



HAL
open science

Structure nucléaire à haut et très haut spin - Aspects expérimentaux

H. Sergolle

► **To cite this version:**

H. Sergolle. Structure nucléaire à haut et très haut spin - Aspects expérimentaux. École thématique. Ecole Joliot Curie "Structure nucléaire aux frontières de la stabilité", Bombannes, (France), du 12-16 septembre 1983: 2ème session, 1983. cel-00638218

HAL Id: cel-00638218

<https://cel.hal.science/cel-00638218>

Submitted on 4 Nov 2011

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

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

**STRUCTURE NUCLEAIRE A HAUT ET TRES HAUT SPIN
ASPECTS EXPERIMENTAUX**

H. SERGOLLE

Institut de Physique Nucléaire, Orsay



Les premiers niveaux excités des noyaux ont été, depuis de nombreuses années, l'objet de multiples études qui exploitent la décroissance radioactive et/ou les réactions nucléaires. Les caractéristiques de l'état fondamental et des états de "bas" spin ($I \lesssim 8$ à $10\hbar$) et d'énergie d'excitation modérée ($E^* \lesssim$ quelques MeV) ont pu ainsi être déterminées avec précision. Ces niveaux, interprétés en termes d'excitations individuelles (un ou quelques nucléons portés dans un autre état du modèle des couches) ou d'excitations collectives, ont constitué un domaine idéal pour tester les modèles nucléaires.

Ces dernières années, le développement des réactions nucléaires induites par ions lourds a considérablement élargi les possibilités de la spectroscopie nucléaire. Ces réactions permettent en effet d'atteindre les plus grandes valeurs de moment angulaire que peut supporter le noyau. En particulier, les isotopes situés vers le milieu du tableau périodique ($A \sim 150$) peuvent être portés à des états de dizaines de MeV d'énergie d'excitation et de moment angulaire $\sim 70\hbar$; à plus haut spin, les forces de Coriolis et les forces centrifuges entraînent des déformations qui provoquent la fission de ces noyaux. Bien que difficile à réaliser sur le plan expérimental, l'étude de la désexcitation des états ainsi peuplés a ouvert l'exploration de nouveaux aspects de la dynamique nucléaire. Cette étude du noyau à grande vitesse de rotation apporte un éclairage nouveau sur les interactions entre excitations individuelles et excitations collectives. Elle a fourni des informations sur l'évolution de la forme du noyau, sur les rotations collectives (croisement de bandes, évolution du pairing), sur la ligne yrast et le comportement de noyaux non collectifs, et très récemment sur la résonance géante qui se manifeste aussi à haut spin (cf. exposé de B. Haas).

1ère PARTIE : PEUPEMENT ET DESEXcitation DES ETATS DE HAUT SPIN :

I.1 : Limite de moment angulaire :

Le maximum de moment angulaire que peut supporter le noyau est limité par les distorsions provoquées par la rotation et les instabilités qui en découlent. On peut en appréhender la valeur en assimilant le noyau à une goutte de liquide chargée en rotation¹. La forme d'équilibre d'un tel système s'obtient en fonction du spin $I\hbar$ en minimisant l'énergie

$$E(n, I) = E_s(n) + E_c(n) + \frac{\hbar^2 I^2}{2\mathcal{J}(n)} \quad (1)$$

Dans cette expression, n symbolise les paramètres de déformation de la goutte, le premier terme E_s mesure l'énergie potentielle de tension superficielle, le second E_c l'énergie coulombienne liée à la charge du noyau, tandis que le dernier correspond à l'énergie cinétique de rotation de la goutte de moment d'inertie \mathcal{J} . Les deux premiers termes sont de l'ordre de 400 à 500 MeV (et de signe opposé) pour un noyau de masse $A \sim 160$, tandis que l'énergie de rotation vaut environ 1,5 MeV pour $I = 10$ et 50 MeV pour $I = 80$. On conçoit alors qu'à très haut spin cette énergie soit à même d'induire des changements de forme notables de la "goutte de matière nucléaire". Le calcul montre que pour des moments

angulaires assez élevés mais inférieurs à une limite I_1 ($I_1 \sim 70$ à $75\hbar$ dans la région Gd-Dy) la forme stable de la goutte est un pseudosphéroïde de Hiskes, avec deux axes principaux à peu près égaux. La rotation s'effectue autour du troisième axe principal, le plus court, de sorte que la goutte présente une forme aplatie (oblate). A plus haut moment angulaire; la forme stable devient un pseudoellipsoïde de Beringer-Knox. L'un des deux axes principaux qui étaient égaux pour $I < I_1$ s'allonge de plus en plus et confère ainsi à la gouttelette liquide une forme triaxiale. Au-delà d'une certaine limite I_2 , les forces centrifuges annulent la barrière de fission et la goutte fissionne, se séparant en deux composantes ou plus.

La figure 1 représente les limites I_1 et I_2 en fonction du nombre de masse de la goutte de matière nucléaire. Les deux noyaux légers, à cause de leur dimension réduite, et les noyaux lourds, en raison de l'instabilité due à la répulsion coulombienne, ne peuvent supporter les vitesses de rotation élevées. Sur la même figure, la courbe en trait pointillé représente la variation de la limite I_2 pour une barrière de fission non nulle, mais haute de 8 MeV. Cette hauteur permet une compétition entre la fission du noyau et l'émission des particules légères, et fournit une limite plus réaliste du moment angulaire qui peut être transféré à la gouttelette. Il est intéressant de noter que, dans le domaine $I_1 < I < I_2$, les calculs précédents prédisent des formes (dites super-déformées)

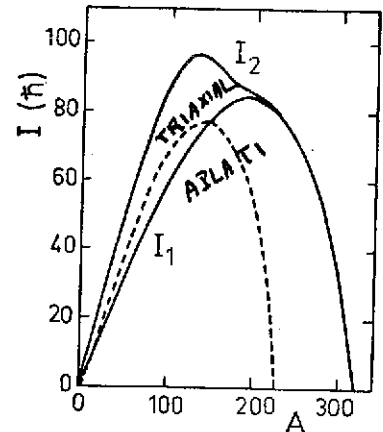


Fig. 1

pour lesquelles le rapport entre le grand et le petit axe de l'ellipsoïde vaut 2. Signalons aussi que de tels calculs avaient déjà été réalisés par Jacobi à propos d'étoiles en rotations. Ils fournissent aussi les grandes lignes du comportement du noyau, même si un calcul plus réaliste doit prendre en compte les effets de couches susceptibles d'introduire quelques modifications.

I.2 : Peuplement des états de haut spin :

Pour rendre ce domaine de la spectroscopie particulièrement intéressant, une relative sélectivité des moyens de production s'avère nécessaire. Il importe en effet que le nombre de voies de sortie de la réaction utilisée demeure assez faible, pour que les propriétés d'un noyau donné puissent être étudiées dans des conditions expérimentales satisfaisantes. Deux processus ont été et sont encore largement exploités à cet effet : l'excitation coulombienne et les réactions de fusion-évaporation. Ces deux approches sont dans une certaine mesure complémentaires.

a) L'excitation coulombienne multiple est une diffusion inélastique au cours de laquelle la cible n'est excitée que par le champ électromagnétique du projectile. Elle se produit donc à une énergie sous-coulombienne, et les processus d'excitation multiple, dominés par les transitions électriques ($E2$, $E1$) et susceptibles de peupler les niveaux de haut spin, sont d'autant plus probables que la charge, et donc la masse du projectile est élevée. Avec des projectiles de masse $A \gtrsim 100$ (^{136}Xe , ^{208}Pb) il est possible de peupler des bandes collectives jusqu'à des spins $I \sim 20-30\hbar$, et d'extraire les probabilités de transition de telles mesures². Bien entendu, seuls les isotopes stables ou de très longue période peuvent ainsi être étudiés. En particulier, dans la région des actinides où les réactions de fusion conduisent essentiellement à la fission du noyau composé, l'excitation coulombienne multiple demeure un outil de choix pour l'étude des états

collectifs de haut spin.
 A titre d'exemple, la fig.2 montre le schéma de niveaux obtenu en excitant le noyau déformé ^{232}Th , d'abord avec un faisceau de ^{84}Kr , puis à l'aide de ^{208}Pb . Dans cette dernière expérience³ un faisceau de ^{232}Th délivré par l'UNILAC (Darmstadt) bombarde une cible de ^{208}Pb . Les ions rétrodiffusés sont détectés en coïncidence avec les γ de désexcitation. Ces ions ont ainsi une faible vitesse, ce qui minimise l'effet Doppler. On voit que plusieurs bandes collectives sont excitées et qu'il est possible d'atteindre le spin 30.

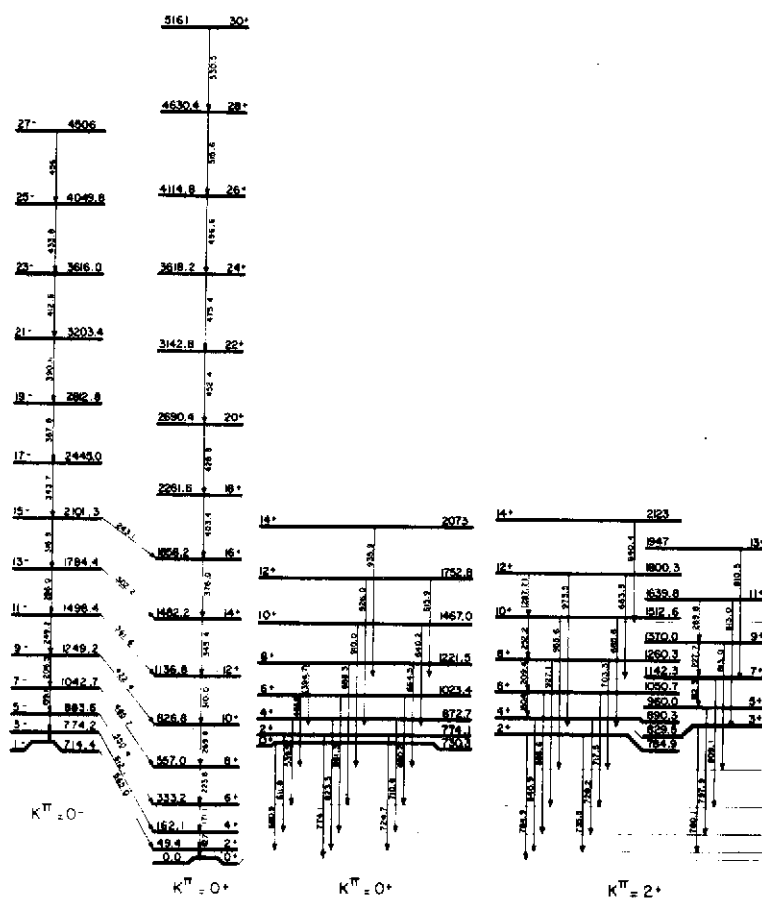


Fig. 2

- b) Les réactions de fusion-évaporation sont les plus largement exploitées et permettent de produire de nombreux isotopes déficients en neutrons.
- A une énergie de bombardement un peu supérieure à la barrière coulombienne, et pour des systèmes de masse $A_1 + A_2 \lesssim 200$, la fusion entre un projectile ($^{A_1}_{Z_1} X$) et un noyau cible ($^{A_2}_{Z_2} Y$) se produit avec une section efficace notable (qui peut atteindre quelques 100 mb). Le noyau composé (numéro atomique $Z_1 + Z_2$ et nombre de masse $A_1 + A_2$) est alors formé avec une énergie d'excitation E^* fonction de l'énergie d'excitation et de la chaleur de réaction (typiquement quelques dizaines de MeV). La figure 3a schématise les différents processus susceptibles de se produire. Leur importance relative dépend du produit $Z_1 Z_2$ et de l'énergie mise en jeu (fig.3b - ref.4). Pour des énergies voisines de la barrière coulombienne et des valeurs de $Z_1 Z_2 \lesssim 1500$, la fusion-évaporation demeure le mécanisme dominant.

FE = Fusion - Evaporation
 FS = Fission Symétrique
 FR = Fission Rapide
 DIP = Diffusion profondément inélastique

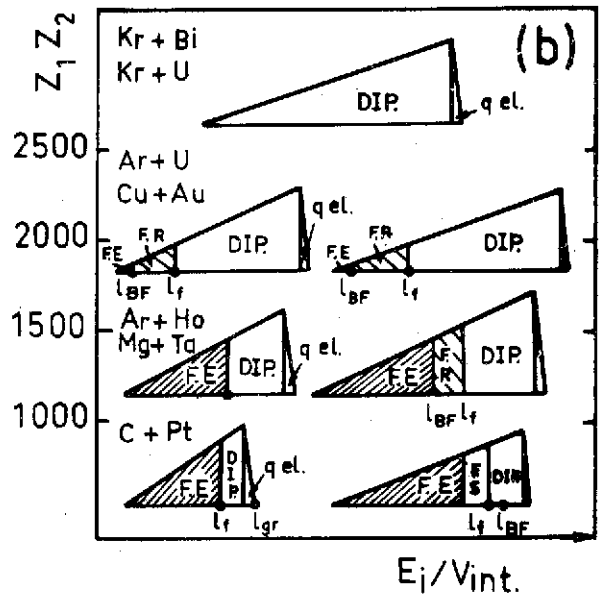
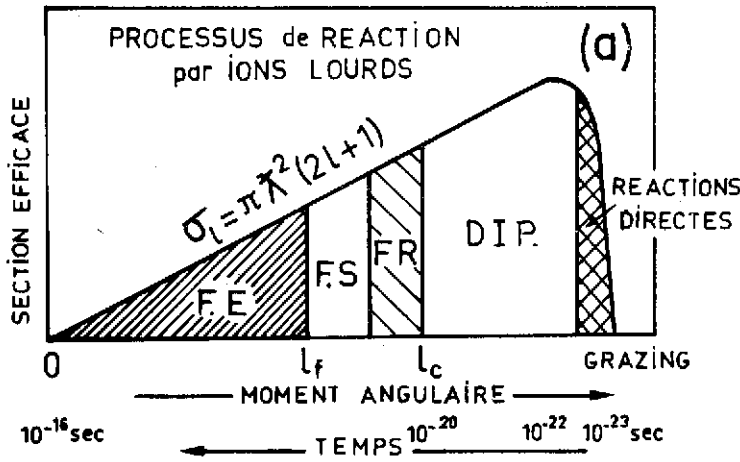


Fig. 3

Le moment angulaire maximum apporté dans le noyau composé dépend des conditions cinématiques de la réaction, et notamment de l'énergie du faisceau et des masses des noyaux cible et projectile. A titre d'illustration, la troisième colonne du tableau 1 donne quelques valeurs estimées pour un noyau composé ¹⁵⁸(ou¹⁵⁹)Er formé à l'aide de différents couples cible-projectile, à une énergie d'excitation qui favorise l'évaporation de quatre neutrons et conduit donc au noyau résiduel ¹⁵⁴(ou¹⁵⁵)Er. Le moment angulaire l_c est calculé selon

$$E_{CM} = V(R) + \frac{l_c(l_c+1)\hbar^2}{2\mu R^2} \quad (2)$$

Cette formule indique simplement qu'au moment où se forme le noyau composé, l'énergie disponible dans le centre de masse (E_{CM}) se retrouve sous forme d'énergie potentielle et d'énergie cinétique de rotation. Les deux noyaux sont assimilés à des sphères chargées sans structure interne. μ est leur masse réduite. R mesure la distance des centres ($R = R_1 + R_2$) et V la hauteur de la barrière coulombienne.

Reaction	E_{lab} (MeV)	l_c (\hbar)	β_r
¹² C + ¹⁴⁷ Sm 6 + 62	85	36	0.9×10^{-2}
³² S + ¹²⁶ Te 16 + 52	150	46	2×10^{-2}
⁴⁰ Ar + ¹¹⁸ Sn 18 + 50	180	59	2.5×10^{-2}
⁸⁴ Kr + ⁷⁴ Ge 36 + 32	340	68	5×10^{-2}

Tableau 1

Les valeurs obtenues montrent de manière évidente l'intérêt offert par les ions lourds pour s'approcher de la limite de moment angulaire supportable par le noyau. Dans la plage de moment angulaire conduisant à la fusion, ℓ est statistiquement réparti entre 0 et ℓ_c , selon

$$d\sigma = \pi \lambda^2 (2\ell + 1) P_\ell \quad (3)$$

où λ est la longueur d'onde réduite de De Broglie (mesurée dans CM) et P_ℓ la probabilité de fusion associée à l'onde ℓ . Les distributions de la fig. 3 supposent l'hypothèse de "sharp-cut off".

