle de la goutte liquide classique et nous mesurons là l'importance du traitement de correction de couches à très haut spin (nous reviendrons plus loin sur les conséquences de l'existence des minima secondaires).

Les calculs effectués montrent que l'augmentation de la température s'accompagne de l'adoucissement du relief des surfaces d'énergie. A $T = 0.6$ MeV, les minima yrast sont moins encaissés, les minima secondaires s'estompent et à 1.2 MeV (figure V.4) les effets de couche ont totalement disparu : le noyau se comporte comme une goutte liquide.

Toutefois, on constate qu'aux trois températures les lieux des minima principaux coïncident et une transition de forme conduit le noyau initialement oblate parallèle à tourner collectivement autour d'un axe perpendiculaire à son axe de symétrie vers $72-74\hbar$.

* L'existence de minima secondaires à basse température est très intéressante : le noyau résiduel qui se désexcite peut s'y trouver piégé et ne pas pouvoir rejoindre la ligne yrast (correspondant à une forme oblate de 30 à $70\hbar$). Les énergies de ces états correspondant à ces différents minima sont montrés figure V.5 en fonction du spin. On voit que la ligne yrast est constituée de plusieurs lignes qui peuvent se chevaucher à un même spin. A l'intérieur d'une ligne, la déformation du noyau ne change presque pas (les positions des minima secondaires dans le plan (β, γ) n'évoluent pas avec le spin). Par contre, le saut d'une ligne à l'autre s'effectue par un chemin inconnu et s'accompagne d'un changement de forme considérable.

Fig. V.5 : tirée de Cu 83.

Sur ces figures, chaque ligne correspond à un minimum dans le plan (β, γ) . Dans un cas ($Cu83$), le noyau garde une forme oblate le long de la ligne γ constant, jusqu'au spin $72\hbar$, dans l'autre cas ($Be83$), il devient triaxial au-delà de $50\hbar$.

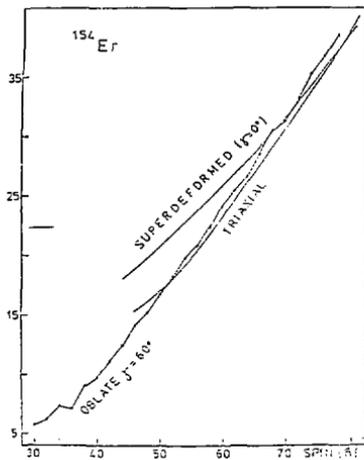
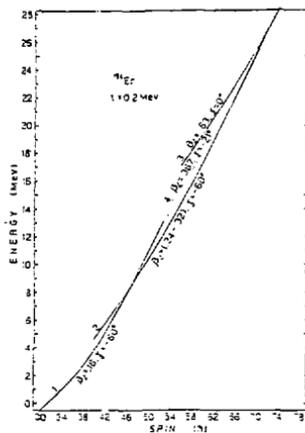


Fig. V.6 : tirée de Be 83.

Les résultats concernant les hauts spins obtenus par Dudek diffèrent quelque peu. Ils sont montrés figure V.6. Celui-ci utilise aussi un potentiel de Woods-Saxon mais avec d'autres paramètres, et il ne considère pas les déformations octupolaires.

Selon Dudek, le noyau dans sa configuration yrast est oblate jusqu'à 52%, puis opte pour sa forme triaxiale, qu'il conserve (γ varie de 20° à 30°) jusqu'à 78%. Sur toute cette plage de spin, le minimum oblate reste 1 MeV au-dessus de l'état yrast. D'autre part, ce calcul prévoit aussi une super-déformation finale (80%). Le noyau tournant collectivement autour d'un axe perpendiculaire à son axe de symétrie. Le minimum secondaire correspondant à cette super déformation persiste jusqu'à un spin très bas ($\sim 45\%$) : Les probabilités de transitions à l'intérieur d'une telle bande étant à énergie égale, très fortement supérieures aux probabilités de transitions entre états de particules individuelles, l'observation de cette super-déformation pourrait ne pas être impossible (le moyen le plus évident étant la réalisation de coïncidences γ - γ , comme dans le noyau ^{152}Dy (Sc 82 et Ny 84).

Pour le reste, la confrontation de ces prédictions théoriques avec les données tirées de l'expérience n'est pas aisée, quand il s'agit des très hauts spins. Une possibilité est de comparer le spectre expérimental des transitions γ avec le spectre théorique des transitions γ émis par un noyau formé dans la même plage de spin. Encore faut-il faire des hypothèses sur le chemin suivi par la cascade γ : est-elle piégée dans des minima secondaires au sein desquels les probabilités de transition sont très accélérées (minimum superdéformé par exemple) ou suit-elle un chemin à peu près parallèle à la ligne yrast ?

C'est cette dernière hypothèse qui est explorée par Cwiok et al. Ils supposent que les états se désexcitent à l'intérieur des bandes par des transitions E2 étirées., l'énergie de celles-ci est simplement reliée à la vitesse de rotation ω par la formule :

$$E_\gamma = 2 \hbar \omega_{\text{rot}}$$

qui permet d'obtenir l'énergie des transitions γ en fonction des spins des niveaux. C'est ce que figure le schéma (V.7) pour les quatre lignes de déformation principales envisagées. Sur ce schéma, on remarque que

l'inflexion d'une ligne, qui devient horizontale autour d'une énergie donnée, entraîne une accumulation de transitions γ à cette énergie. Il en est de même bien sûr pour les valeurs de E_γ qui correspondent à plus d'une ligne sur ce plan (E_γ, J), ces lignes pouvant se succéder dans une même cascade de désexcitation.

À l'énergie 1,4 MeV, on s'attend donc selon ce calcul à une accumulation remarquable de transitions due essentiellement aux deux bandes de déformations différentes $\beta = .16$ et $\beta \sim .27$ se croisant à $I \sim 40\%$, et dans une moindre mesure aussi à 0.7 MeV. Cet accord avec nos résultats expérimentaux est saisissant.

La figure (V.8) concrétise de façon encore plus éclatante la similitude entre nos résultats expérimentaux et ces résultats théoriques dans le cas d'une tranche d'énergie somme élevée sélectionnée lors de l'expérience $^{118}\text{Sn} + ^{40}\text{Ar}$ (Ng 82). Le spectre théorique est constitué des transitions désexcitant les noyaux formés dans la plage de spin correspondant à la même tranche d'énergie somme. Le spectre est obtenu moyennant quelques hypothèses réalistes concernant l'alimentation directe des niveaux selon leur spin et les proportions relatives de transition $\Delta I = 1 \dots \Delta I = 2$. Il est construit en attribuant une largeur expérimentale aux gammas, et finalement normalisé avec le spectre expérimental au sommet de la bosse de 1.3 MeV.

La conclusion essentielle de cette figure est que le calcul reproduit étonnamment bien la forme en dos de chapeau du spectre expérimental, ce qui constitue un premier succès indéniable.