I.3 : Désexcitation du noyau composé :

Le noyau composé, formé avec une énergie d'excitation E^* de quelques dizaines de MeV et un moment angulaire distribué dans l'intervalle $(0, \ell_c)$, se désexcite en émettant des particules (préférentiellement des neutrons pour un noyau de masse $A \sim 160$) et des gamma. Il est commode de représenter les chemins de désexcitation dans un diagramme (E^*, I) - voir figure 4a -. Dans ce diagramme, chaque état quantique du noyau est représenté par un point. Pour une valeur donnée du moment cinétique, il existe plusieurs états possibles, les valeurs correspondantes de E^* constituant les valeurs propres de l'équation de Schrödinger relative au noyau étudié. La densité de ces niveaux croît avec l'énergie d'excitation. L'état excité de plus faible énergie pour une valeur donnée de I s'appelle le niveau yrast (néologisme issu de la forme superlative du mot nordique "yr" qui signifie étourdi, atteint de vertige). L'ensemble des niveaux yrast du diagramme constitue la ligne yrast. Par exemple, pour un noyau déformé, les niveaux yrast sont les états collectifs de rotation, d'énergie

$$E^* = \frac{\pi^2}{2J} I(I+1) \quad (4)$$

La forme de la ligne yrast est donc caractéristique des propriétés du noyau. La figure 4a montre quelques exemples de chemins de désexcitation. Les particules légères sont d'abord émises. Les régions hachurées correspondent aux zones à partir desquelles l'émission γ devient prépondérante : elles constituent la zone d'entrée de l'émission γ . Dans celle-ci, on peut distinguer quatre types de transitions :

- les transitions discrètes, que l'on peut mettre en évidence à l'aide d'un détecteur à bon pouvoir de résolution en énergie. Ce sont les dernières émises au cours de la cascade de désexcitation, et elles correspondent aux transitions entre les premiers états discrets du noyau.
- Une série de transitions plus ou moins collectives qui éliminent une bonne part du moment cinétique (en raison de leur nature essentiellement quadrupolaire électrique E2). L'énergie de ces transitions est souvent déterminée par le comportement collectif du noyau. Leur étude peut donc renseigner sur ces propriétés à haut spin de l'isotope résiduel considéré. Ces transitions sont distribuées sur plusieurs bandes collectives plus ou moins parallèles à la ligne yrast. Il en résulte qu'il est expérimentalement impossible de les résoudre.
- les γ dits "statistiques", essentiellement de nature dipolaire électrique (E1). Ils sont émis dans une zone relativement éloignée de la ligne yrast et où la densité de niveaux est encore très grande. Ces transitions refroidissent le noyau : le système se rapproche de la ligne yrast sans perdre trop de moment angulaire. La distribution en énergie de ces γ est fournie par une loi de la forme

$$I(E_\gamma) \propto E_\gamma^3 \cdot e^{-E_\gamma/T} \quad (5)$$

- où T mesure la température nucléaire. Leur nombre est habituellement de 3 à 5.
- des transitions γ de très grande énergie (~ 10 à 15 MeV) plus récemment mises en évidence, et qui sont associées à des résonances dipolaires géantes construites sur des états excités.

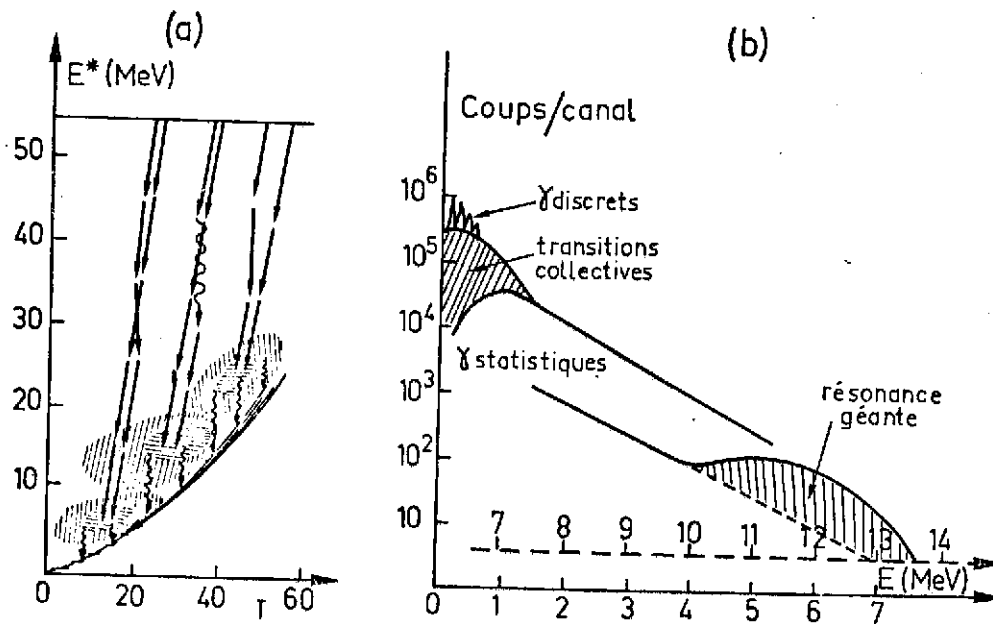


Fig.4 : a) Quelques exemples de chemins de désexcitation (les flèches rectilignes schématisent l'évaporation des neutrons, les flèches ondulées l'émission des photons. Les zones hâchurées montrent les régions du plan (E^*, I) peuplées après évaporation de 3, 4 et $5n$, respectivement.

- b) Allure du spectre γ (l'échelle des énergies en trait plein correspond aux γ discrets et aux transitions collectives, celle en pointillés à la structure associée à la résonance géante).

2ème PARTIE : QUELQUES TECHNIQUES DE DETECTION GAMMA :

La discussion précédente montre que l'étude du comportement du noyau à très haut spin passe par celle des cascades de désexcitation, et donc par celle de spectres tel que celui schématisé fig. 4b. Cette approche n'a été rendue possible que par la mise au point de nouvelles techniques, telles que détecteurs anti-Compton⁵, filtres à multiplicité^{6/7}, détecteurs-somme^{8/9}, détecteurs modulaires^{4π}¹⁰.

II.1 : Détecteurs :

Les plus utilisés demeurent les détecteurs au Ge (excellente résolution en énergie - ~ 2 KeV -; efficacité photoélectrique moyenne; résolution en temps moyenne - 5 à 8ns -) et les scintillateurs NaI (médiocre résolution en énergie $\sim 6\%$ à 1,3MeV; mais possibilité de réaliser de grands volumes et donc une excellente efficacité; résolution en temps moyenne - ~ 2 ns -).

Le développement des multicompteurs a entraîné la recherche d'autres matériaux :
 - de gros espoirs ont été fondés sur le Xe liquide, qui offre en théorie le meilleur compromis résolution-efficacité. Mais la réalisation concrète de détecteurs de volume satisfaisant n'a pu à ce jour être menée à bien. La difficulté majeure réside dans la nécessité de maintenir un très haut degré de pureté au sein du liquide¹¹.
 - d'autres scintillateurs ont été recherchés, et notamment le BGO (germanate de bismuth $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) et le fluorure de baryum BaF_2 . Le tableau ci-dessous donne leurs caractéristiques essentielles, que l'on peut comparer au NaI.

	NaI(Tl)	BGO	BaF2
Densité (g/cm^3)	3.7	7.1	4.9
Longueur de radiation (cm)	2.6	1.1	2.1
Coefficient d'atténuation linéaire à 511KeV (cm^{-1})	0.34	0.92	0.47
Longueur d'onde émise (nm)	410	480	310
Vie moyenne (ns)	250	300	620
Indice de réfraction	1.85	2.15	0.6
Rendement lumineux (photons/MeV)	4×10^4	2.8×10^3	6.5×10^3
			2×10^3
Hygroscopique	oui	non	non

Le BGO apparaît comme le plus efficace de ces matériaux. Ses moyennes résolutions en énergie ($\sim 15\%$) et en temps (~ 8 ns) confinent pour l'instant son emploi aux matelas anti-Compton ou à des détecteurs modulaires de performances moyennes (voir paragraphe suivant). Le NaI demeure très utilisé. Mais la récente mise en évidence d'une composante rapide dans la lumière émise par le BaF_2 confère un réel intérêt à ce produit et a fortement stimulé sa production. En quelques mois, la taille des cristaux fabriqués est passée l'ordre du cm à ~ 15 cm de diamètre et hauteur. La difficulté de son exploitation réside dans le fait que la composante rapide est émise dans l'ultra-violet, et nécessite un

photomultiplicateur bien adapté. Il a été possible, avec un détecteur hexagonal (diamètre : 10cm, hauteur : 14cm) d'obtenir une résolution en énergie de 10% à 1,3 MeV et une résolution de $0,7\text{ns}^{10}$. Ces performances ont fait choisir le BaF2 comme matériau détecteur pour la réalisation du "chateau de cristal" (cf. exposé de J.P. Vivien).

II.2 : Dispositifs anti-Compton et coïncidence $\gamma\text{-}\gamma$:

- L'étude des γ discrets est réalisée essentiellement à partir de détecteurs Ge, en raison de leur excellente résolution. Leur inconvénient majeur réside dans la valeur relativement faible du rapport pic photoélectrique/ fond Compton et leur modeste efficacité. Celle-ci peut être compensée par l'emploi simultané de plusieurs détecteurs dans les expériences de coïncidences $\gamma\text{-}\gamma$. Si l'on parvient à ajuster les gains de tous les détecteurs (ce qui peut toujours être réalisé hors ligne) on peut additionner les statistiques des différentes paires de compteurs. Ainsi, l'emploi de six Ge d'efficacité comparable multiplie par $\binom{6}{2} = 15$ la statistique par rapport à celle accumulée avec deux détecteurs. L'élimination du fond Compton peut être obtenue par l'adjonction d'un dispositif (NaI ou BGO) entourant le Ge et mis en anti-coïncidence avec lui (dispositif anti-Compton).
- La figure 5 schématise le dispositif "TESSA" réalisé par P.J. Twin et coll.⁵, opérationnel auprès du tandem de Daresbury (G.B.). Cet ensemble permet une étude simultanée des γ discrets et du continuum. Il combine six détecteurs au Ge (intrinsèque de type n) entourés de dispositifs anti-Compton (NaI) et une boule compacte constituée de 62 petits détecteurs BGO qui permet la mesure de l'énergie totale de la cascade γ et de la multiplicité (cf. paragraphe suivant). Chaque anti-Compton est constitué d'un cristal NaI de 25cm de diamètre et 20cm de hauteur, percé d'un trou cylindrique excentré dans lequel est situé le Ge. La figure 6 illustre l'effet de la suppression du fond Compton, optimale aux faibles énergies. Les pics de rétrodiffusion qui subsistent avec ce seul cylindre de NaI (fig.6 courbe a) sont supprimés par l'adjonction d'un détecteur supplémentaire (cf. fig.5 et fig.6 courbe b) qui donne un taux de réjection à peu près uniforme d'environ 5. Ces détecteurs sont situés assez loin de la cible (27cm). Leur efficacité individuelle est donc faible. Par contre cette géométrie et la collimation réduisent l'élargissement Doppler et l'empilement.

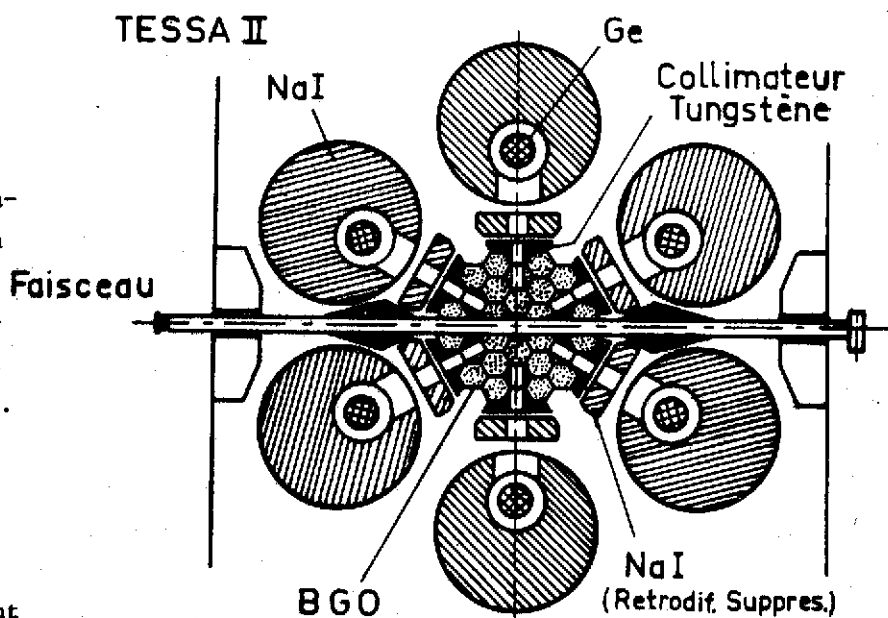


Fig. 5

II.3 : Détecteurs modulaires 4π :

a. Mesure de l'énergie totale :

• Principe :

L'énergie totale de la cascade de désexcitation γ peut être obtenue si on dispose autour de la cible un dispositif apte à capter tous les photons qui s'en échappent. On obtient une résolution sur l'énergie totale de l'ordre de 20% si le dispositif possède une efficacité $\Omega \gtrsim 0.8$ pour détecter chacun des γ (énergie ~ 1 MeV). Les quelques détecteurs réalisés à ce jour dans ce seul but constituent un bloc compact de NaI autour de la cible, couvrant un angle solide aussi voisin que possible de 4π Sr. Un tel dispositif n'autorise pas la discrimination γ - neutron, et ne se prête pas toujours aisément au travail en coïncidence avec d'autres détecteurs. La génération actuelle des détecteurs 4π modulaires permet de s'affranchir de ces insuffisances.

• Quelques considérations quantitatives :

Supposons que la cascade comporte M transitions ayant toutes la même énergie E_γ (fig.8a), et soit Ω la probabilité de détecter chacune de ces transitions. La probabilité pour que k de ces photons soient détectés a pour expression

$$P(k, M, \Omega) = \binom{M}{k} \Omega^k (1-\Omega)^{M-k} \quad (6)$$

L'énergie alors déposée dans le cristal a pour valeur

$$E = k \cdot \langle E_\gamma \rangle \quad (7)$$

où $\langle E_\gamma \rangle$ est inférieure à l'énergie de chacun des photons, en raison de la perte d'énergie qui correspond à l'échappement Compton (fig.8b). La figure 9 donne l'allure de la réponse d'un tel détecteur pour diverses valeurs de M et pour $\Omega = 0,4$ et $0,8$. On voit que pour des multiplicités $M \gtrsim 25$ il faut $\Omega \gtrsim 0,8$ pour approcher une résolution de 20%. (Ces courbes constituent des graphes illustrant la formule (6) et ne

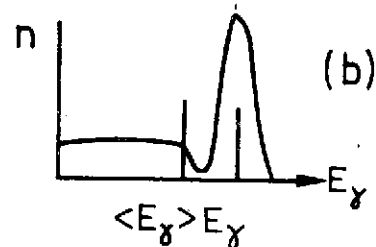
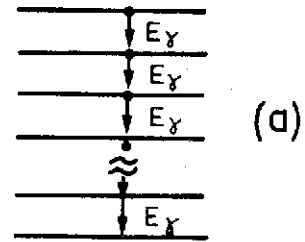


Fig. 8

tiennent pas compte de la résolution intrinsèque du détecteur qu'il faudrait convoluer avec la largeur portée sur la figure 8 ; cette dernière constitue la contribution la plus importante à la résolution).

La figure 10 se rapporte à un détecteur constitué de NaI : les courbes en pointillé donnent en % la fraction de photons non détectés pour différentes épaisseurs : la courbe en trait plein donne la fraction d'énergie totale "perdue" pour une couche de NaI de 15cm d'épaisseur disposée autour de la cible. Ces courbes montrent que pour effectuer une bonne mesure d'énergie totale, il faut disposer autour de la cible, couvrant un angle solide aussi voisin que possible de 4π stéradians, un matelas détecteur qui, s'il est constitué de NaI, doit posséder une épaisseur de 15 à 20 cm au moins.

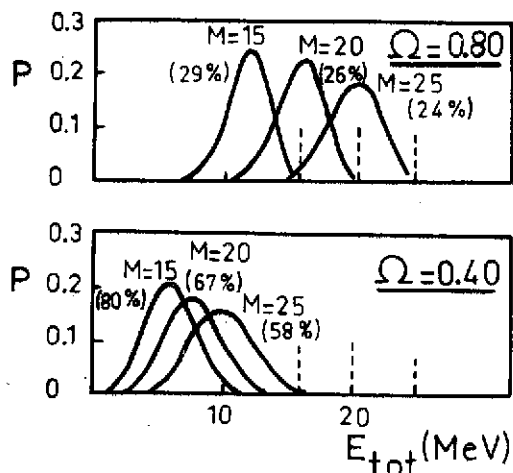


Fig. 9

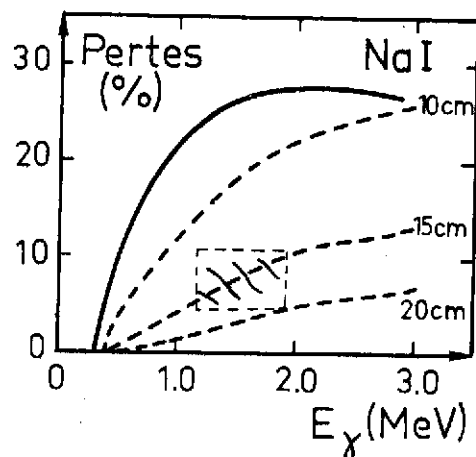


Fig. 10

b. Mesure de la multiplicité :

• Principe de la mesure et hypothèses d'un calcul simplifié :

Pour obtenir la multiplicité gamma M on dispose N détecteurs autour de la source de rayonnements. On mesure les probabilités $\mathcal{P}_N^M(p)$ que p de ces détecteurs soient touchés. De ces valeurs on déduit les moments de la multiplicité.

Nous effectuerons le calcul de $\mathcal{P}_N^M(p)$ avec les hypothèses suivantes :

- les N détecteurs sont identiques et ont tous la même efficacité ω ; on suppose de plus ω indépendant de l'énergie des γ .
- la probabilité de diffusion d'un photon d'un compteur dans un autre compteur est nulle (un blindage de plomb permet de bien réaliser cette condition).

On trouvera dans la référence (12) le calcul relatif à des dispositifs où tous les détecteurs n'ont pas la même efficacité. On verra plus loin comment prendre en compte la diffusion d'un compteur à l'autre.

• Expression de $\mathcal{P}_N^M(p)$: (ref.12)

La probabilité cherchée peut s'écrire :

$$\mathcal{P}_N^M(p) = \sum_{k=p}^M \mathcal{P}_1 \quad (\text{les } N \text{ détecteurs touchés par } k \gamma). \quad \mathcal{P}_2 \quad (\text{les } k \text{ photons distribués dans } p \text{ compteurs}).$$

Le premier terme \mathcal{P}_1 représente la probabilité que les N détecteurs enregistrent k photons et a pour valeur (cf. formule 6 avec $\Omega = N\omega$)

$$\mathcal{P}_1 = \binom{M}{k} (N\omega)^k (1-N\omega)^{M-k}$$

Le second facteur \mathcal{P}_2 représente la probabilité que les k photons détectés soient distribués sur p détecteurs touchés. Cette probabilité s'exprime en fonction de la formule de Stirling de 2ème espèce ; cette fonction $\mathcal{J}_k(p)$ donne le nombre de manières dont les objets peuvent être distribués dans p cases, aucune de ces cases n'étant vide (ce qui suppose $k > p$). Ce nombre vaut

$$\mathcal{J}_k(p) = \frac{1}{p!} \sum_{n=0}^p (-1)^{p-n} \binom{p}{n} n^k$$

On en déduit

$$\mathcal{P}_2 = \binom{N}{p} \frac{p! \mathcal{F}_k(p)}{N^k}$$

puisque en effet $\binom{N}{p} p! \mathcal{F}_k(p)$ représente le nombre de façons de distribuer k objets dans p cases parmi N et que N^k représente le nombre total de manières de distribuer les objets dans N cases. On a donc

$$\mathcal{P}_N^M(p) = \sum_{k=p}^M \binom{M}{k} \omega^k (1-N\omega)^{M-k} \binom{N}{p} p! \mathcal{F}_k(p)$$

Or $\mathcal{F}_k(p) = 0$ si $k < p$. De ce fait, la sommation ci-dessous peut être effectuée de 0 à M soit

$$\mathcal{P}_N^M(p) = \sum_{k=0}^M \binom{M}{k} \omega^k (1-N\omega)^{M-k} \binom{N}{p} \sum_{n=0}^p (-1)^{p-n} \binom{p}{n} n^k$$

qui peut se réarranger comme suit

$$\mathcal{P}_N^M(p) = \binom{N}{p} \sum_{n=0}^p (-1)^{p-n} \binom{p}{n} \sum_{k=0}^M \binom{M}{k} (N\omega)^k (1-N\omega)^{M-k}$$

$$\mathcal{P}_N^M(p) = \binom{N}{p} \sum_{n=0}^p (-1)^{p-n} \binom{p}{n} |1 - (N-n)\omega|^M \quad (8)$$

c. Quelques caractéristiques des détecteurs 4π modulaires :

- Dans la discussion précédente, la mesure de l'énergie totale γ et celle de la multiplicité font appel à des appareillages différents. De plus, les mesures d'énergie totale sont perturbées par la contribution des neutrons, difficiles à éliminer ; et les mesures déduites des filtres de multiplicité ne permettent d'atteindre que les premiers moments de la distribution de multiplicité (valeur moyenne $\langle M \rangle$, écart quadratique σ - et dans les meilleurs des cas, asymétrie de la distribution -). La génération des ensembles de détection actuellement réalisés permet d'effectuer simultanément les mesures d'énergie et de multiplicité, avec l'avantage primordial de permettre une analyse événement par événement. Une extrapolation de la discussion précédente dégage les principales caractéristiques d'un tel ensemble.
- Un tel appareillage doit comporter un matelas détecteur (épaisseur ~ 20 cm avec du NaI) couvrant un angle solide aussi voisin que possible de 4π Sr pour satisfaire aux exigences de mesure d'énergie totale. Afin de déterminer la multiplicité M avec une assez bonne résolution, il doit être morcelé en un nombre N de détecteurs jointifs tel que $N \gg M$. La solution adoptée consiste à morceler le matelas détecteur en une centaine de compteurs dont la face d'entrée est située à une vingtaine de cm de la cible. L'espace ainsi ménagé au centre du dispositif répond à un double objectif :
 - il offre la possibilité de discriminer par temps de vol les neutrons et les γ
 - il permet de disposer dans ce volume des détecteurs sensibles aux particules chargées (jonctions, petites chambres à fils, ...).
- Optimisation du nombre de compteurs :
 - Les paramètres essentiels dont dépend la réponse du détecteur pour une multiplicité M sont ceux déjà vus (nombre N de compteurs ; efficacité ω , que nous supposons la même pour tous). Mais la probabilité de diffusion ne peut être supposée nulle étant donné que les compteurs sont jointifs. Soit f la valeur de ce paramètre ($f \sim 0,1$ pour des

compteurs d'un diamètre ~ 8 à 10 cm et de ~ 15 cm de longueur).

- Alors, la diffusion équivaut à un accroissement du nombre de photons, donc de la multiplicité apparente. Si on suppose une diffusion simple, la probabilité que i photons supplémentaires soient ainsi créés par diffusion est

$$g_i = \binom{M}{i} f^i (1-f)^{M-i}$$

On en déduit l'expression $P_N^M(p)$ que p parmi N compteurs déclenchent quand $f \neq 0$:

$$P_N^M(p) = \sum_{i=0}^M \mathcal{P}_N^{M+i}(p) \cdot g_i$$

Compte tenu de la formule (8), cette probabilité se met sous la forme :

$$P_N^M(p) = \binom{N}{p} \sum_{n=0}^p (-1)^{n+p} \binom{n}{p} \{1 - (N-n)\omega + f \langle 1 - (N-n)\omega \rangle\}^M \quad (9)$$

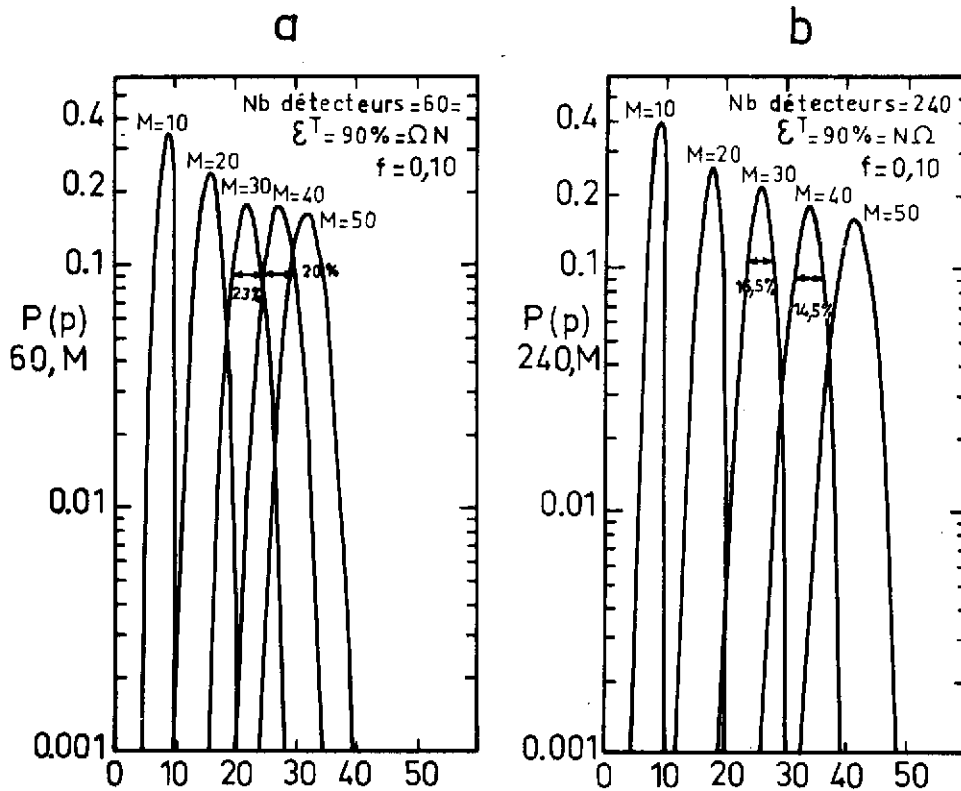


Fig. 11

La figure 11 donne la probabilité $P(p)$ pour différentes valeurs de N (60 en a, 240 en b). Ces calculs supposent une efficacité totale $N\omega = 0,9$ et une probabilité de diffusion $f = 0,1$. Ces courbes montrent que la solution comportant 60 compteurs ne permet pas d'obtenir une résolution de 20% sur M si $M < 40$.

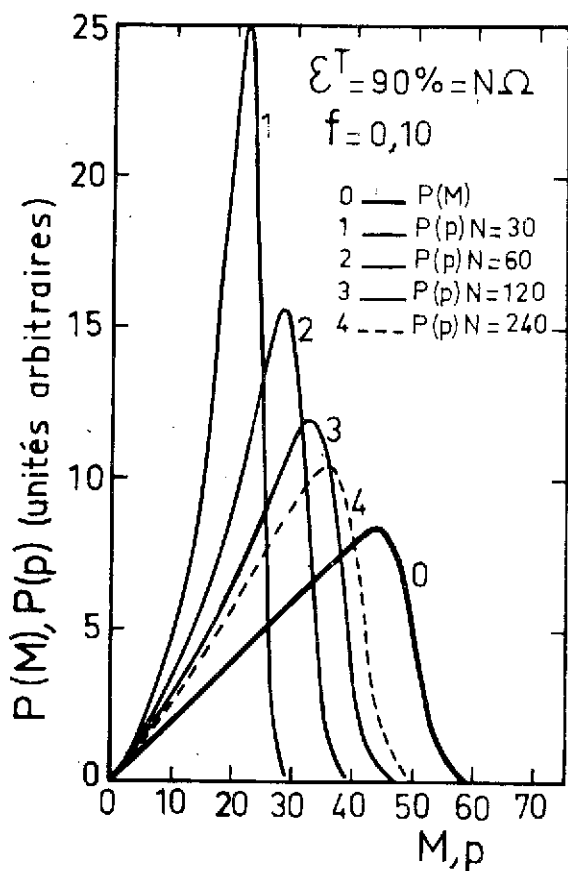


Fig. 12

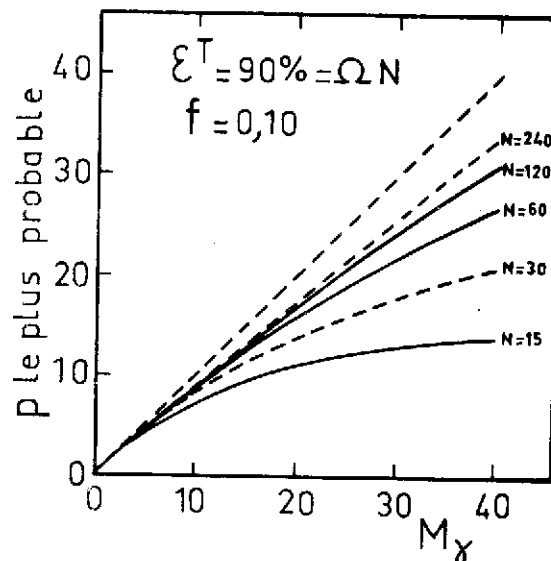


Fig. 13

La figure 12 montre comment varie, en fonction de M et pour différentes valeurs de N , la valeur la plus probable de p . La figure 13 représente la réponse du dispositif [distribution $P(p)$] pour un spectre de multiplicité donné (courbe 0 de la figure) et pour différentes valeurs de N . Ces deux figures montrent que l'amélioration des qualités du système est rapide pour $N < 100$, beaucoup plus lente ensuite. Un nombre de compteurs de l'ordre de la centaine constitue un bon compromis pour mesurer avec une résolution acceptable des multiplicités $M \sim 30$ à 40 .

d. Caractéristiques des détecteurs modulaires 4π réalisés :

La figure 5 schématise le dispositif TESSA qui comporte un détecteur modulaire constitué de 62 compteurs hexagonaux de BGO. Deux ensembles plus performants, constitués de cristaux NaI prismatiques jointifs, sont en fonctionnement :

- la "boule de cristal" d'Heidelberg^{10,13} comporte 162 compteurs formant un matelas détecteur de 20cm d'épaisseur dont la face d'entrée est située à 25cm de la cible. Le volume intérieur fournit la base nécessaire à la discrimination γ -n par temps de vol (résolution en temps : 2.8 ns avec tous les compteurs) et permet l'adjonction de détecteurs additionnels. La figure 14 montre la disposition d'une section de cet ensemble.
- Le "sélecteur de spin" d'Oak Ridge^{14,15} comprend 72 cristaux couvrant un angle solide $\frac{\Omega}{4\pi} = 0,968$. Dans les deux ensembles, la géométrie est celle de pentagones entourés de compteurs hexagonaux. Les dimensions sont choisies de façon que tous

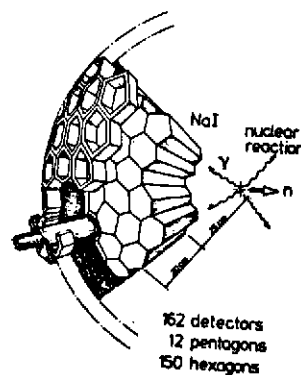


Fig. 14

les détecteurs présentent une efficacité aussi voisine que possible. Rappelons qu'un "chateau de cristal" français formé de 74 détecteurs BaF2 hexagonaux est en voie de réalisation (cf. exposé de J.P. Vivien).

Calibration :

L'avantage essentiel de ces dispositifs est de permettre une étude relativement détaillée de chaque cascade événement par événement. Pour chacun d'eux on mesure le nombre de compteurs touchés (relié à la multiplicité); la hauteur du signal délivré par chaque détecteur (qui fournit l'information énergie) et le temps par rapport à la réaction. D'autres informations peuvent être déduites des corrélations γ - γ , des distributions et corrélations angulaires des photons détectés. Les calculs présentés au paragraphe précédent reposent sur des hypothèses simplificatrices. Ils permettent seulement d'appréhender les propriétés moyennes de tels ensembles. Pour exploiter les mesures, et notamment pour passer des distributions brutes (nombre de compteurs touchés, hauteurs d'impulsions) à celles qui sont physiquement intéressantes (multiplicité, énergie), il importe de connaître les fonctions de réponse réelles du système. Ce type d'informations est illustré par les figures 15 et 16. Les données représentées sont relatives au dispositif d'Oak Ridge¹⁴, utilisé dans une configuration comportant 69 NaI (deux ont été retirés pour permettre le passage du faisceau, un troisième est remplacé par un Ge qui détecte les γ discrets). Cette configuration correspond à la géométrie d'une expérience dont les résultats sont présentés dans la 4ème partie. Ces courbes expérimentales sont obtenues en utilisant des sources émettant deux γ en coïncidence

(et seulement deux) (^{60}Co , ^{88}Y ...). On

exige que le Ge détecte un des deux photons par effet photoélectrique. Il ne reste qu'un seul photon susceptible d'interagir dans les détecteurs NaI.

- En considérant ces informations événement par événement, on établit l'efficacité du dispositif, illustrée fig.15

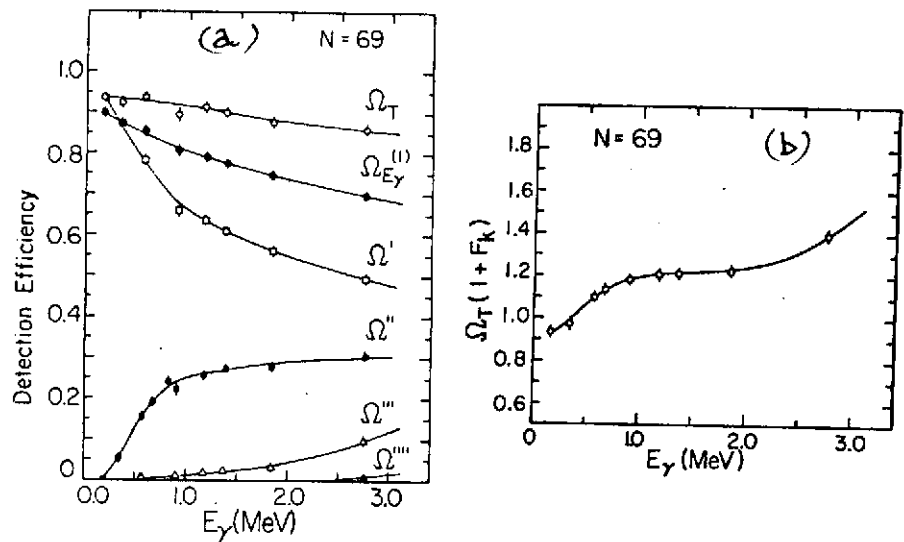


Fig. 15

Ω_{EY} représente en fonction de l'énergie la fraction de l'énergie totale recueillie dans les NaI. Les autres courbes de la figure 15a illustrent les probabilités de déclencher un seul compteur (Ω'), deux (Ω''), trois (Ω''') ... La probabilité totale de déclenchement des NaI a pour valeur $\Omega_T = \Omega' + \Omega'' + \Omega''' + \dots$. La probabilité que se réalise une diffusion d'ordre i est caractérisée par le facteur de diffusion

$$F^{(i)} = \frac{\Omega^i}{\Omega_T} \quad (\text{avec } \Omega^i = \Omega'' \text{ ou } \Omega''' \dots \text{ quand } i = 1 \text{ ou } 2, \dots)$$

Le nombre F_k de photons créés par diffusion est en moyenne

$$F_k = F'' + 2F''' + 3F'''' + \dots$$

Il en résulte l'efficacité totale de déclenchement $\Omega_T(1+F_k)$ dont la figure 15b représente la variation en fonction de l'énergie des photons. Cette grandeur devient supérieure à l'unité dès que la probabilité de diffusion est notable ($E_\gamma \gtrsim 400$ KeV) et reste à peu près indépendante de l'énergie dans l'intervalle $1\text{MeV} \lesssim E_\gamma \lesssim 2\text{MeV}$.