Cependant, ce calcul ne résoud pas tous les problèmes :

- d'une part, il ne rend pas compte à haut et très haut spin de l'alimentation de la bosse de 0.65 MeV : il est visible sur la figure (V.8) que toutes les transitions au-delà de 30% ont une énergie supérieure au MeV.
- Le spectre n'est constitué que de transitions yrast.
- Enfin et surtout, ce calcul ne peut expliquer la nature multipolaire des transitions observées (quadrupolaire à 1.3 MeV, dipolaire à .65 MeV) ni les modes d'excitations collectif, individuel, qu'elles révèlent.

Fig. V.7 - Energie des transitions le long de la ligne γ en fonction du spin du niveau émetteur [*Cw 53*].

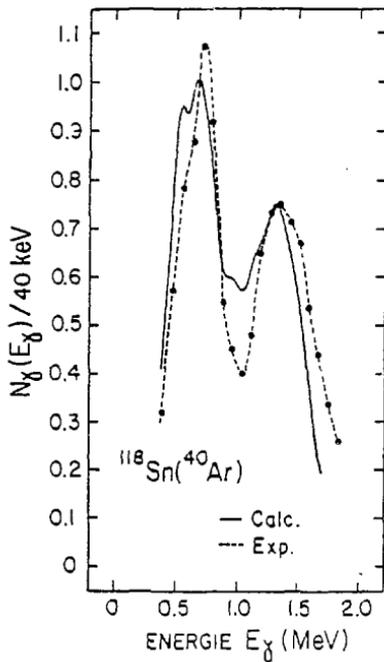
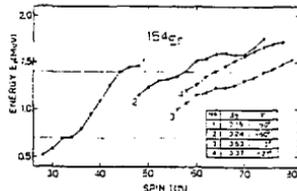


Figure V.8

Comparaison du spectre expérimental et du spectre théorique obtenu par Cwiok et al. [*Cw 53*] pour une distribution réaliste de spins d'entrée des noyaux excités voisins de ^{118}Er .

Des calculs théoriques sont aujourd'hui en cours, notamment en collaboration avec Dubna et Strasbourg, qui tentent de répondre à ces interrogations et aussi départager plusieurs interprétations possibles.

En fait, l'existence de transitions quadrupolaires collectives pourrait s'expliquer en bâtissant sur les états de particules individuelles des excitations de type collectives, telle la vibration dans la direction γ . Dans ce cas, elle serait rendue possible par la mollesse du noyau par rapport à une déformation triaxiale. Ce fait est visible sur le plan (β, γ) et compris à température faible, où les minima ne sont jamais encaissés et entourés de parois abruptes qui empêcheraient le noyau de se déformer facilement autour de sa position d'équilibre. Au contraire, le noyau peut se déplacer dans une vallée large à $\beta \sim$ constant.

En construisant sur les états yrast, ces états de phonons γ , couplés à un mouvement de "Wobbling" -qui apparaît dès que l'axe principal du noyau ne coïncide pas exactement avec la direction du moment angulaire-Cwioek et al. montrent qu'il serait possible de rendre mieux compte :

- de la présence de transitions de .65 MeV. Celles-ci seraient de type quadrupolaires non étirées $I = -1$ (celles de 1.3 MeV étant étirées: $I = -2$). L'anisotropie de telles transitions $E2, I = -1$ ($R \sim 0.8$) proche de celle des transitions $E1, I = -1$, s'accorde avec nos résultats expérimentaux.
- de la collectivité des transitions : les probabilités de transitions entre états de phonons augmente avec le nombre de ceux-ci, pour peu que les états yrast sur lesquels ils sont construits correspondent à des mélanges de configurations. Il serait donc possible à l'aide d'un nombre raisonnable de phonons d'obtenir un ordre de grandeur correct pour les probabilités de transitions réduites ($> 100u.p.i.$).

Aujourd'hui, ces interprétations théoriques ne sont encore qu'à peine ouvertes et si nous en vantons avec tant d'assurance les mérites fucurs, c'est sans doute pour renforcer notre espoir de connaître leurs succès.

CONCLUSION

Ce travail a été provoqué par la découverte à des spins supérieurs à 30-35 \hbar d'une structure à 2 bosses (en dos de chameau) dans les spectres de désexcitation gamma des noyaux transitionnels de terres rares (^{154}Er et ses proches voisins). Rappelons que les noyaux de cette région de transition ont, à bas spin, une forme aplatie (oblate) avec "rotation" autour de l'axe de symétrie qui rend leur étude à très haut spin particulièrement intéressante. Ces études mettaient justement au jour un comportement original à haut spin qu'il fallait cerner au plus près : c'est le but de ce travail.

Nous avons exploré le continuum gamma sur toute la plage de spin accessible au noyau, en utilisant un spectromètre d'énergie totale comme sélecteur de spin des niveaux émetteurs. Notre système de sélection prend en compte la spécificité des noyaux que nous formons et en particulier le fait qu'ils se désexcitent à travers quelques niveaux de longue durée de vie. Lors du traitement des données, nous avons débarrassé rigoureusement les spectres de transitions gamma des raies discutées qui désexcitent le noyau le long de la ligne yrast et qui sont étudiées par ailleurs. Pour la première fois, nous observons les transitions du continuum γ sans pollution, et suivons leur évolution avec le spin.

1) Nos travaux confirment, en premier lieu, les résultats qui avaient été obtenus en 1982, à Orsay (Ng 82) : à partir de 30 - 35 \hbar émerge une bosse de transitions non résolues qui, quasiment, reste centrée sur 1.3 MeV. Cette bosse de transitions dont l'énergie n'augmente pas linéairement avec le spin des niveaux impliqués ne s'interprète pas aisément dans le cadre du modèle rotationnel : ainsi les noyaux transitionnels se distinguent à haut spin des noyaux bien déformés ($N > 90$) qui se comportent comme de bons rotors.

Nous avons étudié cette bosse de transitions E2 :

- Sa nature E2 étirée ressort de la mesure de l'anisotropie ; une telle nature signe généralement la collectivité de l'excitation.
- Cette présomption de collectivité est confirmée par la mesure de durée de vie que nous avons effectuée en nous servant de la méthode d'atténuation

de l'effet Doppler : les transitions impliquées sont accélérées au minimum 130 fois par rapport aux transitions entre états de particules (selon les estimations de Weisskopf). La nature collective de cette excitation à très haut spin ne fait aucun doute.

2) En second lieu, nous avons établi que, à très haut spin le noyau se désexcite aussi et presque pour moitié, à travers des transitions d'énergie ~ 0.65 MeV. La réalité de ces transitions n'était pas acquise du fait qu'elles n'avaient encore pas pu être observées à cause du grand nombre de raies discrètes de même énergie présent dans les spectres. Nous avons établi la nature dipolaire étirée de la majorité de ces transitions de $\sim .65$ MeV par la mesure de leur anisotropie (R compris entre .7 et .8). En revanche, les fluctuations qu'introduit la soustraction des raies discrètes nous a empêché d'établir les durées de vie des niveaux impliqués.