La réponse des 69 détecteurs NaI à une cascade de M photons peut être aisément simulée à partir des mesures précédemment discutées : on analyse alors les informations en les considérant par groupes de M événements. On obtient alors les fonctions de réponse montrées en haut de la figure 16. Celle de

droite correspond à la distribution en énergie, celle de gauche donne la distribution du nombre de compteurs touchés ("fold" k). On constate que la valeur moyenne de k est supérieure à M pour les plus faibles valeurs de M : ceci résulte de $\Omega_T(1 + F_k) > 1$; par contre $\langle k \rangle < M$ pour de grandes multiplicités : dans ce cas, plusieurs photons peuvent interagir dans le même compteur. Les deux effets se compensent pour $M \sim 20$. Les résolutions en multiplicité et en énergie sont illustrées par les courbes du bas de la figure 16.

La figure 17 compare les variations, en fonction de l'énergie des photons, de l'efficacité totale de déclenchement (Ω_T) et de la fraction d'énergie recueillie (ϵ_T) pour les trois ensembles réalisés. La plus grande épaisseur des cristaux du système d'Heidelberg lui confère une efficacité un peu supérieure à celui d'Oak Ridge (20cm et 17,8cm respectivement). Le plus grand nombre de cristaux offre une meilleure résolution en multiplicité. Les compteurs BGO de TESSA constituent un détecteur 4π moins performant. Ils permettent néanmoins un filtrage en énergie totale et en multiplicité qui s'ajoute aux remarquables possibilités des six Ge et anti-Compton de l'installation.

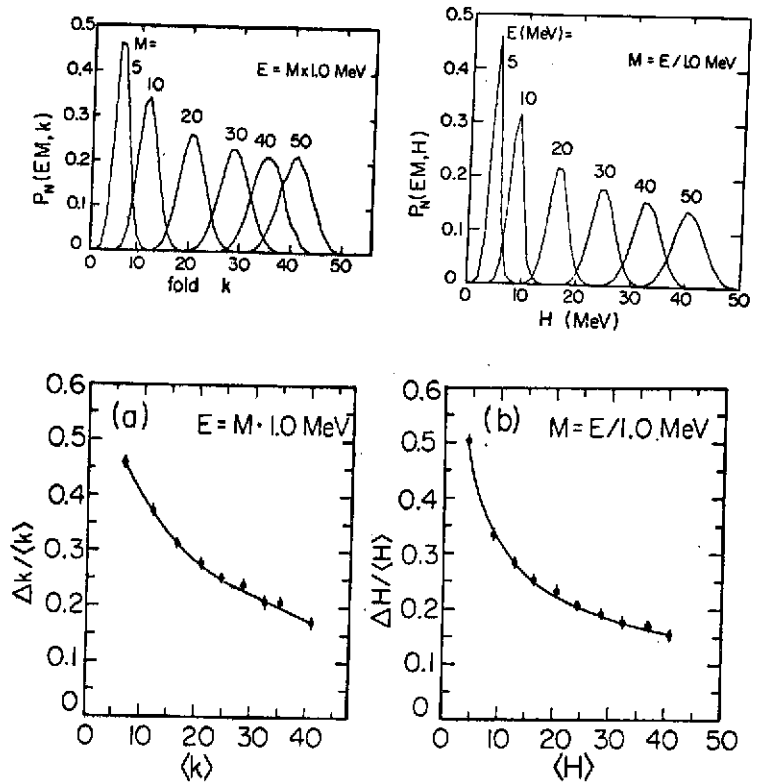


Fig. 16

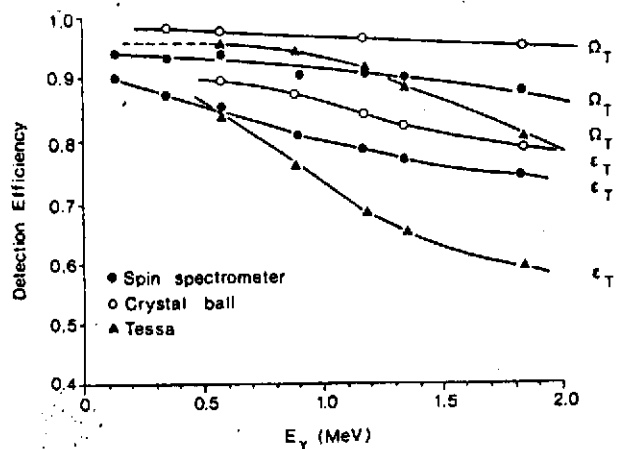


Fig. 17

II.4 : Corrélations en énergie γ - γ :

Les corrélations en énergie γ - γ constituent une technique récente¹⁶ qui permet d'étudier les spectres (discrets ou continus) et d'appréhender certaines propriétés nucléaires (mise en évidence de comportement rotationnel ; mesure de moment d'inertie ; croisement de bandes).

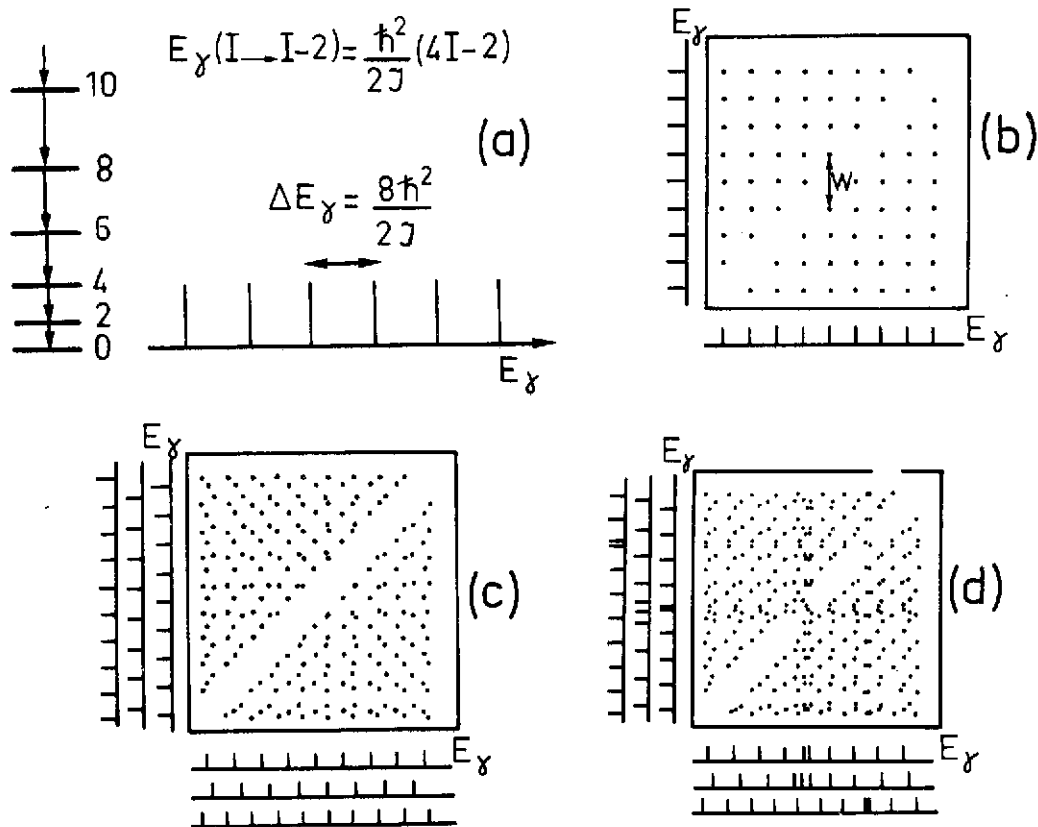


Fig.18

La figure 18 en illustre le principe : supposons que la cascade γ s'effectue au sein d'une seule bande rotationnelle comportant des transitions $\Delta I = 2$, caractérisée par le moment d'inertie J . L'énergie des niveaux est donnée par la formule (4). Celle des transitions γ est alors une fonction linéaire de I (fig.18a). Si on réalise une expérience de coïncidences γ - γ , chaque raie est en coïncidence avec les autres, mais pas avec elle-même. Ceci conduit à une répartition des événements telle que le montre la fig.18b où seule la diagonale est vide. La largeur de l'intervalle vide a pour valeur

$$W = 2\Delta E_\gamma = \frac{16\hbar^2}{2J} \quad (10)$$

On voit ainsi que la mesure de la largeur de la "vallée" vide de coïncidences permet d'accéder au moment d'inertie. La figure 18c simule une situation qui met en jeu plusieurs bandes parallèles de désexcitation, avec un moment d'inertie qui varie légèrement d'une bande à l'autre. Si la figure est brouillée en dehors de la vallée, celle-ci subsiste et on peut mesurer un moment d'inertie moyen. La figure 18d schématise plusieurs bandes parallèles avec des irrégularités dans ces bandes. Ces irrégularités se traduisent par la présence de "ponts", liés à la présence de coïncidences sur la diagonale. Le back-bending, qui correspond à de telles irrégularités, est dû au croisement de deux bandes. La forme du pont qui lui est associé dépend de la valeur de l'élément de matrice d'interaction entre les deux bandes.

Le principe de telles mesures apparaît donc très simple. Leur mise en oeuvre se trouve compliquée par la réponse du détecteur. Les schémas de la figure 18 supposent qu'à

une énergie γ donnée, le détecteur répond par une fonction δ : si il en est à peu près ainsi pour le pic photo-électrique, la présence du fond Compton introduit un fond d'évènements non-corrélés (coïncidences photo-pic \leftrightarrow fond Compton ou compton-compton) qui peut masquer les évènements corrélés utiles (coïncidences photo-pic \leftrightarrow photo-pic). La présence des γ statistiques (voir figure 4) complique encore la figure. Pour donner un ordre de grandeur, avec des détecteurs NaI dont l'efficacité photo-électrique atteint 50%, on obtient 25% d'évènements corrélés pour 75% de non corrélés ; avec des Ge d'efficacité photo-électrique $\sim 15\%$, seulement $\sim 2\%$ des coïncidences γ - γ correspondent à des évènements corrélés.

Un traitement des matrices de coïncidences γ - γ s'avère nécessaire pour éliminer statistiquement les évènements non-corrélés. Deux méthodes sont mises en oeuvre :

- La plus simple¹⁶ calcule dans chaque canal un nombre moyen de coïncidences non corrélées qui est soustrait au spectre brut. Pour une coïncidence donnée, la probabilité $B(i,j)$ qu'elle appartienne au fond à soustraire se factorise selon

$$B(i,j) = P(i) \cdot P(j)$$

$P(i)$ | $P(j)$ représente la probabilité que dans le spectre E1 | E2 | l'évènement appartienne lui-même au fond Compton. L'hypothèse utilisée est que cette probabilité est mesurée par le rapport

$$P(i) = \frac{\sum_j n_{ij}}{\sum_{ij} n_{ij}}$$

où le numérateur mesure le contenu du canal i dans le spectre E1 ; le dénominateur correspond à la totalité des évènements de ce spectre (et de la matrice).

Le nombre d'évènements non corrélés de la case ij a alors pour valeur

$$n_{ij}^f = \left(\sum_j n_{ij} \right) \left(\frac{\sum_j n_{ij}}{\sum_{ij} n_{ij}} \right) \left(\frac{\sum_i n_{ij}}{\sum_{ij} n_{ij}} \right) = \frac{\sum_j n_{ij} \sum_i n_{ij}}{\sum_{ij} n_{ij}}$$

et le nombre corrigé, qui correspond aux évènements corrélés, devient

$$n_{ij}^c = n_{ij} - n_{ij}^f$$

Cette méthode est donc facile à mettre en oeuvre. Elle surestime quelque peu le fond retranché et peut engendrer des distorsions systématiques à grande énergie¹⁷. Mais elle permet de mettre en évidence les caractéristiques essentielles.

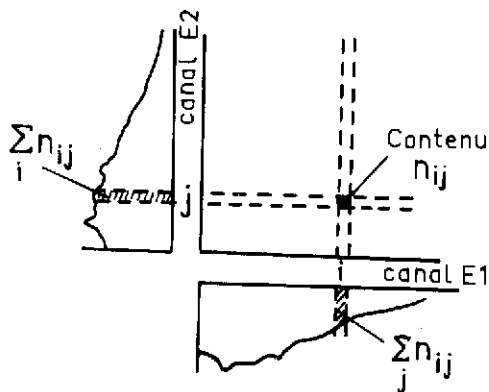
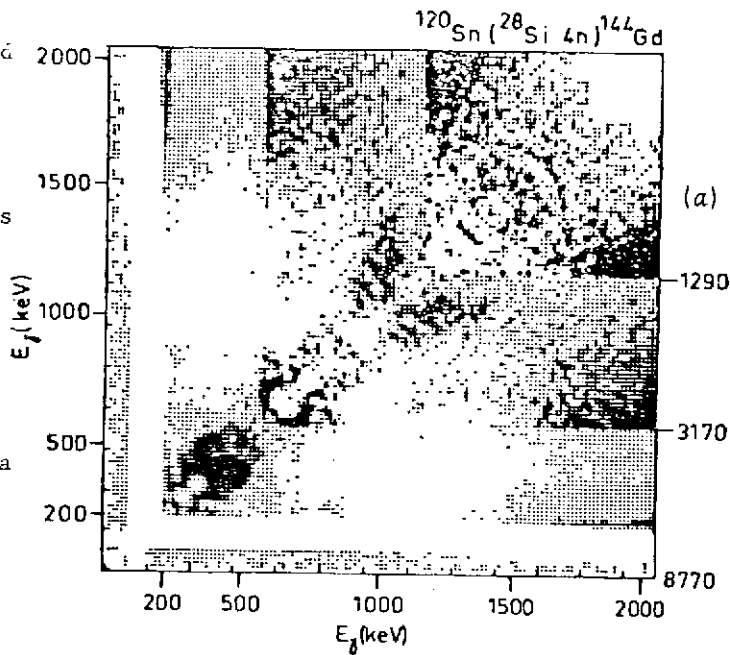


Fig. 19

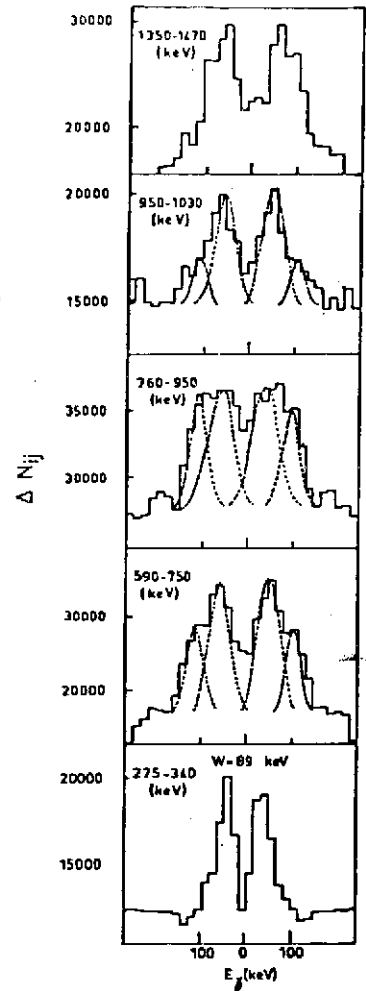
- La déconvolution des spectres prend en compte la fonction de réponse de chacun des détecteurs. Cette technique est bien maîtrisée et largement utilisée pour les spectres unidimensionnels. On sait maintenant l'étendre aux coïncidences bi-dimensionnelles γ - γ et cette méthode, plus satisfaisante en principe, est parfois employée¹⁸. Elle nécessite des temps de calcul assez longs, ainsi qu'une bonne statistique, ce qui peut constituer une limitation. La figure 20a montre la matrice des corrélations γ - γ associées à la désexcitation de l'isotope ¹⁴⁴Gd formé par la réaction ¹²⁰Sn(²⁸Si, 4n), après

déconvolution et minimalisation du fond dû aux γ statistiques¹⁹. Quelques coupes effectuées dans ce spectre perpendiculairement à la diagonale sont montrées fig.20b. De la variation de la largeur de la vallée on peut déduire comment évolue le moment d'inertie et relier ces variations à des changements de forme du noyau en fonction du spin.



(a)

Fig. 20



(b)

3ème PARTIE : ROTATIONS COLLECTIVE ET NON COLLECTIVE :

III.1 : Généralités :

La rotation permet d'expliquer comment le noyau peut acquérir un moment angulaire important. Cependant, situations peuvent se présenter. Deux exemples typiques sont schématisés sur les figures 21 et 22.

- La figure 21a montre la ligne yrast de l'isotope $^{158}_{66}\text{Dy}_{92}$, connu pour être à bas spin un exemple de noyau rotationnel. Des expériences d'excitation coulombienne ainsi que des mesures de vies moyennes associées aux réactions (Ions lourds, xn) ont permis d'établir cette ligne yrast et de

mesurer la vie moyenne des niveaux impliqués².

On constate l'allure régulière de la ligne yrast, ainsi que la variation monotone des vies moyennes, dont les valeurs révèlent le caractère collectif des transitions concernées. Cet ensemble

de données s'interprète simplement comme une rotation d'ensemble d'un noyau ellipsoïdal autour d'un axe perpendiculaire à son axe de symétrie (Fig.22a). Cet isotope fournit un exemple de rotation collective.

- Sur la figure 21b est tracée la ligne yrast du noyau $^{154}_{68}\text{Er}$. Le nombre de neutrons voisin de 82 confère aux premiers niveaux de cet isotope un

caractère vibrationnel. La cascade yrast, prolongée jusqu'au moment angulaire $28\hbar$, est irrégulière. Des mesures de vies moyennes²⁰ révèlent la présence d'isomères. Ce noyau fournit un exemple de rotation non collective. La figure 22b illustre l'interprétation de ce mouvement : le moment angulaire global résulte de l'alignement du moment angulaire individuel de quelques nucléons.

Ce sont là deux cas extrêmes. Dans le cas le plus général, un état nucléaire donné est caractérisé par un ensemble de nombres quantiques. Le moment angulaire du noyau comporte une contribution collective R et une composante j résultant du couplage du spin de quelques nucléons (figure 23). Cette image revient à considérer le noyau comme un coeur autour duquel gravitent quelques nucléons. La figure 24 illustre deux situations. On conçoit que la vitesse de rotation est susceptible de modifier ce couplage, et donc d'entraîner des modifications des propriétés du noyau. Ce sont notamment les forces d'entraînement et de Coriolis qui, en perturbant l'alignement des particules, sont responsables de ces phénomènes.

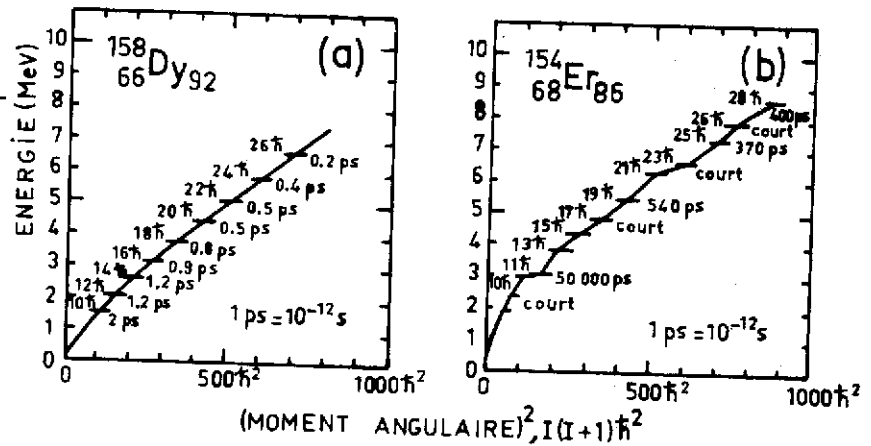


Fig. 21

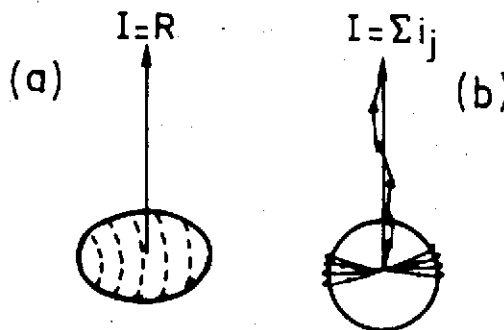
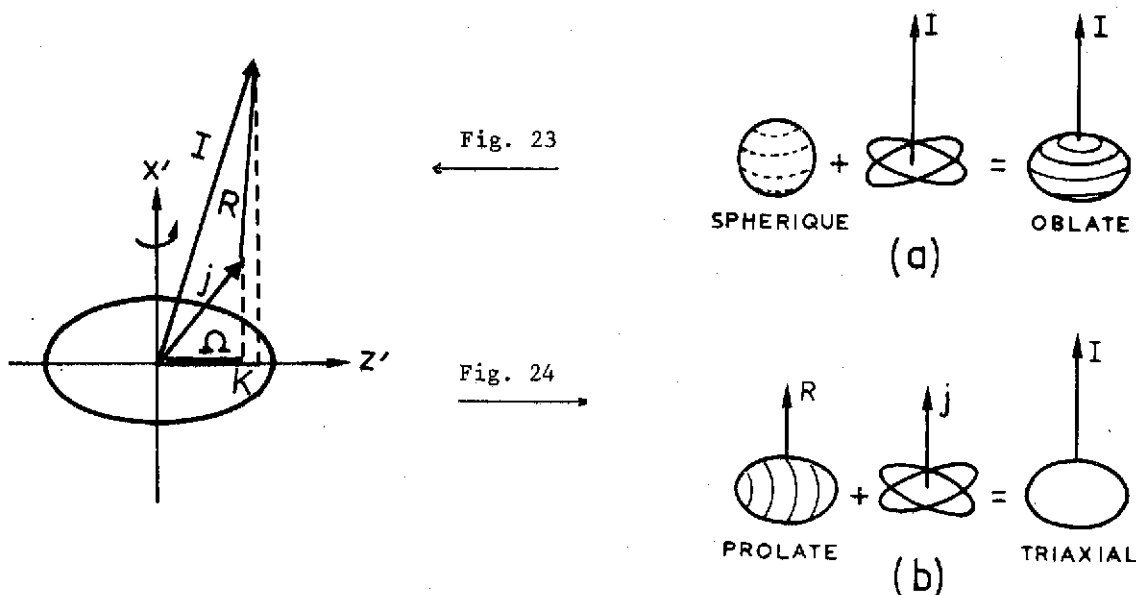


Fig.22



III.2 : Rotation non collective :

La ligne yrast de ^{154}Er en fournit un exemple. Un comportement similaire est observé pour plusieurs isotopes des terres rares de transition (l'un des plus étudiés²¹ est ^{152}Dy) et de la région du plomb, comme ^{205}Pb (ref.22) ou ^{212}Rn (ref.23,24). La forme de ces lignes yrast est bien reproduite par des calculs du type modèle en couches utilisant différentes interactions résiduelles dans la région du plomb^{25,26}. Pour les noyaux des terres rares, des calculs exploitant le modèle de particules indépendantes dans un potentiel déformé en rotation (modèle du cranking) fournit un excellent accord avec l'expérience²⁷.

Trois types d'arguments confortent l'image de la figure 22b d'un noyau légèrement aplati et dont le moment angulaire est colinéaire à l'axe de symétrie :

- un diagramme représentant l'énergie d'excitation E^* des états yrast de spin I en fonction de $I(I+1)$ montre (pour $I \gtrsim 14$) un comportement moyen à peu près linéaire. La figure 25 illustre cet aspect pour ^{154}Er . On peut alors, exploitant la formule (4), déduire de la pente de cette droite un moment d'inertie effectif. Les valeurs ainsi obtenues sont un peu supérieures (10 à 20%) aux valeurs attendues pour une sphère rigide de même masse, et s'accordent avec celles qu'on peut estimer pour un noyau oblate.

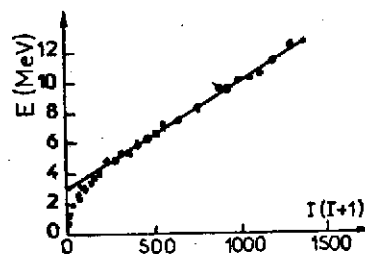


Fig. 25

Une telle dépendance en $I(I+1)$ peut s'expliquer assez simplement²⁸, en considérant que la ligne yrast résulte du couplage de plusieurs états individuels, en absence de corrélation de paires. Le nombre d'états de quasi particules nécessaire pour construire un niveau de spin I augmente en moyenne linéairement avec I ; l'énergie de ces états croît proportionnellement à leur nombre, en raison du principe d'exclusion de Pauli : l'énergie d'excitation résultante du niveau de spin I croît alors comme I^2 .

- La ligne yrast de tels noyaux comporte des isomères qui se prêtent à la détermination de leur moment magnétique. De telles mesures permettent de cerner les configurations principales constituant la fonction d'onde de ces états, et donc les orbitales dont le

couplage du moment angulaire rend compte du spin de l'isomère (voir tableau II).

- La figure 24 indique que le moment angulaire, dans cette rotation non collective, provient de l'alignement du spin des nucléons hors du coeur le long de l'axe de symétrie du noyau : il en résulte une accumulation de particules dans le plan équatorial, en nombre croissant avec I. La conséquence doit en être une déformation qui augmente avec le spin. Une mesure du moment quadrupolaire fournirait un contrôle direct à cet effet. De telles mesures s'avèrent difficiles, et rares sont les

situations favorables. Le tableau II et la figure 26 présentent les résultats de la seule mesure de ce type effectuée²⁹, relative à l'isotope ^{147}Gd . Les noyaux produits par la réaction $^{124}\text{Sn}(^{28}\text{Si}, 5n)$, sont implantés dans un cristal de Gd. La configuration $8s_{7/2}$ de l'état fondamental de l'atome entraîne une interaction hyperfine assez faible et des temps de relaxation grands ($\sim 1\mu\text{s}$). Ceci rend possible l'observation des interactions quadrupolaires statiques des isomères. Leur moment quadrupolaire a été mesuré en exploitant la méthode des distributions angulaires perturbées³⁰. Les valeurs obtenues fournissent une observation directe de l'accroissement de la déformation avec le nombre de nucléons de valence.

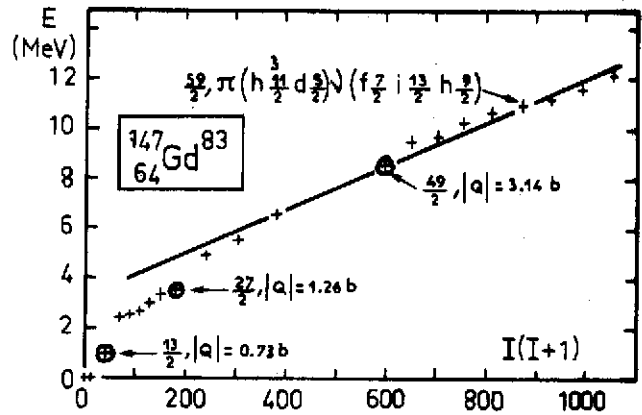


Fig. 26

I π	$T_{1/2}$ (ns)	Configuration	$ Q _{\text{barn}}$
$\frac{13}{2} +$	22	$vi \frac{13}{2}$ (et $3^- \otimes uf 7/2$)	0.73 ± 0.07
$\frac{27}{2} -$	27	$(\pi h \frac{11}{2})^2 uf \frac{7}{2}$	1.26 ± 0.08
$\frac{49}{2} +$	510	$(\pi h \frac{11}{2})^2 uf \frac{7}{2} i \frac{13}{2} h \frac{9}{2}$	3.14 ± 0.017

Tableau II

III.3 Rotation collective :

a) Moment d'inertie :

Le moment d'inertie s'introduit naturellement dans un mouvement de rotation collective, pour mesurer le moment cinétique J et l'énergie cinétique E. Rappelons les formules bien connues de la mécanique classique

$$J = \mathcal{J} \omega \quad (11a)$$

$$E = \frac{1}{2} \mathcal{J} \omega^2 = \frac{J^2}{2\mathcal{J}} \quad (11b)$$

ω est la vitesse de rotation, conjuguée canonique du moment cinétique. Elle est reliée aux autres grandeurs par

$$\omega = \frac{J}{\mathcal{J}} = \frac{dE}{dJ} \quad (12)$$

Transposé au noyau, le moment d'inertie doit rendre compte de la rotation collective. Mais sa valeur reflète aussi les propriétés intrinsèques de l'isotope considéré (pairing ; couplage coeur-particule ...).

b) Moment d'inertie effectif et back-bending :

Pour un noyau pair-pair rigide ayant une forme d'équilibre déterminée, l'énergie de rotation de la bande fondamentale est donnée par la formule (4) qui constitue l'équivalent quantique de (11b). Nous l'écrivons

$$E_{\text{rot}} = \frac{\pi^2}{2\mathcal{J}_{\text{ef}}} I(I+1) \quad (13)$$

Cette formule définit le moment d'inertie effectif \mathcal{J}_{ef} . Il dépend de la forme d'équilibre du noyau ; celle-ci influence donc la rotation. La figure 27 montre l'allure de la bande fondamentale (dans

le plan E, I) pour un noyau rigide de déformation γ nulle tournant autour d'un axe principal d'inertie³¹. Cette figure montre que la situation la plus favorable correspond à un noyau aplati tournant autour de son axe de symétrie. Cependant, la mécanique quantique interdit la rotation autour d'un axe de symétrie, rotation qui laisse le noyau identique à lui-même. Seule, la rotation non collective peut intervenir autour d'un axe de symétrie.

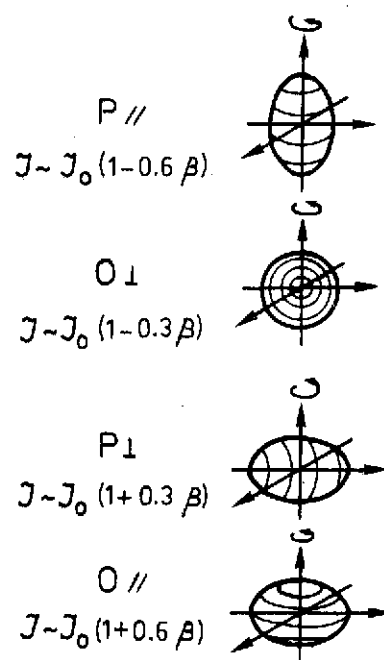
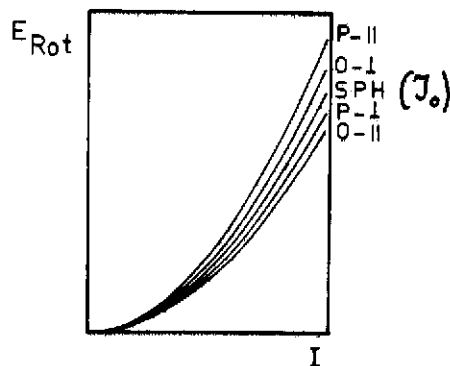


Fig. 27 : Energie de rotation pour un noyau de masse donnée et pour différentes formes d'équilibre à symétrie axiale.

La figure 22 schématisait deux cas typiques, où le moment angulaire est interprété en termes de rotations collective et non collective. Mais en général ces excitations collective et non collective interagissent dans le noyau ; et l'étude des niveaux de haut spin offre précisément la possibilité d'étudier cette interaction. L'exemple le plus simple est fourni par le "back-bending" bien connu³², présenté par de nombreux noyaux rotationnels. La figure 28 représente la cascade yrast et le moment d'inertie effectif en fonction de la fréquence de rotation pour le noyau ^{160}Yb (bande fondamentale¹⁸). Conformément à la formule (13), les quantités représentées sur cette figure sont obtenues selon

les formules

$$\left. \begin{aligned} \frac{2J_{\text{ef}}}{\hbar^2} &= \frac{\Delta |I(I+1)|}{\Delta E} = \frac{4I - 2}{E_\gamma} \\ \hbar\omega &= \frac{\Delta E}{\Delta \sqrt{I(I+1)}} \sim \frac{\Delta E}{\Delta I} = \frac{E_\gamma}{2} \end{aligned} \right\} (14)$$

Le moment d'inertie de cet isotope à bas spin est nettement inférieur à celui d'un corps rigide. L'explication de cette différence réside dans l'appariement des nucléons. Ces corrélations de paires introduisent de fortes composantes irrotationnelles au sein du noyau, ce qui réduit fortement son moment d'inertie. Quand la vitesse de rotation augmente, la variation du moment d'inertie résulte de la compétition entre forces d'appariement et force de Coriolis. La légère augmentation de J_{ef} (jusqu'au spin 10) traduit un affaiblissement progressif de ces effets irrotationnels. Notons qu'il s'agit bien d'un accroissement de J_{ef} et non d'une perte de collectivité, puisque les probabilités réduites de transitions au sein de la cascade demeurent très accélérées et pratiquement inchangées (voir les vies moyennes mesurées dans ^{158}Dy). La discontinuité apparaît lorsque la force de Coriolis brise une paire, les moments angulaires des deux particules s'alignant sur l'axe de rotation du noyau. On a alors couplage entre la bande fondamentale et la bande S construite sur l'état à deux quasi-particules (fig.28a). L'énergie d'excitation devient ensuite la somme de l'énergie d'un état à deux quasi-particules et d'une énergie de rotation (bande collective construite sur cet état). De même le moment angulaire est dû en partie au moment des particules désappariées, et en partie à la rotation. La forme plus ou moins accentuée de la discontinuité dépend de la contribution relative des effets collectifs et individuels. Le calcul de cet effet montre que les orbitales de grand moment angulaire sont les plus sensibles à ces forces de Coriolis. Sur la figure 28, deux discontinuités sont évidentes, aux fréquences respectives $(\hbar\omega)^2 = 0.10$ et 0.18 MeV. La première est attribuée à l'état de neutron $i_{13/2}$, la seconde à l'état de proton $h_{11/2}$. On constate que la perte progressive d'appariement s'accompagne d'un accroissement du moment d'inertie qui se rapproche de la valeur d'un corps rigide.

c) Moments d'inertie cinématique et dynamique : définitions.