Plusieurs voies théoriques ont été ouvertes pour tenter de décrire cet ensemble de phénomènes :

- dans un cas le noyau passe par un changement de forme vers 50M au-dessus de 50 M le noyau est triaxial et la nature collective de l'excitation pourrait s'interpréter macroscopiquement par un mouvement de wobbling.

- ou alors le noyau reste oblate jusqu'à très haut spin avec différentes déformations. Cwiok et Al. montrent que dans ce cas la désexcitation du noyau le long de la ligne yrast reproduit bien la structure en deux bosses du spectre gamma. La grande mollesse du noyau à haut spin favoriserait l'existence de ce mode de vibration γ , pourrait se coupler au mouvement de wobbling et rendre compte ainsi de l'existence des transitions accélérées de 1.3 MeV et .65 MeV, respectivement quadrupolaires et dipolaires.

Ces interprétations théoriques, actuellement en cours d'élaboration, semblent donc tout à fait prometteuses. Mais la confrontation de leurs prédictions avec les données expérimentales n'est pas aisée : ces derniers souffrent de manque de finesse et de la précision qui pourrait départager et soutenir les recherches théoriques.

L'avenir est donc aux boules et châteaux de cristal, ensembles impressionnants de multidétecteurs dont l'efficacité totale est très proche de 1 ; on attend de la recherche avec ces instruments, conçus pour suivre événement par événement la distribution des énergies E_Y , et la position d'entrée précise du noyau dans le plan (E.J), une avancée considérable de notre connaissance de la structure du noyau atomique.

SYNTHESE ET DECONVOLUTION DE SPECTRES NaI

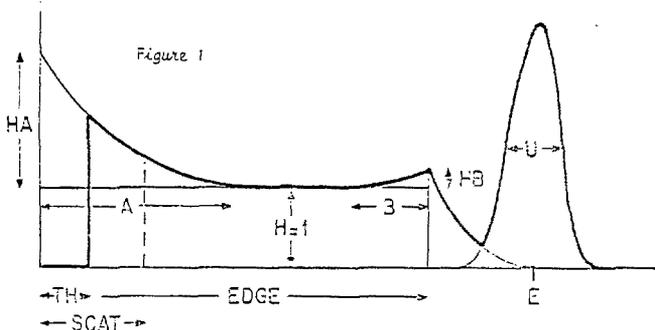
Un spectre NaI de transitions gamma non résolues n'est pas exploitable directement : il doit nécessairement être déconvolué c'est-à-dire corrigé de la fonction de réponse du détecteur, qui interagit avec le rayonnement à travers trois processus essentiels : l'effet photoélectrique, l'effet Compton, l'effet de créations de paires.

Avant d'exposer le principe de la déconvolution que nous utilisons, nous allons décrire la paramétrisation du spectre NaI sur laquelle elle repose. Ensuite nous examinerons en détail les programmes que nous avons mis au point avec R. Kroth et G. Bastin :

- SYNAI : Synthèse de spectre NaI
- PEEL : Déconvolution de spectre NaI.

I - PARAMETRISATION DE LA FONCTION DE REPONSE D'UN DETECTEUR au NaI.

La figure 1 montre la spectre obtenu avec un gamma monoénergétique, à travers un détecteur NaI. L'enveloppe de ce spectre définit la fonction de réponse du détecteur à $E = E_\gamma$.



Cette fonction de réponse peut correctement être approchée par un ensemble de droites, paraboles et gaussiennes dépendant de paramètres

variant avec l'énergie, et dont la figure fixe la signification :

TH, A, B, HA, HB, U, EDGE, SCAT, E.

E : énergie du gamma E_Y

EDGE : position de la bosse Compton $\sim E_Y / \left(1 + \frac{511}{2 \cdot E_Y} \right)$

SCAT : Pic de backscattering $\sim E_Y \cdot \text{EDGE}$.

Cette paramétrisation nécessite la donnée supplémentaire de 2 tables délivrant les valeurs en fonction de l'énergie :

- de l'efficacité totale du détecteur; EFTAB

- du rapport Pic/Total; PTAB.

Ces valeurs sont issues d'autant de mesures expérimentales que possible.

1) Le pic de pleine énergie a une forme gaussienne :

$$e^{-\frac{(x - E)^2}{C U^2}} \quad U : \text{largeur à mi-hauteur}$$

WIDTH est la largeur à mi-hauteur pour ^{135}Cs exprimée en %.

U varie avec l'énergie : $U = k E$

Dans le programme :

$C = 0.361$

$K = 0.00814 \cdot \text{WIDTH}$

$U = k \cdot \text{SQRT}(E)$

$\text{CUL} = C \cdot U^{**2}$

La hauteur du pic est fixée par : Surface Pic
Surface gaussienne

Dans le programme :

$\text{PHOTO} = P / \left(\sqrt{\pi} \cdot \text{XC} \right) U$ où P est calculé par une interpolation linéaire (sous-programme PEAK).

2) La distribution Compton est construite à partir de :

- 1 rectangle de hauteur H = 1

et de longueur : EDGE

- 2 paraboles de hauteurs respectives aux extrémités de rectangle HA et HB et couvrant les régions A et B.

Dans le programme :

A est donné en fraction de SCAT : AA

B est donné en fraction de EDGE : BB

- 1 parabole du sommet de la bosse Compton à E, dont la hauteur vaut H + HB en EDGE.

Cette paramétrisation est raisonnable pour TH > .25 MeV.

3) Aux énergies supérieures à 1.75 MeV sont ajoutés 2 pics d'échappement à $E_{\gamma} = .511$ MeV et $E_{\gamma} = 1.022$ MeV, et un pic d'annihilation à .511 MeV.

Leurs surfaces respectives sont proportionnelles à celle du pic en pleine énergie :

$$\text{ESCAP1} = \text{ESC1} * \text{PHOTO} * \text{Log}(E/1.75)$$

$$\text{ESCAP2} = \text{ESC2} * \text{ESCAP1}$$

$$\text{ANNIN} = \text{ANN} * \text{ESCAP1} * \sqrt{E}$$

Les paramètres de forme : AA, BA, BB, HB, WIDTH, ESC1, ESC2, ANN sont injectés dans la procédure SYNAL (Synthèse de spectre NaI). Les paramètres sont ajustés pour que le spectre de synthèse corresponde au mieux avec les spectres enregistrés de gammas étalons.

II - PRINCIPE DE LA DECONVOLUTION. L'EPLUCHAGE (PEELING).