Les irrégularités de la courbe présentée figure 28 font que le moment d'inertie ainsi obtenu n'est pas nécessairement représentatif d'une bande donnée. On est amené à définir deux moments d'inertie, que nous introduirons en supposant que la désexcitation s'effectue au sein d'une bande donnée.

Il convient d'abord de généraliser la vitesse de rotation au cas quantique (où cette grandeur n'est a priori pas définie). Par analogie avec (12), on la définit par

$$\hbar\omega = \frac{dE}{dI} \quad (15)$$

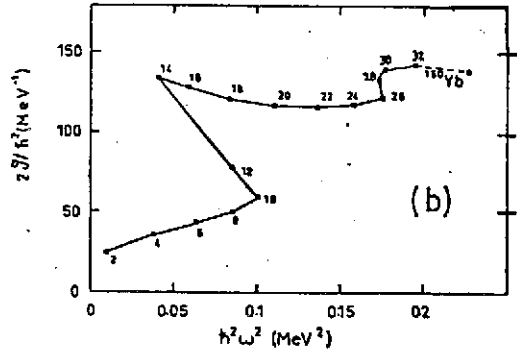
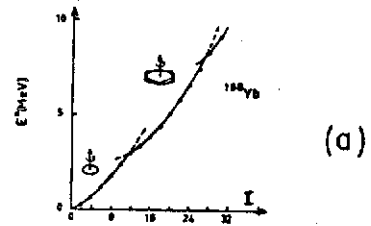


Fig. 28

où I est le nombre quantique de spin. Ainsi, au sein d'une bande comprenant des transitions quadrupolaires en cascade, $\hbar\omega = \frac{E\gamma}{2}$; et on a $\hbar\omega = E\gamma$ s'il s'agit de transitions dipolaires en cascade.

Le moment d'inertie cinématique $\mathcal{J}^{(1)}$ est défini par la formule équivalente à (11a) dans le cas classique, soit

$$\mathcal{J}^{(1)} = \frac{I}{\hbar\omega} = I \left(\frac{dE}{dI} \right)^{-1} \quad (16)$$

E mesure l'énergie d'excitation du niveau de spin I . L'indice (1) rappelle que ce moment d'inertie est relié à la dérivée première de l'énergie par rapport au spin. Dans le diagramme (E, I) , il est relié à la pente de la bande, et renseigne donc sur son allure générale.

Ce moment d'inertie ne renseigne pas sur la réponse du rotor à un couple extérieur. Un tel couple produit une variation de l'énergie, du moment cinétique et de la vitesse de rotation. Le moment d'inertie associé $\mathcal{J}^{(2)}$ s'obtient en différentiant (11a), soit

$$\mathcal{J}^{(2)} = \frac{dI}{d(\hbar\omega)} \quad (17)$$

Compte tenu de (15), il vient :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \left(\frac{d^2 E}{dI^2} \right)^{-1} \quad (18)$$

Cette formulation montre que le moment d'inertie dynamique^{28,33} est relié à la courbure de la ligne représentative de la cascade dans le plan (E, I) .

Il résulte de ces définitions que

$$\mathcal{J}^{(2)} = \frac{d}{d(\hbar\omega)} |\hbar\omega \cdot \mathcal{J}^{(1)}|$$

soit

$$\mathcal{J}^{(2)} = \mathcal{J}^{(1)} + \hbar\omega \cdot \frac{d\mathcal{J}^{(1)}}{d(\hbar\omega)} \quad (19)$$

Quelques cas particuliers :

- La formule (19) montre que $\mathcal{J}^{(1)} = \mathcal{J}^{(2)}$ si
 $\omega = 0$ (pas de rotation)

$$\frac{d\mathcal{J}^{(1)}}{d\omega} = 0 \quad (\text{solide rigide})$$

- Dans le cadre du modèle du cranking, une extension du calcul du moment d'inertie cinématique, qui prend en compte les termes d'ordre supérieur en ω , conduit à une forme quadratique³⁴ :

$$\mathcal{J}^{(1)} = \mathcal{J}_0 + \mathcal{J}_1 \cdot \omega^2$$

où \mathcal{J}_0 et \mathcal{J}_1 sont deux paramètres. Portée dans (19), cette loi conduit à :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \mathcal{J}_0 + 3 \omega^2 \mathcal{J}_1 \quad (20)$$

Remarque :

Cette nécessité d'introduire deux moments d'inertie est à rapprocher de la situation rencontrée en physique du solide³⁵. La masse effective d'un électron qui se déplace dans un réseau met en jeu les dérivées de l'énergie par rapport au nombre d'onde. Deux masses effectives sont introduites, qui peuvent différer :

- la dérivée première est prise en compte lorsqu'on s'intéresse aux niveaux d'énergie et aux quantités qui y sont reliées (chaleurs spécifiques, paramagnétisme, ...).
- la masse reliée à la dérivée seconde est considérée lorsqu'est étudiée la réponse à une force extérieure (résonance cyclotron).

d) Détermination de $\mathcal{J}^{(1)}$ et $\mathcal{J}^{(2)}$:

- Le moment d'inertie cinématique se déduit de la courbe $E(I)$ compte tenu de (16). Dans une cascade de transitions données, dE mesure l'intervalle d'énergie entre deux niveaux successifs, soit E_γ . La figure 28 représente $\mathcal{J}^{(1)}$ ainsi obtenu. Le moment d'inertie cinématique peut être obtenu à partir des transitions discrètes du spectre γ , mais aussi à partir des transitions collectives constituant le continuum gamma (voir 4ème partie).
- Pour mesurer $\mathcal{J}^{(2)}$, trois méthodes sont mises en oeuvre :

- Deux d'entr'elles exploitent l'énergie des raies γ du spectre. De la figure 29 on déduit

$$E_\gamma = \left(\frac{dE}{dI} \right) \cdot \Delta I$$

$$dE_\gamma = E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} = \frac{d^2E}{dI^2} \cdot (\Delta I)^2$$

soit

$$\frac{\mathcal{J}^{(2)}}{\pi^2} = \frac{(\Delta I)^2}{\Delta E_\gamma} \quad (21)$$

avec $\Delta I = 2$ s'il s'agit de transitions quadrupolaires alignées
 " " " " dipolaires "

Cette détermination peut être effectuée :

- + à partir des raies discrètes (cf. fig. 29)
- + à partir des mesures de corrélation γ - γ . On a vu en effet que la largeur de la "vallée" a pour valeur $W = 2 \cdot \Delta E_\gamma$. On en déduit donc

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{J}^{(2)}}{\pi^2} &= \frac{8}{W} \quad \text{dans le cas de transitions quadrupolaires alignées} \\ &= \frac{2}{W} \quad \text{" " " " dipolaires " "} \end{aligned}$$

- La troisième s'appuie sur une analyse de la distribution spectrale des photons γ . Pour comprendre cette méthode, supposons que la partie du spectre γ considéré (partie hachurée de la figure 30) correspond à des transitions quadrupolaires alignées ($\Delta I=2$) associées à une bande collective (encart de la figure 30). Supposons de plus qu'il n'existe aucune nourriture latérale des niveaux concernés. Le nombre Δn de photons associés à l'intervalle ΔE_γ d'énergie des photons (ou encore la hauteur $H = \frac{\Delta n}{\Delta E_\gamma}$ du spectre) satisfait alors à

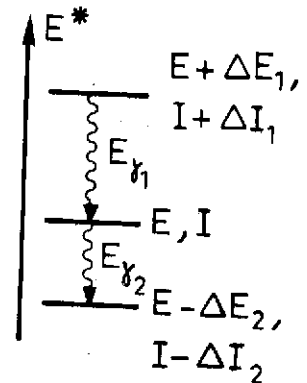


Fig. 29

$$H = \frac{\Delta n}{\Delta E_\gamma} = \frac{\Delta n}{\Delta I} \times \frac{\Delta I}{\Delta E_\gamma}$$

Or $\Delta I = 2 \cdot \Delta n$ (puisque le spectre est normalisé à la multiplicité de la cascade de désexcitation) et compte tenu de (15) $\frac{\Delta I}{\Delta E_\gamma} \approx \left(\frac{d^2 E}{dI^2} \right)^{-1}$. On en déduit

$$H = \frac{J^{(2)}}{4\hbar^2} \quad (22)$$

La hauteur du spectre γ (après soustraction du fond statistique) est directement proportionnelle à $J^{(2)}$.

Cette méthode s'avère assez délicate à utiliser, en raison de la nécessité de prendre en compte la nourriture latérale de chacun des niveaux mis en jeu. Une correction de cet effet ^{36,37} permet de mesurer $J^{(2)}$ jusqu'à des fréquences de rotation $\hbar\omega \sim 0.7$ MeV.

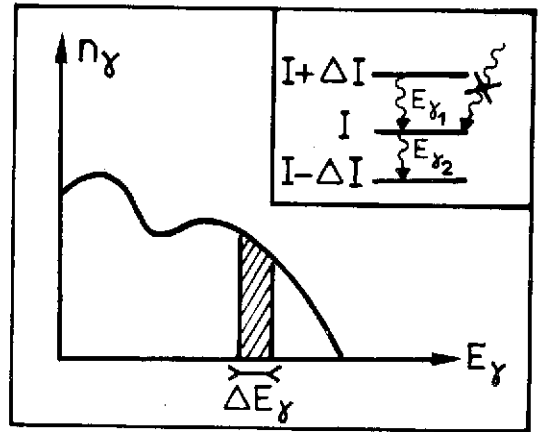


Fig. 30 : Allure du spectre γ normalisé à la multiplicité après soustraction des γ statistiques.

e) Quelques exemples :

. La figure 31 regroupe quelques résultats relatifs au ^{130}Ce . Cet isotope a été formé par la réaction $^{100}\text{Mo} (^{34}\text{S}, 4n)$. Les γ de désexcitation du noyau composé sont étudiés à l'aide du dispositif TESSA ^{5,38}. Les détecteurs Ge munis d'anti-Compton permettent une étude détaillée des raies discrètes : ainsi, la bande construite sur l'état fondamental

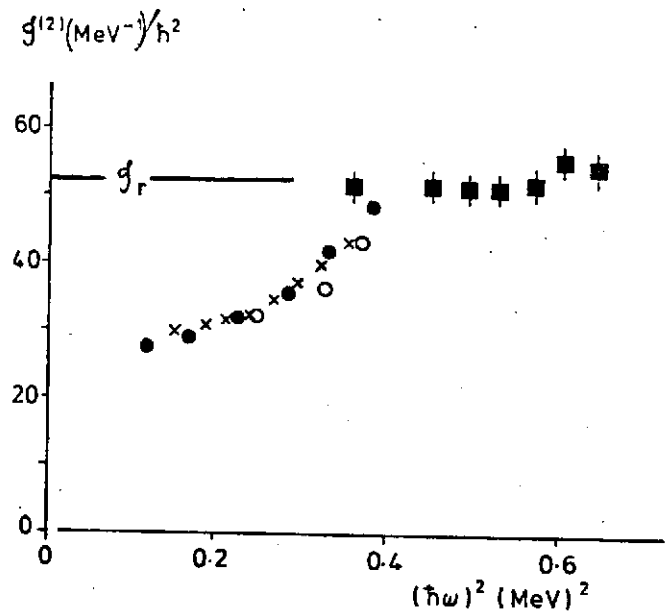
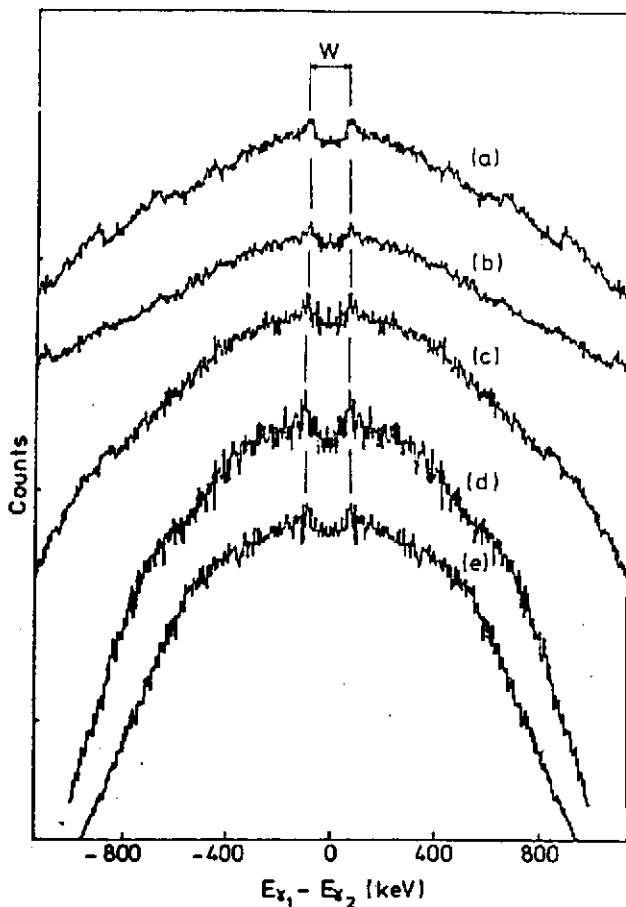


Fig. 31 : Sur la courbe de droite, les valeurs de $J^{(2)}$ sont déduites des raies discrètes ⁵ de la bande yrast (x), de celles de la bande construite sur l'isomère (o) et de mesures de corrélations γ - γ [o - ref.39 - et ■ - ref.5 -].

a été établie jusqu'au spin $26+$ et la bande latérale à parité négative prolongée jusqu'à l'état $35-$. La partie droite de la figure montre l'évolution du moment d'inertie $\mathcal{J}^{(2)}$ en fonction de la fréquence de rotation. Les points noirs et les croix correspondent aux valeurs obtenues à partir des transitions discrètes. Les carrés représentent les moments d'inertie déduits de la matrice de corrélation $\gamma-\gamma$. La partie gauche de la figure montre les spectres qui ont fourni ces valeurs. Ces courbes correspondent à différentes coupes perpendiculaires, pour des tranches d'énergie de 100 KeV entre 1.000 et 1.500 KeV. Il convient de souligner qu'aucun des deux traitements visant à soustraire les événements non corrélés n'a été appliqué à la matrice : le rapport pic/compton obtenu grâce aux anti-compton permet de visualiser la vallée et de mesurer sa largeur sans correction aux données brutes. Le moment d'inertie $\mathcal{J}^{(2)}$ ainsi mesuré croît progressivement avec la vitesse de rotation, puis demeure constant quand $(\hbar\omega)^2 \approx 0.35 \text{ MeV}^2$. Il devient alors très voisin de la valeur \mathcal{J}_r portée sur la figure, et qui est celle d'un ellipsoïde rigide de même masse ayant un paramètre de déformation $\mathcal{E}_2 = 0.25$.

- Les figures 32 et 33 illustrent deux types de variations de moments d'inertie en fonction de la vitesse de rotation, observées dans deux noyaux rotationnels, ^{156}Dy et ^{238}U respectivement. Des expériences de type (Ions Lourds, xn) pour le premier, et d'excitation coulombienne pour le second, ont permis de construire la ligne yrast jusqu'au spin $\sim 30\hbar$.

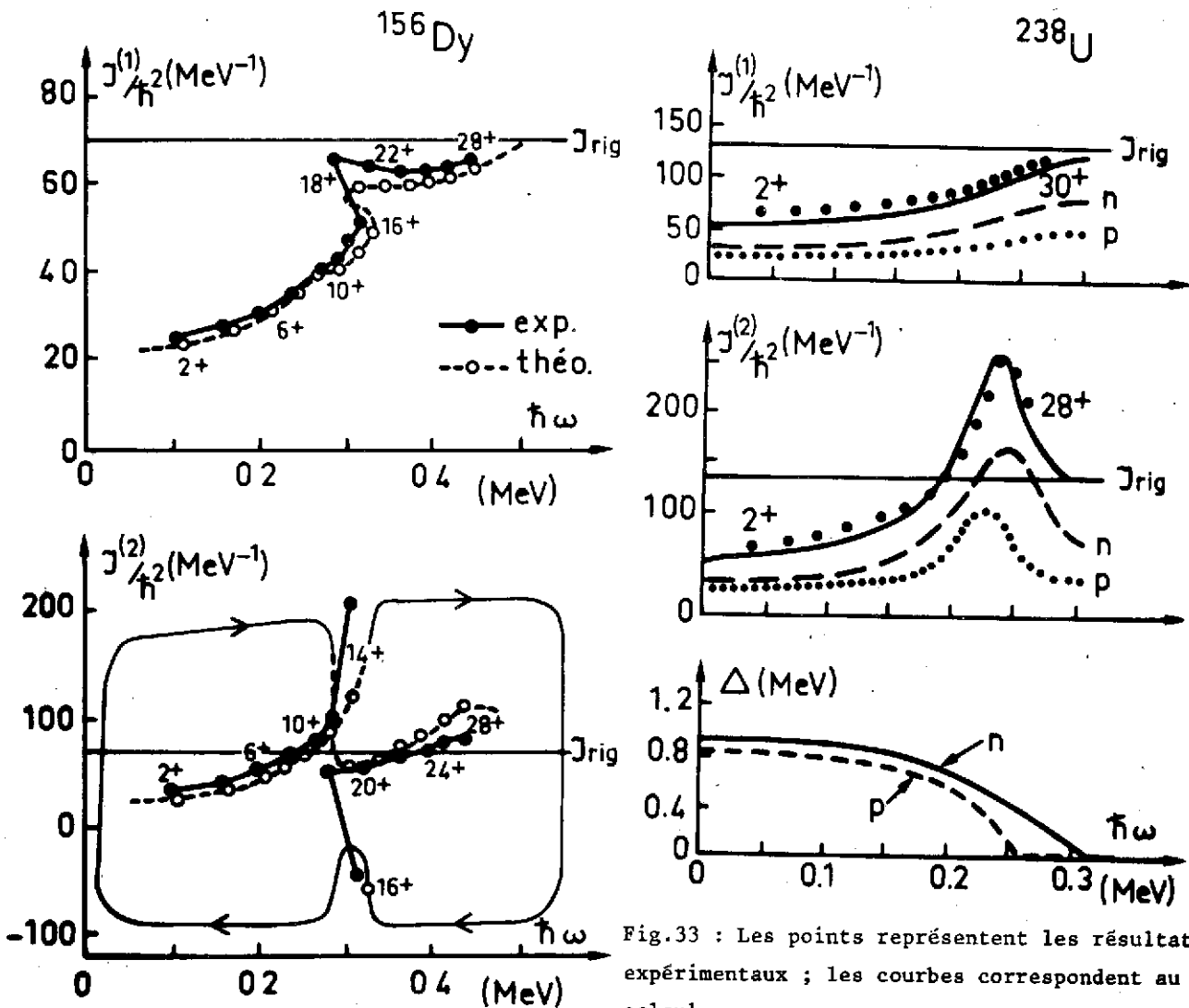


Fig. 32

Fig.33 : Les points représentent les résultats expérimentaux ; les courbes correspondent au calcul.

A l'aide des formules (14) et (21), il est donc possible d'en déduire les valeurs de $\mathcal{J}^{(1)}$ et $\mathcal{J}^{(2)}$. Leur différence de comportement est frappante. Des discontinuités apparaissent pour le dysprosium: elles sont attribuées au découplage d'une paire de nucléons, ici deux neutrons dans l'orbitale de grand moment angulaire $i \frac{13}{2}$ (phénomène de back-bending). Au contraire, la croissance de $\mathcal{J}^{(1)}$ est douce et régulière pour l'uranium. $\mathcal{J}^{(2)}$ croît plus rapidement et présente un maximum. $\mathcal{J}^{(1)}$ et $\mathcal{J}^{(2)}$ semblent tendre tous deux vers le moment d'inertie d'un solide rigide aux grandes vitesses de rotation.

Les résultats des calculs effectués dans le cadre du modèle du cranking sont représentés sur les figures 32 et 33. L'accord avec l'expérience est remarquable. La contribution des neutrons et des protons est montrée séparément sur la figure 33. Au bas de celle-ci sont aussi reportées les valeurs du pairing Δ pour les deux types de nucléons. On constate que la variation de $\mathcal{J}^{(2)}$ est corrélée à la disparition du pairing. Pour cet isotope (et le même comportement est observé pour d'autres isotopes pairs déformés d'uranium), il n'y a pas une paire qui s'aligne soudainement; mais l'effet de plusieurs nucléons se conjugue pour provoquer un alignement progressif. Cet effet se justifie microscopiquement, car plusieurs états de particules (dont le routhian est calculé dans ce modèle par la méthode Hartree-Fock-Bogobyubov avec un potentiel de Saxon-Wood - voir exposé de Z. Szymanski -) se situent au voisinage de l'énergie de Fermi, aux fréquences de rotation considérées, et interviennent alors. Il n'en est pas de même pour plusieurs isotopes de terres rares, et notamment ^{156}Dy . Dans ce cas, lorsque la fréquence de rotation croît, seul le routhian d'une orbitale $vi \frac{13}{2}$ est abaissé vers le niveau de Fermi; ceci explique qu'une seule paire intervient dans l'alignement observé lors du back-bending.

III.4 Alignement :

La figure 22 schématise deux mécanismes capables d'expliquer le spin d'un état donné. L'alignement du moment angulaire de quelques nucléons est susceptible de rendre compte de la ligne yrast de noyaux tels que ^{154}Er jusqu'à des spins $\sim 30\hbar$. Pour des noyaux rotationnels, tels que ^{158}Dy ou ^{160}Yb , le mouvement de rotation collective constitue le processus dominant; mais il ne rend pas compte de la totalité du moment angulaire. Celui-ci comporte une composante "collective" et une composante d'"alignement".

Dans le cas d'isotopes présentant le phénomène de back-bending, cette dernière peut être mise en évidence par une analyse graphique simple, telle que le montre la figure 34, relative à ^{160}Yb . La représentation choisie ici est celle du moment angulaire I en fonction de la fréquence de rotation ω . Au sein d'une bande collective donnée, I est une fonction monotone légèrement croissante de ω : on l'observe pour la bande fondamentale, quand les valeurs I sont comprises entre 2 et 10. La brusque augmentation observée pour $\omega = 0.28$ MeV s'explique par l'alignement du moment angulaire de 2 particules. Ensuite ($14 \lesssim I \lesssim 24$) on retrouve la lente variation associée à la bande S | construite sur l'état à deux quasi-particules ($vi \frac{13}{2}$)². A la fréquence $\omega = 0.42$ MeV, une seconde discontinuité traduit la brisure d'une deuxième paire.

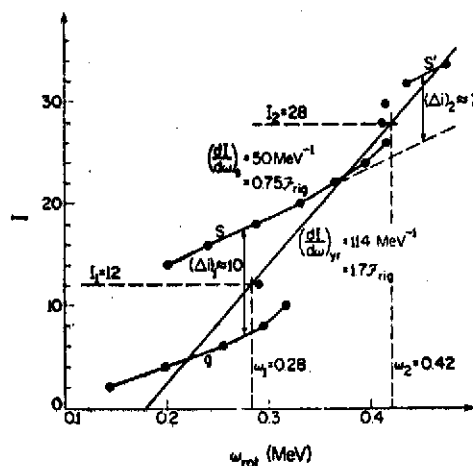


Fig. 34

La contribution i au moment angulaire provenant de l'alignement se mesure par la distance qui sépare les parties régulières de la courbe : ainsi, $i = (\Delta i)_1 \approx 10\hbar$ pour $14 < I < 26$ et $i = (\Delta i)_1 + (\Delta i)_2 \approx 17\hbar$ pour $I > 32$.

Le moment angulaire aligné i peut être estimé dans le cadre du modèle du cranking⁴¹. La figure 23 rappelle le couplage des composantes alignée et collective du moment angulaire pour un noyau déformé. On peut en déduire la formule semi-classique

$$I_{x'} = \sqrt{(I + \frac{1}{2})^2 - K^2}$$

Compte-tenu de la définition du moment d'inertie cinématique, cette expression peut encore s'écrire

$$I_{x'} = i + R = i + \mathcal{J}^{(1)} \cdot \omega$$

et, en adoptant pour $\mathcal{J}^{(1)}$ la paramétrisation de Harris³⁴ [voir formule (20)]

$$I_{x'} = i + \omega \mathcal{J}_0 + \omega^3 \mathcal{J}_1 \quad (23)$$

La formule (23) se prête à une confrontation avec l'expérience. Elle permet de calculer la contribution i . A cet effet, \mathcal{J}_0 et \mathcal{J}_1 sont considérés comme deux paramètres qui sont ajustés sur des états de référence. Leur choix constitue une des difficultés de cette analyse⁴². Les figures 35 et 36 illustrent deux exemples de résultats obtenus suivant cette démarche. La première montre les valeurs de l'alignement dans la bande fondamentale et trois bandes latérales non yrast à parité négative mises en évidence⁴³ dans l'isotope ^{160}Yb . Trois fréquences particulières y sont mises en évidence : elles sont attribuées à des croisements de bandes responsables de l'accroissement plus ou moins brutal d'alignement. Les deux fréquences extrêmes ont déjà été discutées. La fréquence intermédiaire, commune aux trois bandes latérales ainsi qu'à la bande construite sur l'état $i = \frac{13}{2}$ de ^{161}Yb est aussi attribuée à la brisure d'une paire $\nu i = \frac{13}{2}$. La figure 36 résume des données relatives à quelques

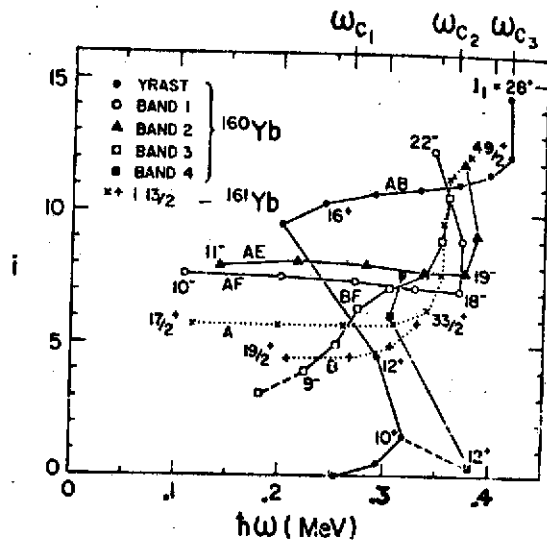


Fig. 35

actinides. On retrouve, pour la bande fondamentale des isotopes d'uranium, un comportement très différent de celui observé pour l'ytterbium, comme c'était déjà le cas pour les moments d'inertie. Sur la même figure sont reportés les alignements relatifs aux bandes construite sur l'état fondamental de ^{235}U et ^{237}Np , de configuration respective $\nu(743 \frac{7}{2}^-)$ et $\pi(642 \frac{5}{2}^+)$. Ces bandes ont été établies par des expériences d'excitation coulombienne⁴⁴. Leur étude permet ainsi d'appréhender le rôle éventuel joué par les orbitales de haut spin $\pi i = \frac{13}{2}$ et $\nu j = \frac{15}{2}$.

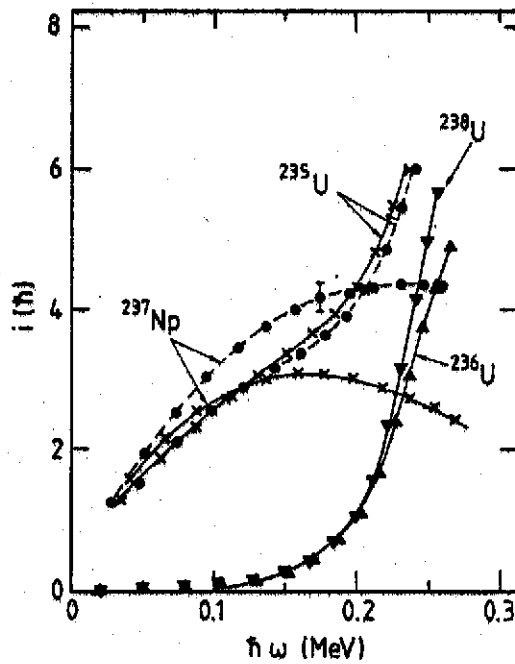


Fig. 36

Ces quelques exemples montrent que l'alignement peut être cerné avec précision à travers l'étude des γ discrets, c'est à dire jusqu'à des spins $\sim 40\hbar$. Au delà, une analyse aussi détaillée ne peut plus être réalisée, en raison de l'impossibilité d'isoler les bandes individuelles. Cependant, le rôle éventuel de quelques états de particule peut encore se manifester à travers la composante alignée du moment angulaire ; et celle ci peut être déduite de mesures de moment d'inertie effectuées par l'étude du continuum γ ³⁷.

4ème PARTIE : ETUDE DES TRES HAUTS SPINS A TRAVERS LE CONTINUUM γ :

Malgré l'impossibilité de résoudre les transitions désexcitant les états nucléaires situés dans le domaine de spin $\sim 40\pi \rightarrow \sim 65\pi$, certaines propriétés moyennes peuvent être appréhendées. Elles concernent des niveaux situés le long de la ligne yrast et dans un domaine de quelques MeV au-dessus de cette ligne. On parvient à préciser les propriétés des bandes de désexcitation, et l'évolution de la forme du noyau en fonction de la vitesse de rotation. Ces possibilités sont illustrées ici sur deux exemples. Ils concernent des isotopes de terres rares ($A \sim 160$) qui peuvent supporter de grandes valeurs du moment angulaire. Ils permettent aussi de comparer les performances des deux dernières générations de détecteurs (détecteur-somme et ensemble modulaire 4π).

IV.1 : Propriétés d'isotopes d'erbium :

A bas spin, les propriétés des isotopes d'erbium dépendent du nombre de neutrons. Les plus lourds ($A \sim 160$) se comportent comme de bons rotors. Les plus légers, dont le nombre de neutrons avoisine 82, présentent un caractère vibrationnel ; ^{154}Er a fourni, dans la 3ème partie, un excellent exemple de rotation non collective.

Pour étudier ces deux types de noyaux à très haut spin, les réactions suivantes sont exploitées :

- le système $^{40}\text{Ar}(185 \text{ MeV}) + ^{124}\text{Sn}$ conduit au noyau composé $^{164}\text{Er}^*$ et, après évaporation de quelques neutrons, aux noyaux rotationnels de masse égale à 160 ou très voisine 9,45 .
- les réactions $^{40}\text{Ar}(185 \text{ MeV}) + ^{118}\text{Sn}$ et/ou $^{84}\text{Kr}(340 \text{ MeV}) + ^{74}\text{Ge}$ permettent de former le noyau composé $^{158}\text{Er}^*$, et d'obtenir après évaporation de quelques nucléons les noyaux résiduels de masse $A \sim 154$.

a) Technique expérimentale :

Elle est schématisée sur la figure 37. Le dispositif comporte un détecteur-somme constitué d'un cylindre de NaI(⊗) de 30cm de diamètre et 30cm de longueur, percé d'un trou longitudinal laissant le passage du faisceau et d'un puits latéral permettant de voir la cible à l'aide d'un autre détecteur. Son efficacité aux photons de 1.1 MeV est $\Omega = 0.8$. Il fournit le spectre d'énergie totale. De plus, étant constitué de 4 secteurs optiquement indépendants, il permet d'accéder à la multiplicité γ (cf. plus loin). D'autres détecteurs

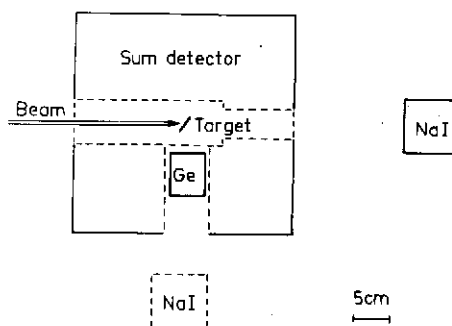


Fig. 37

à 0° ou à 90° du faisceau, sont utilisés en coïncidence avec le détecteur-somme : à 0° est placé un compteur NaI de plus faible efficacité ($\omega \sim 2 \times 10^{-3}$) qui ne détecte en moyenne qu'un seul photon d'une cascade donnée. il fournit donc la forme du spectre γ . Un second détecteur de même volume placé à 90° permet de mesurer l'anisotropie de la distribution angulaire des γ . Il peut être remplacé par un Ge(Li) (mise en évidence des γ discrets et sélection du noyau résiduel) ou un détecteur au Si (mesure des photons X_K associés à la conversion interne des γ). La cible comporte 1 mg/cm^2 d'isotope enrichi déposé sur un support de plomb. Celui-ci arrête le noyau composé de recul et le faisceau.

b) Forme du spectre γ :

Grâce au détecteur-somme, il est possible d'enregistrer le spectre associé à la désexcitation de différentes plages d'énergie d'excitation et de moment angulaire du noyau composé. Le principe de ce filtrage est illustré sur la figure 38 : les zones d'entrée associées à chaque noyau résiduel γ sont représentées dans le plan (E^*, I) , ainsi que l'énergie totale des cascades γ (partie gauche de la figure). A chaque tranche d'énergie dans le spectre d'énergie totale correspond une plage (représentée en grisé) de cette zone d'entrée. On voit ainsi qu'à des tranches d'énergie totale croissante correspondent des domaines de

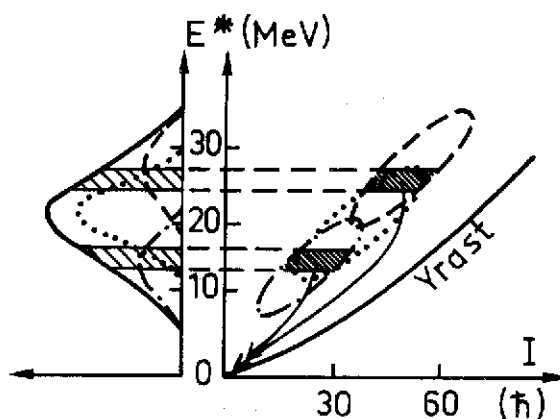


Fig. 38 : Les courbes non continues sont relatives aux noyaux résiduels obtenus après évaporation de respectivement 3(---), 4(....) et 5(-.-.-) neutrons.

la zone d'entrée dont le spin moyen croît. Cette sélection n'est pas excellente : à l'étalement des zones d'entrée (qui entraîne un recouvrement des fenêtres en spin associées à deux tranches adjacentes) s'ajoutent des effets instrumentaux (l'efficacité $\Omega < 1$ du détecteur, d'où résulte une résolution en énergie médiocre). Néanmoins, la valeur moyenne du spin associée à chaque tranche d'énergie du cristal somme peut être déterminée avec une incertitude de l'ordre de 10%⁴⁶.