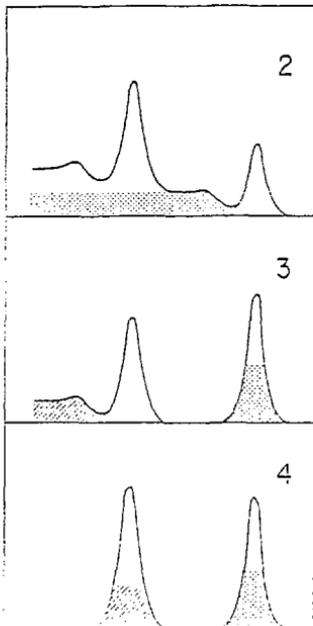
* Raisonnons en premier lieu sur le cas simple d'un spectre NaI à 2 pics résolus (^{88}Y par exemple), schématisé figure 2.

A partir de ce spectre, pour remonter à la distribution vraie de gammas émis, nous procédons ainsi :

1) Nous évaluons jusqu'à l'énergie seuil, la forme de la distribution Compton associée au gamma de plus grande énergie (en hachuré sur la figure 2).

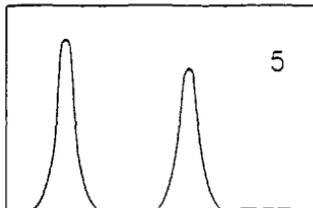
2) Nous soustrayons cette distribution au spectre et nous rajoutons à l'énergie E_{γ} l'intensité correspondante (spectre 3).

3) Nous réitérons 1) et 2) pour le pic de plus basse énergie (spectre 4).



4) Nous corrigeons le spectre 4 de l'efficacité du détecteur (spectre 5).

Le spectre 5 correspond à l'énergie émise. L'intensité de chaque raie gamma étant répartie selon une distribution gaussienne autour de la valeur réelle de la transition.



* La généralisation de cette méthode à un spectre de transitions non résolues ne pose pas de difficulté de principe : la fonction de réponse est connue à chaque énergie. Le spectre est corrigé pas à pas, en commençant par les transitions de plus haute énergie. Les procédures 1) et 2) sont répétées jusqu'à l'énergie seuil, puis le spectre est corrigé de l'efficacité du détecteur.

III - PROGRAMMES PEEL ET SYNAL.

Il existe plusieurs versions de PEEL et SYNAL correspondant aux différentes applications spécialisées auxquelles on les destine.

* La version de PEEL que nous présentons :

- déconvolue un spectre à la fois, de 1024 canaux au plus,
- l'importance du coefficient d'annihilation est fixée par une option en carte donnée.

* La version de SYNAL, (SYNALD), est adaptée à synthétiser des spectres Ge (de 1024 canaux au plus), en vue de la soustraction de la composante discrète à un spectre NaI global : il effectue éventuellement une normalisation de l'intensité totale du spectre de synthèse.

Dans le cas de spectres obtenus avec une cible autosupportée à comparer avec des spectres obtenus avec une cible montée sur un stoppeur, il effectue cette normalisation en tenant compte des différences d'efficacité des détecteurs, induites par les cibles différentes.

PEEL et SYNAL utilisent les mêmes sous-programmes RINK, PEAK, OPAR, CURVE.

1) Fonction RINK(Z) : calcule exp(Z) en tenant compte de la limitation des capacités du calculateur.

2) Subroutine PEAK (E,P,F) : pour chaque énergie E, calcule par interpolation linéaire $P = \text{Pic}/\text{Total}(E)$ et F : efficacité (E) à partir des tables PTAB et EFATAB mises en COMMON.

3) Subroutine CPAR (E) : à partir des valeurs TH, AA, HA, BB, HB, WIDTH, ESC1, ESC2 et ANN, calcule pour chaque énergie E les paramètres nécessaires à la constitution du spectre, à savoir :

CUU : CU^2 $U = XK * \text{SQRT}(E)$

CUU511 : CU^2 pour $E = 511 \text{ KeV}$

PHOTO : $P / \text{SQRT}(\sqrt{\pi^2 + CU})$

ESCAP1 : $ESCA * \text{PHOTO} * \text{ALOG}(E/\lambda \cdot 1.75)$: hauteur du pic de l'ech¹

ESCAP2 : $ESCA * ESCA21$ " " 2^{ème}

ANNIH : $ANNA * ESCA21 * \text{SQRT}(E)$ " " d'annihilation

EDGE : $EY / (\lambda \cdot 511/2/EY)$

A : $AA * \text{SCAT}$ avec $\text{SCAT} = E - \text{EDGE}$

B : $BB + \text{EDGE}$

KK1 : $HA / (A * A)$

KK2 : $HB / (B * B)$

KK3 : $(A + HB) / (\text{SCAT} * \text{SCAT})$

XN : $\text{AREA2} / \text{AREA1} = \frac{A - P - \text{ESCAP} - \text{ANN}}{R + P1 + P2 + SE3}$: facteur de normalisation

$= \frac{\text{COMPTON} / \text{TOTAL}}{\text{surface rectangle + paraboles}}$

4) Subroutine CURVE (E,X,HP,HC) : calcule pour chaque énergie X inférieure à E énergie de la transition HP et HC, hauteur du pic et hauteur de la distribution Compton, à l'aide des paramètres fournis par CPAR, mis en COMMON.

HP : $Y\text{PHOT} = \text{PHOTO}/\text{RINK}((X-E) ** 2 / \text{CUU})$

HC : $Y\text{ESC1} + Y\text{ESC2} + Y\text{ANNIH} + Y$

(Y : hauteur de la distribution Compton).

5) Programme PEEL - organigramme simplifié.

- initialisation

- lecture des données

- Lecture du spectre dans ID et de ID dans DAT

```

DO 10 K = KSUP, KINF, -1
  IF (DAT(K) .LT. 0.005) GOTC13
    PAREA = 0
    CAREA = 0      surfaces Pic et Compton mises à zero
    E = A * K + B
    CALL CPAR(E)
    C = PEAK (E,P,EFFK)

```

```

DO 11 KX = KINF, ...
  X = A * KX + B
  CALL CURVE (E,X,HP,HC)
  PAREA = PAREA + HP
  CAREA = CAREA + HC
11  SCRAT (KX) = HC
  CALL CURVE (E,HP,HC)
  PAREA = 2 * PAREA + HP
  QNORM = DAT(K)/PAREA

```

```

DO 12 KX = KINF, K-1
  12  DAT(KX) = DAT(KX) - SCRAT(KX) * QNORM

```

```

10  DAT(K) = (DAT(K) + CAREA * QNORM)/EFFK

```

- Ecriture du spectre.

6) Liste des données de PEEL (voir listing)

- A, B (A = keV/cnl, B = keV)
coefficients de linéarité du spectre à déconvoluer
- AA, HA, RB, HBB, TH, WIDTH, paramètres de forme
- ETAB, liste des valeurs d'énergie pour lesquelles la proportion Pic/Total et l'efficacité son déterminées.
- FTAB, table de valeurs de Pic/Total avec seuil.
- EFFTAB, table des efficacités totales, avec seuil.

- liste de IV, NSP, LEN1, CNDANN

n° de voie, n° de spectre et longueur (< 1024) du spectre à déconvoluer.

CNDANN : type de spectre : BRU ou COntinu, fixe la valeur du coefficient d'annihilation : ANN.

La fin de la liste des spectres à déconvoluer est repérée par une carte 0000 ou une EOF.

7) Liste des données de SYNAI (version SYNAID) (voir listing).

A, B, IFPRIM, IFREZ,

- coefficient de linéarité A(keV/cnl)/B(keV) du spectre à synthétiser

- Indicateurs d'impression ou de mise sur disque du spectre.

- Résultat.

AA, HA, BB, HBB, TH, WIDTH

ETAB

PTAB

EFTAB

}
identique à PEEL

EN : table des énergies des raies, en nombre inférieur à 300

0000 : 1 ligne de zéros qui signe la fin de la liste

XIN : table des nombres de coups (corrigés de l'efficacité du Ge) détectés correspondant

0000 : 1 ligne de zéros qui signe la fin de la liste.

EN et XIN doivent contenir le même nombre de données.

Les données suivantes sont optionnelles :

FACT : facteur de normalisation Ge/NaI en vue de la comparaison du résultat de SYNAI avec un spectre NaI réel.

Implicitement FACT = 1.

Les données suivantes concernent les spectres SELF à normaliser aux spectres OR et sont optionnelles :

XSELOR : (NaI, SELF/NaI OR) (avec seuil) correspondant à la même tranche d'énergie totale. Implicitement XSELOR = 1.

NCPOR : nombre de coups des spectres OR-Ge correspondant à la même tranche d'énergie totale. Implicitement :

LCPOR = INSOM = Somme des XIN.

L'intensité des raies est finalement corrigée du facteur

FACT * XSELOR * NCPOR/INSOM.


```

C
C CALCUL NORMALISATION DU SPECTRE
C
C CALCUL INTENSITE TOTALE GE NON CORRIGEE ET TUT PUT
  INSDM=0
  DO50 I=1,J2
  INSDM=INSDM+XIN(I)
50 CONTINUE
  PRINT 605,INSDM
C
  FACT=1
  XSELDR=1.
  XGE =1.
C LECTURE NORMALISATION STANDARD
C S1 EOF,FACT=1.
  READ(5,906,END=1) FACT
  IF(FACT.EQ.0.) FACT=1.
C LECTURE NORMALISATION SELF OR
  READ (5,506,END=1) XSELDR
  IF(XSELDR.EQ.0.) XSELDR=1.
C LECTURE NBE OPS OS SA CORRESPONDANT
  READ (5,511,END=1) NCPDR
  IF(NCPDR.EQ.0) NCPDR=INSDM
C NORMALISATION GE DISCRET SELF OR
  XCPDR=NCPDR
  XINSDM=INSDM
  XGE=XCPDR/XINSDM
C
  CONTINUE
  PRINT 615,FACT,XSELDR,INSDM,NCPDR,XGE
C CALCUL NORMALISATION TOTALE
  FACT=FACT*XSELDR*XGE
  PRINT 616,FACT
C CALCUL SPECTRE
C
  I=0
  CONTINUE
10 IF (EN(I).EQ.0) borne sur le zéro
  IF (EN(I).EQ.0) GOTO 2
  XINT=XIN(I)*FACT
  B=EN(I)/1000
  CALL PEAK(E,P,F) calcul de P et F
  CALL CPAR(E) calcul des paramètres
  K2=(E-0.05*(OTM+E-9)/4
  K2MAX=MAX(K2,K2MAX)
  DO 20 K=K1,K2
  X=XAK*B
  CALL CURVE(E,X,HP,HC,JC,ALL) calcul du spectre (E)
  DAT2(K)=DAT2(K)+(HP+HC)*XINT*F calcul du spectre total
20 CONTINUE
  GOTO 10
C
2 CONTINUE
  DO 30 I=1,K2*MX
  INTEGR=INTEGR+DAT2(I)
  CONTINUE
30 PRINT 612,INTEGR intégrale du spectre de quantité

```

```

C
C CUT PUT
C
DE 40 K=K1,K2MAX
IF(DATZ(K).GT.DMAX)DMAX=DATZ(K)
ICATA(K)=DATZ(K)
IF(DATZ(K).LE.0) DATZ(K)=J
40 CONTINUE
SKALZ=119./DMAX
SKAL=SKALZ
LEN=K2MAX
IF(1FPRIM.EQ.0) GOTO 410
CALL PLOTZ(DAT1,DAT2,SKAL1,SKAL2,K2MAX)
410 CONTINUE
IF(1FREQ.NE.1)GOTO 41
CALL ECRANON(IIDATA,LEN,16,NSPFIT,IAOI,0,LABEL,KEY)
PRINT 502,NSPFIT,LEN,KEY
41 IF(1FPRIM.NE.1)GOTO 9999
CALL IMPRIM(IIDATA,LEN,0,0)
CALL RAZTAB(DATZ,4096)

C
9999 STOP
501 FORMAT(15F5.3)

502 FORMAT(15I5)
503 FORMAT(2F10.3,2I5)
601 FORMAT(15(1X,F7.3))
603 FORMAT(2X,10F10.3)
504 FORMAT(16I5)
604 FORMAT(2X,16I5)
506 FORMAT(F10.7)
606 FORMAT(2X,F10.7)
511 FORMAT(1I0)
615 FORMAT(2X,'NORMALISATION GE/4=1 OR 'F10.7,',' CORRECTIO SELF
1OR DE LA TRANCHE 'F10.7,','2X,' NOMBRE DE CPS GE','110,' ET GE JR
2','110,' RAPPORT DES 2 'F10.7)
616 FORMAT(2X,' NORM TOTALE 'F10.7)
605 FORMAT(/,' <<<<< INTENSITE TOTALE GE = 'F110,' >>>>')
612 FORMAT(2X,' <<<<< INTEGRALE DU SPECTRE = 'F110,' >>>>','/

C
END

```

liste des données

```

1.3 10. 0 1 TRANCHE 4,1 22 J 84
1.00 2. .25 .10 .3 9.8
.60 .3 .36 .6 .7 .3 1.00 1.30 2. 2.5 3. 5. 7. 10.
1.00 .90 .37 .75 .56 .37 .32 .41 .58 .33 .28 .25 .13 .17 .15
.93 .92 .92 .93 .96 .99 1.01 1.03 1.01 1.00 .97 .99 .91 .91 .98
295 307 318 345 352 354 372 383 399 393 405 432 435 455 466 476
470 495 500 507 511 517 522 528 535 543 550 562 570 576 590 594
607 614 620 627 633 641 658 659 674 683 696 701 712 720 729 742
747 757 772 771 791 804 811 824 827 866 888 893 904 922 937 942
991 1006 1114 1182 1111 1375 1450 1456
C0000
165 264 1242 432 75 270 291 563 226 163 454 479 310 1510 1049 1415
141 108 317 1787 900 97 288 112 1442 1116 125 1956 306 913 613 2336
207 496 226 1488 233 710 268 2627 1229 245 72 175 599 1014 3234 773
469 349 1157 476 309 1513 372 271 725 355 785 399 118 598 119 84
244 125 264 327 136 240 101 77
C0000
C02424

```

G LEVEL 21 FEEL DATE = 84184 FEEL

```

C *****
C FEEL SUBTRACT ALL COMPTON EVENTS FROM 441 SPECTRA
C *****
COMMON/TABLE/ETAB(15),PTAB(15),EFFTAB(15)
COMMON/CURV/AA,HA,AB,HB,TH,WIDTH
COMMON/PAR2/ESCL,ESC2,ANN
INTEGER=CNDANN,CNDAN1,CNDAN2
DIMENSION IDATE(5)
DIMENSION ISCRAT(1024)
DIMENSION LABEL                    (64)
DIMENSION IDAT(1024),CAT(1024),SCRAT(1024),ID(5:20)
DIMENSION IDATO(2)
EQUIVALENCE IDATO(2),IDAT(1)
DATA IV/16/
DATA CNDAN1/'BRUT'/
DATA CNDAN2/'CONT'/
IDATO(1)=0
CALL R2TAB(IDAT,4096)
CALL R2TAB(ISCRAT,4096)
C READ CHANNEL DATA IN X59 CHANNEL KEY
READ(5,502)A,B
PRINT 502,A,B
A=A/1000.
B=B/1000.
C READ LINE SHAPE PARAMETERS
READ(5,502)AA,AB,HB,TH,WIDTH
PRINT 503,AA,HA,AB,HB,TH,WIDTH
KTH=(TH-3)/4+.5
KINF=KTH
XSUP=LG23
C READ ENERGY, PEAK/TOTAL, EFFICIENCY TABLES
READ(5,502)ETAB
PRINT 503,ETAB
READ(5,502)PTAB
PRINT 503,PTAB
READ(5,502)EFFTAB
PRINT 503,EFFTAB
C READ ID, NR AND LENGTH OF SPECTRUM:
C BOUNDARY OF SCOMPUTATION
CONTINUE
READ(5,501,END=999) IV,NSP,LENI,IB10GN,CNDANN
ANN=-1.
IF(CNDANN.EQ.CNDAN1) ANN=5
IF(CNDANN.EQ.CNDAN2) ANN=0
IF(ANN.LT.-.3)    GOTO 997
IF(NSP.EQ.0)      GOTO 999
IF(LENI.LT.XSUP) XSUP=LENI

```



```

SUBROUTINE CPARIE1
C CPAR CALC SHARE=PAR FOR CURVE
COMMON/CDWV/33,HA,HE,HEB,TH,WIDTH
COMMON/PAR/CUJ,US11,ESCAP1,ESCAP2,ANNIH,EDGE,PHOTO,1,3
COMMON/PAR2/ESC1,ESC2,ANN
COMMON/PAR1/XK1,XK2,XN,XK3,EMCUU
ESC1=.8
ESC1=0.4
ESC1=1.
ESC1=.6
ESC2=0.3
PI=3.141592654
C=0.361
XK=0.00814**WIDTH
U=XK*SQR(TIE)
CUU=C*U*U
SCCUU=SQR(CUU)
EMCUU=E*SCCUU
US11=XK*SQR(TC.511)
CUUS11=C*US11*US11
C INTERPOLATION OF P=PEAK/TOTAL RATIO
CALL PEAKIE,P,F)
C PHOTO=PEAK HEIGHT
PHOTO=P/(SQR(PI*C)*U)
ESCAP1=ESC1*PHOTO*ALCG(E/L.75)
ESCAP2=ESC2*ESCAP1
ANNIH=ANN*ESCAP1*SQR(E)
C EDGE=COMPTON EDGE
EDGE=E/(L.0+0.511/(2.0+E))*0.98-0.03
EDGE=EDGE*(E-1.)*.02/.3
SCAT=E-EDGE
SCAT2=SCAT*SCAT
SCAT3=SCAT*SCAT2
SCAT4=SCAT*SCAT3
SCACUU=SCAT*SCCUU
SCACU3=SCACUU*SCAT3/L=SCACUU
SCACU4=SCACUU*SCACU3
A=AA=SCAT
A2=A*A
ATH=4*TH
IF(ATH<.LT.0, IATH=0.
ATH3=ATH*ATH*ATH
B=BB=EDGE
B2=B*B
B3=B*B2
HB=BB*SQR(E)
C K1, K2 SLOPE COEFFIC. OF PARABULAS
XK1=HA/A2
XK2=HB/B2
XK3=(1.+HB)/SCAT2
C AREA1=AREA OF COMP DIST=RECTANGLE+TWO PARABULAS+SUM OF TWO PARABULAS
R=EDGE*TH
P1=XK1*ATH3/2.
P2=XK2*B3/3.
SPPAR=(-SCACUU*SCACU3/3.+SCAT4/L2.-SCACU4/L2.)/SCCUU
IF(R<.LT.0) GOTO 1
SP3=XK3*(SCAT3/3.+SCACU3/3.+SPPAR)
CONTINUE
SP3=SP3*.9
AREA1=R*P1+P2+SP3
ESCAP=0.0
A511=0.0
IF(E<.LT.L.75) GO TO 4
ESCAP=(L.0+ESC2)*ESC*PI*SQR(PI*C)*U
A511=ANNIH*SQR(PI*C)*US11
COMTON=L.0-P
AREA2=COMTON*(ESCAP+A511)
C NORMALIZATION CONSTANT, W/OLE AREA1
NN=AREA2/AREA1
RETURN
C
1
CONTINUE
EMCE=EMCUU-EDGE)
EMCE3=EMCE*EMCE*EMCE
THMED=TH-EDGE
THME3=TH*SD*THMED*TH*ED
EMTH=E-TH
EMTH3=EMTH*EMTH*EMTH
SP3=XK3*(EMCE3/3.+EMTH3/3.-THME3/3.+SPPAR)
R=0.
P1=0.
P2=0.
GOTO 2
END

```

CPAR

CURVE

```

G LEVEL Z1                CURVE                DATE = 84134

SUBROUTINE CURVE(E,X,HP,HC,ICALL)
COMMON/CUR/14,HP,IR,MS,TH,NIDTH
C E=FULL ENERGY, X=CHANNEL ENERGY, HT=HEIGHT OF CALC. DISTR.
COMMON/TABLE/ETAB(15),PTAB(15),TTAB(15)
COMMON/PAR/COU,CUUS(1),SCAP1,ESCAP2,ANNIH,EDGE,PHOTO,1,3
COMMON/PAR1/XK1,XK2,XN,XK3,EMCUU
COMMON/PAR2/ESCI,ESC2,ANN
DOUBLE PRECISION R,WF
C
C THRESHOLD ON RESPONSE PH,HT SET TO ZERO IF X<TH
C
      IF(TH.LT.EMCUU) GOTC 1
      DIF= E-X
      YPHOT=PHOTO/RINK(CIF=GIR/COU)
      HP=YPHOT
      HC=0.
      RETURN
1    CONTINUE
      SQCUU=SQRT(COU)
      DIF=X-E
      YPHOT=0.0
      YESC1=0.0
      YESC2=0.0
      YANNH=0.0
C YPHOT=CONTRIBUTION OF PHOT. PEAK
      YPHOT=PHOTO/RINK(DIF=F/COU)
      IF(E.LT.1.75) GO TO 10
      YESC1=CSCAP1/RINK((DIF+.511)*(DIF+.511)/COU)
      YESC2=ESCAP2/RINK((DIF+.022)*(DIF+.022)/COU)
      IF(X.LT.0.4+3R.X.T.C.5) GO TO 10
      YANNH=ANNIH/RINK((X-.511)*(X-.511)/CUUS1)
10   CONTINUE
      Y=0.0
      Y1=0.0
      Y2=0.0
      IF(X.GT.EDGE1) GO TO 20
      IF(X.GE.1) GO TO 20
      AX=A-X
C Y1, Y2=HEIGHT OF PARABULAS
      Y1=XK1-AX*AX
20   IF(X.GT.(EDGE-3)) GO TO 21
      GO TO 22
21   XEDGE=B-(EDGE-3)
      Y2=XK2*XEDGE*XEDGE
C Y=HEIGHT OF COMPTON DISTR AT ENERGY X
22   Y=XN*(1.-0.5*Y1+Y2)
      GO TO 40
30   IF(X.GT.E) GO TO 40
C COMP DISTR = SUM OF TWO PARABULAS ( EDGE<X<E)
      XMEDGE=X-EDGE
      XMEDG2=XMEDGE*XMEDGE
      EMX=E-X
      EMX2=EMX*EMX
      IF(X.GT.E+COU) XMEDG2+XMEDG2+EMX/SQCUU
      Y=XKX3*(XMEDG2+EMX2)
      Y=Y+.9
40   CONTINUE
      HP=YPHOT
      HC=YESC1+YESC2+YANNH+Y
      RETURN
      END

```

G LEVEL 21 FEAK DATE = 84184 147 DEAK

```

SUBROUTINE PEAKIE,P,F)
COMMON/TABLE/ETAB(15),PTAB(15),FTAB(15)
F=ETAB(15)
P=PTAB(15)
GO TO 1=1,14
IF (E.GT.ETAB(I+1)) GO TO 10
P=PTAB(I)+(E-ETAB(I))/(ETAB(I+1)-ETAB(I))*(PTAB(I+1)-PTAB(I))
F=ETAB(I)+(E-ETAB(I))/(ETAB(I+1)-ETAB(I))*(FTAB(I+1)-FTAB(I))
RETURN
10 CONTINUE
RETURN
END

```

G LEVEL 21 RINK DATE = 84184 147 RIAK

```

FUJUNCTION RINK(Z)
DOUBLE PRECISION RINK
IF (Z.LT.30) GO TO 10
RINK=L.D+Z
RINK=L.E+87
RETURN
10 CONTINUE
RINK=EXP(Z)
IF (RINK.LT.1.0-29) RINK=1.0-29
RETURN
END

```

REFERENCES

- AG.78 P. Aguer, G. Bastin, J.P. Thibaud, D. Barnéoud, J. Boutet et C. Foin,
Z. Physik, A285 (1978) 1.
- Ag.79 P. Aguer, G. Bastin, A. Charmant, Y. El Masri, Ph. Hubert, R. Janssens, C. Michel, J.P. Thibaud et J. Vervier,
Phys. Letters 82B (1979) 55.
- Ag.81 P. Aguer, G. Bastin, A. Péghaire, J.P. Thibaud, N. Perrin, H. Sergolle et Ph. Hubert,
Phys. Scripta 24 (1981) 140.
- Ag.82 P. Aguer, G. Bastin, A. Péghaire, J.P. Thibaud, N. Perrin, H. Sergolle et Ph. Hubert,
Bormio Conf. (1982) 131.
- Al.79 T.K. Alexander et J.S. Forster,
Advances in Nuclear Physics, Vol.10 (1979) p.197.
- An.76 G. Anderson, S.E. Larsson, G. Leander, P. Nöller, S.G. Nilsson I. Ragnarsson, S. Aberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, Z. Szymanski,
Nucl. Phys. A268 (1976) 205.
- An.78 C.G. Andersson, G. Hellström, G. Leander, J. Ragnarsson, S. Aberg, J. Krumlinde, S.G. Nilsson and Z. Szymanski,
Nucl. Phys. A309 (1978) 141-176.
- An.81 C.G. Andersson, R. Bengtsson, T. Bengtsson, J. Krumlinde, G. Leander, K. Neergard, P. Olanders, J.A. Pinston, I. Ragnarsson, Z. Szymanski and S. Aberg,
Phys. Scripta, Vol.24 (1981) 266.
- Be.84 F.A. Beck, J. Dudek, B. Haas, J.C. Mardinger, A. Nourredine, Y. Schutz, J.P. Vivian, Ph. Hubert, D. Dassié, G. Bastin, L. Nguyen, J.P. Thibaud and N. Nazarewicz,
à paraître.
- B1.66 A.E. Blaugrund,
Nucl. Phys. 88 (1966) 591.
- Bo.52 A. Bohr,
Dan. Mat. Fys. Medd. 26 (1952) n°14.
- Bo.53 A. Bohr and B.R. Mottelson,
Dan. Mat. Fys. Medd. 27 (1953) n°16.
- Bo.54 A. Bohr,
Rotational states in atomic nuclei, thesis, Copenhagen (1954).
- Bo.75 A. Bohr and B.R. Mottelson,
Nuclear Structure, Vol.I et II, Benjamin, N.Y. (1975).

- Bo.81 A. Bohr and B.R. Mottelson,
Phys. Scripta, Vol.24 (1981) 71.
- Bu.82 J. Burde, E.L. Dines, S. Shih, R.M. Diamond, J.E. Draper,
K.H. Lindenberger, C. Schüick, F.S. Stephens,
Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 8.
- Ce.79 M. Cerkaski, J. Dudek, P. Rozmej, Z. Szymanski, S.G. Nilsson,
Nucl. Phys. A315 (1979) 269.
- Ch.82 Y.S. Chen and G.A. Leander,
Conference on High Angular Properties of Nuclei, Oak-Ridge,
Tenn. (1982).
- Co.74 S. Cohen, F. Plasil, W.J. Swiatecki,
Ann. of Phys. (N.Y.) 82 (1974) 557.
- Cw.83 S. Cwiok, I.N. Mikhailov and Ch. Briançon,
Z. Phys. A314 (1983) 337.
- Du.81 J. Dudek, Z. Szymanski, T. Werner,
Phys. Rev. C23 (1981) 920.
- Em.81 H. Emling, E. Grosse, D. Schwalm, R.S. Simon, H.J. Wollersheim
D. Husar, D. Pelte,
Phys. Lett. B98 (1981) 169.
- Fo.81 F. Folkmann, J.D. Garrett, G.B. Hagemann, M.N. Marakeh,
B. Herskind, D.L. Hillis, S. Ogaza, H. Emling, E. Grosse,
D. Schwalm, R.S. Simon and P.O. Tjøm,
Nucl. Phys. A361 (1981) 242.
- Ha.81 B. Haas, D. Ward, H.R. Andrews, O. Häusser, A.J. Fergusson,
J.F. Sharpey Shafer, T.K. Alexander, N. Thautmann, D. Horn,
P. Taras, P. Skensved, T.L. Khoo, R.K. Smither, I. Ahmad,
C.N. Davids, X. Kutschera, S. Levenson, C.L. Dors,
Nucl. Phys. A362 (1981) 254.
- Ri.79 D.L. Hillis, J.D. Garrett, O. Christensen, B. Fernandez, G.B.
Hagemann, B. Herskind, B.B. Back, F. Folkmann,
Nucl. Phys. A325 (1979) 219.
- Hü.78 H. Hübel, U. Smilansky, R.M. Diamond, F.S. Stephens,
B. Herskind,
Phys. Rev. Lett. Vol. 41 (1978) 12.
- Hu.53 T. Ruus and C. Zupancic,
Dan. Mat. Fys. Medd. 28 (1953) 1.
- Ig.80 A.V. Ignatyuk, I.N. Mikhailov, L.H. Molina, R.C. Nazmitdinov,
K. Pomorski,
Nucl. Phys. A346 (1981) 191.
- In.54 D.R. Inglis,
Phys. Rev. 96 (1954) 1059 ; 97 (1955) 701.

- Ko.79 H.J. Korner, D.L. Hillis, C.P. Roulet, P. Aguer, C. Ellegaard, D.B. Fossan, D. Habs, M. Neimarm, F.S. Stephens, R.M. Diamond
Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 490.
- Le.78 C.M. Lederer and V.S. Shirley,
Table of isotopes, 7th edition (1978).
- Li.63 J. Lindhard, M. Scharff and H.E. Schiott,
Dan. Mat. Fys. Medd. 33 (1963) 14.
- Me.81 R. Meunier, J.L. Daban-Haurou, M. Salomé, F. Nickel,
Nucl. Instr. and Methods, 186 (1981) 7-11.
- Mo.62 J.F. Mollenauer,
Phys. Rev. 127 (1962) 867.
- Mo.76 H. Morinaga and T. Yamazaki,
In-beam Gamma-Ray Spectroscopy (1976) North Holland publ. Cy.
- My.66 W.D. Myers and W.J. Swiatecki,
Nucl. Phys. 81 (1966) 1.
- Ng.82 L. Nguyen,
Thèse 3ème cycle, Orsay (1982).
- No.70 L.C. Northcliffe and R.F. Schilling,
Nucl. Data Sect. A7 (1970) 233.
- Ny.84 B.M. Nyako, J.R. Creswell, P.D. Forsyth, D. Howe, P.J. Nolan,
M.A. Riley, J.F. Sharpey-Schafer, J. Simpson, N.J. Ward,
P.J. Twin,
Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 7.
- Pl.82 A. Ploszajczak and A. Faessler,
Nucl. Phys. A379 (1982) 77.
- Qu.78 P. Quentin et H. Flocard,
Ann. Rev. Nucl. Sci. 28 (1978) 523.
- Ra.83 D.C. Radford, M.S. Rosental, P.O. Parker, J.A. Cizewski,
J.H. Thomas, B. Haas, F.A. Beck, T. Byrski, J.C. Merdinger,
A. Mourredine, Y. Schutz, J.P. Vivien, J.S. Dionisio, Ch. Vieu
Phys. Lett. 126B (1983) 24.
- Sc.82 Y. Schutz, J.P. Vivien, F.A. Beck, T. Byrski, C. Gehringer,
J.C. Merdinger, J. Dudek, W. Nazarewicz, Z. Szymanski,
Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1534.
- St.07 V.M. Strutinsky,
Nucl. Phys. A95 (1967) 420.
- Sw.56 W.J. Swiatecki,
Phys. Rev. 104 (1956) 993.
- Sz.78 Z. Szymanski,
Lectures at the Inst. Phys. Corp. Louvain-la-Neuve (1978).
- Vo.83 M. de Voigt, J. Dudek, Z. Szymanski,
Rev. Mod. Phys. 55 (1983) 949.

BOGAERT Gilles

Etude à très haut spin des noyaux d'Erbium transitionnels ($N \sim 86$). Mise en évidence de transitions dipolaires et mesures de vies moyennes dans le continuum.

RESUME :

La durée de vie et la multipolarité des transitions du continuum γ des noyaux de terres rares transitionnels (voisins de ^{154}Er : $N \sim 86$) formés à très haut spin par réaction entre ions lourds ont été étudiées par la mesure de l'atténuation de leur décalage Doppler et de leur anisotropie. La sélection des niveaux, selon leur spin, utilisant la technique de spectrométrie d'énergie totale a été réalisée en tenant compte de l'existence de nombreux isomères de longue durée de vie dans les noyaux étudiés. Ces noyaux $N \sim 86$ ont été formés par réaction de ^{86}Kr (340 MeV) accéléré par ALICE (Orsay) sur des cibles de ^{74}Ge fabriquées au séparateur d'isotopes PARIS (CSNSM-Orsay). Les spectres NaI de transitions γ ont été méticuleusement débarrassés de la contribution des raies discrètes par une procédure utilisant la synthèse de spectres NaI fictifs à partir des spectres Ge. A très haut spin, les transitions du continuum γ alimentent deux bosses d'énergie .65 MeV et 1.3 MeV. Les transitions de 1.3 MeV apparaissent pour $I > 30\hbar$ et leur énergie ne varie pas comme dans le cas rotationnel des noyaux bien déformés ; elles sont de nature collective très accélérées avec $B(E2) > 130$ u.W. En dessous de 1 MeV l'anisotropie des transitions est $R \sim 0.7$ indiquant leur caractère dipolaire étiré. Les calculs récents de déformation nucléaire (correction de couche de Strutinsky) reproduisent remarquablement la forme en deux bosses des spectres expérimentaux et l'origine de l'excitation est vraisemblablement la vibration du noyau (vibration γ - mouvement de wobbling).

MOTS CLEFS :

Haut spin, continuum γ , terres rares (transitionnelles)
Méthode d'atténuation d'effet Doppler
Spectrométrie d'énergie totale.