La distribution en énergie des photons γ issus des différentes régions de la ligne d'entrée ainsi déterminées est montrée sur la figure 38 pour les deux systèmes $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ (a) et $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ (b et c). Le numéro de chacun des spectres correspond à la fenêtre de même label prise sur le spectre d'énergie totale (figure 38d). Les neutrons évaporés par le noyau composé et détectés sont identifiés par temps de vol et rejetés. Les spectres de la figure 38 a-b-c sont normalisés à la multiplicité de la fenêtre associée (figure 38e) et déconvolués. Ces spectres mettent clairement en évidence la présence de structures superposées au fond des γ statistiques, et visiblement associées aux transitions entre états de très haut spin. Les deux systèmes diffèrent très sensiblement : pour celui conduisant aux isotopes d'erbium de masse $A \approx 160$, une seule et large structure apparaît, dont la limite supérieure d'énergie croît avec le spin. Dans le cas du système plus léger, deux pics sont présents dans les spectres associés aux fenêtres de grand moment angulaire, à des énergies (650 et 1350 KeV respectivement) à peu près indépendantes de ce spin. Ces aspects seront rediscutés ultérieurement.

c) Multiplicités :

Pour chacune des fenêtres, la multiplicité est obtenue en exploitant le détecteur-somme, en fait constitué de 4 compteurs indépendants, comme un filtre à multiplicité. On mesure la probabilité $P_{4p}^M(M, \omega, f)$ [voir formule (9)] que p parmi ces 4 détecteurs soient touchés. Connaissant ω et f , déterminés expérimentalement à l'aide de sources étalons, on en déduit M . Ces mesures fournissent la valeur moyenne \bar{M} de la multiplicité et sa variance σ_M . A cet effet, on suppose que la distribution de multiplicité est une gaussienne, telle que

$$P_{4p}^{\bar{M}} = \int P_{4p}^M \times (2\pi \sigma^2)^{-\frac{1}{2}} \times \exp - \frac{(M-\bar{M})^2}{2\sigma^2} \times dM$$

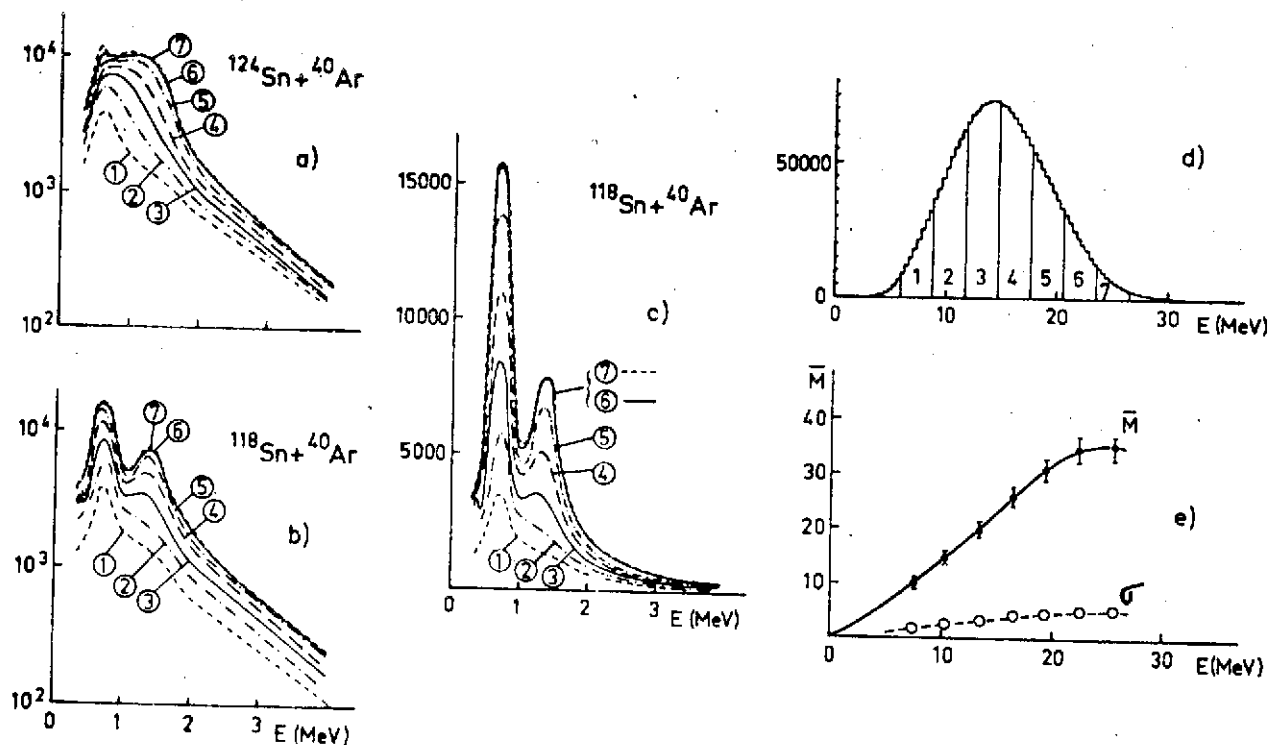


Fig. 39 : Spectres γ enregistrés avec un détecteur NaI et associés à différentes tranches d'énergie totale, pour les systèmes $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ (a), $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ (b et c). La figure (d) montre le spectre d'énergie totale et les fenêtres pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$. La valeur moyenne et la variance σ de la multiplicité pour les différentes valeurs de l'énergie totale apparaissent en (e).

\bar{M} et σ sont extraits par une procédure de moindres carrés. Les résultats sont reportés figure 38e pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$.

Les courbes de la figure 38 sont obtenues lors d'une expérience où le détecteur-somme est en coïncidence avec un NaI, dont la résolution en énergie ne permet pas de sélectionner un noyau résiduel donné. Par contre, une telle sélection devient possible lors d'une mesure de coïncidence détecteur-somme-Ge. En identifiant chacune des voies de sortie par les raies discrètes du bas de la cascade, on construit la forme du spectre d'énergie totale E^* associé, ainsi que la distribution de multiplicité en fonction de E^* . Les distributions ainsi mesurées⁴⁵ pour les canaux 3n, 4n et 5n sont, aux incertitudes expérimentales près, identiques entr'elles et à la courbe 38e. Ce résultat confirme le schéma de la figure 38, où les zones d'entrée des différents noyaux résiduels sont grossièrement parallèles à la ligne yrast.

d) Multipolarité des transitions γ :

Connaissant la multiplicité M d'une cascade γ , on peut remonter au spin du niveau de départ si l'on connaît la multipolarité des transitions qui la composent. Déterminer ces

multipolarités constitue donc un problème essentiel, mais difficile. Plusieurs méthodes ont été mises en jeu ; en raison de la complexité du spectre, aucune ne permet une détermination complètement sûre de cette grandeur. La mesure de la distribution angulaire des γ constitue le procédé le plus souvent employé⁴⁷. Elle a permis d'établir que le fond statistique comprend des transitions E1, alors que la bosse (figure 39a) mise en évidence dans des noyaux rotationnels est formée de transitions quadrupolaires électriques E2. Ces informations ont été confirmées par des mesures d'électrons de conversion^{48,49}, ainsi que par la détermination de la polarisation linéaire des photons^{50,51}.

En raison de l'alignement du moment angulaire, l'émission γ est anisotrope. La distribution angulaire s'exprime à l'aide des polynômes de Legendre par

$$n(\theta) = n_0 \left[1 + \sum_k A_{2k} P_{2k}(\cos \theta) \right]$$

Le terme en A_4 , a priori nécessaire pour les transitions quadrupolaires, s'avère très faible et sera négligé dans la suite. Le développement est donc limité au terme A_2 . Dans l'expérience présentée ici, A_2 est déterminé à partir de la mesure de l'anisotropie

$$r = \frac{n(E\gamma, 0^\circ)}{n(E\gamma, 90^\circ)}$$

La figure 40 montre la variation de r en fonction de l'énergie des γ pour le système ^{84}Kr (340 MeV) + ^{74}Ge .

Ces données sont exploitées moyennant deux hypothèses :

- le spectre ne comporte que des transitions dipolaires et quadrupolaires.
 - les transitions sont alignées (ce qui implique qu'une transition de multipolarité λ issue d'un état de spin I' peuple un niveau de spin $I-\lambda$, à l'exclusion des autres spins possibles).
- Cette hypothèse, non justifiée pour les γ statistiques - voir plus loin -, se révèle correcte pour des transitions quasi-yrast qui refroidissent le noyau et emportent l'essentiel du moment angulaire.

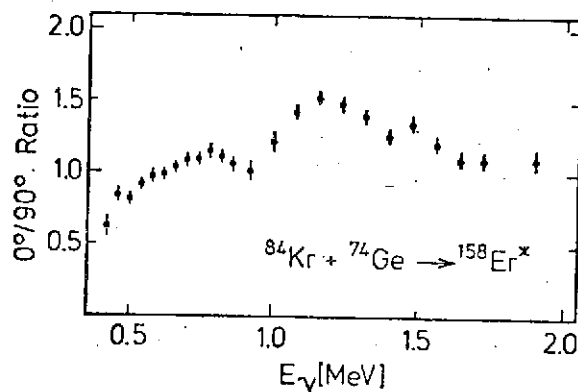


Fig. 40

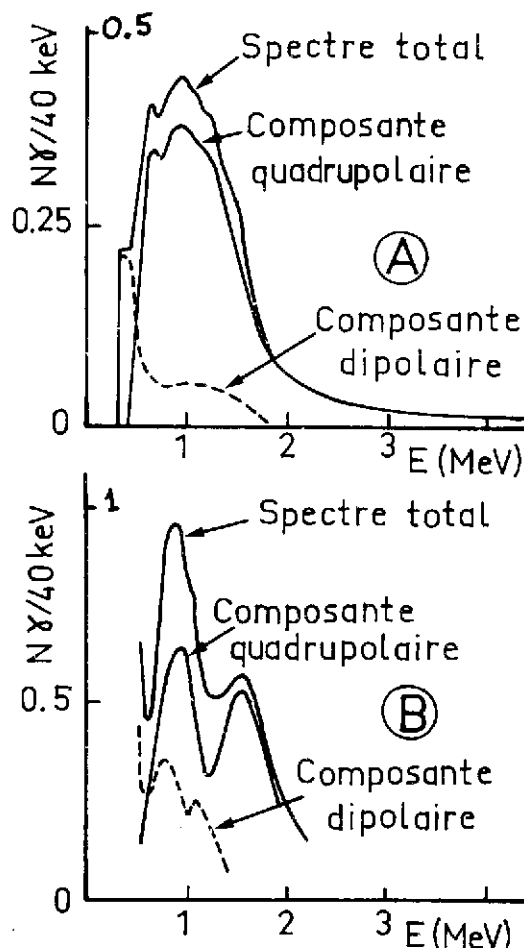


Fig. 41 : Décomposition multipolaire du spectre γ associé aux systèmes respectifs $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ (A) et $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ (B) pour un spin d'entrée $I = 45$.

Avec ces hypothèses, l'anisotropie vaut environ 1,4 pour une transition quadrupolaire et environ 0,7 pour une dipolaire. La seule vue de la courbe $r(E\gamma)$ [figure 40] montre que la structure d'énergie 1,35 MeV est essentiellement de nature quadrupolaire, tandis que les multipolarités $\lambda = 2$ et $\lambda = 1$ se mélangent à plus basse énergie. La décomposition du spectre en ses composantes $\lambda = 2$ et $\lambda = 1$, qui conduit aux courbes de la figure 41, est effectuée comme suit : le rapport b du nombre de photons dipolaires au nombre de γ quadrupolaires est pour chaque énergie des γ , relié à l'anisotropie r par

$$b(E\gamma) = \frac{n_D}{n_Q} = \frac{r - (1 - \frac{r}{2}) A_2^Q - 1}{r - (1 + \frac{r}{2}) A_2^D - 1}$$

où r est issu de l'expérience et A_2^Q (A_2^D) est le coefficient du polynôme de Legendre pour une transition alignée quadrupolaire (dipolaire). On détermine alors, pour chaque valeur de l'énergie $E\gamma$, le nombre de photons d'une multipolarité donnée par

$$n_D = \frac{b}{1+b} n\gamma \quad \text{et} \quad n_Q = \frac{1}{1+b} n\gamma$$

où $n\gamma$ représente, après déconvolution et normalisation, la moyenne du nombre des photons détectés à 0° et 90° (ceci afin de minimiser un éventuel effet de distribution angulaire). Les courbes ainsi obtenues confirment une très forte prédominance des transitions quadrupolaires dans le spectre associé au système $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$. Pour le système plus léger, alors que la bosse de haute énergie contient des transitions quadrupolaires, celle de 0,65 MeV comporte un mélange des deux multipolarités.

e) Mesures des vies moyennes :

La vie moyenne des états de très haut spin constitue une information qui permet de préciser si les transitions qui les dés excitent sont ou non de nature collective. Le déplacement par effet Doppler de l'énergie des raies γ émises en vol par le noyau qui recule (méthode DSAM) fournit un moyen d'accéder à ces vies moyennes. Une telle mesure a montré que les transitions E2 qui composent la large structure des spectres γ associés aux isotopes lourds d'erbium sont fortement accélérées, donc de nature collective⁵². Il en est de même pour la raie de haute énergie (1,35 MeV) des isotopes plus légers⁵³. Toutefois, ces mesures considèrent le spectre γ total dés excitant le noyau composé formé sans explorer le domaine de spin concerné. L'expérience discutée ici⁵⁴ exploite le détecteur-somme (dispositif de la figure 37 avec deux NaI placés respectivement à 0° et 90°) qui est utilisé, comme précédemment discuté, pour sélectionner différents spin d'entrée.

Les isotopes d'erbium de masse $A \approx 154$ sont produits avec une grande vitesse de recul ($\beta = \frac{v}{c} = 0,05$) par la réaction $^{84}\text{Kr} (340 \text{ MeV}) + ^{74}\text{Ge} \rightarrow ^{158}\text{Er}^*$. A cette énergie de faisceau l'évaporation de 3 ou 4 neutrons représente les voies de sortie dominantes. Les NaI placés à 0° et 90° enregistrent les γ issus de la cible, en coïncidence avec le détecteur-somme (la condition que 3 au moins des 4 secteurs de ce dernier soient touchés permet d'éliminer les événements de faible multiplicité). Deux cibles monoisotopiques de ^{74}Ge de même épaisseur (1 mg/cm^2) sont alternativement utilisées : l'une est auto-supportée, et laisse donc reculer les noyaux dans le vide (les γ émis à 0° possèdent alors un décalage Doppler maximum) ; l'autre est disposée sur une feuille d'or de 0,2mm qui arrête les noyaux de recul. La figure 42 montre comment évolue la vitesse du noyau de recul dans l'or en fonction du temps. L'arrêt complet est obtenu en $\approx 1,4$ ps. Le décalage Doppler dépend de

l'instant d'émission : on compare donc dans cette mesure la vie moyenne nucléaire au temps de ralentissement. Les spectres enregistrés par les deux NaI pour différentes tranches d'énergie totale (et donc pour différents spins d'entrée), après suppression des neutrons discriminés par temps de vol, sont déconvolués et normalisés à la multiplicité correspondante. La figure 43 illustre quelques résultats ainsi obtenus. Les deux courbes de gauche représentent deux spectres enregistrés à 0° pour deux valeurs différentes de l'énergie totale, ainsi que de la multiplicité moyenne, et donc aussi du spin d'entrée.

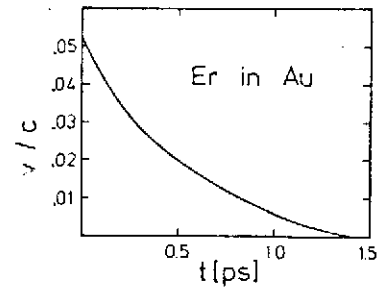


Fig. 42

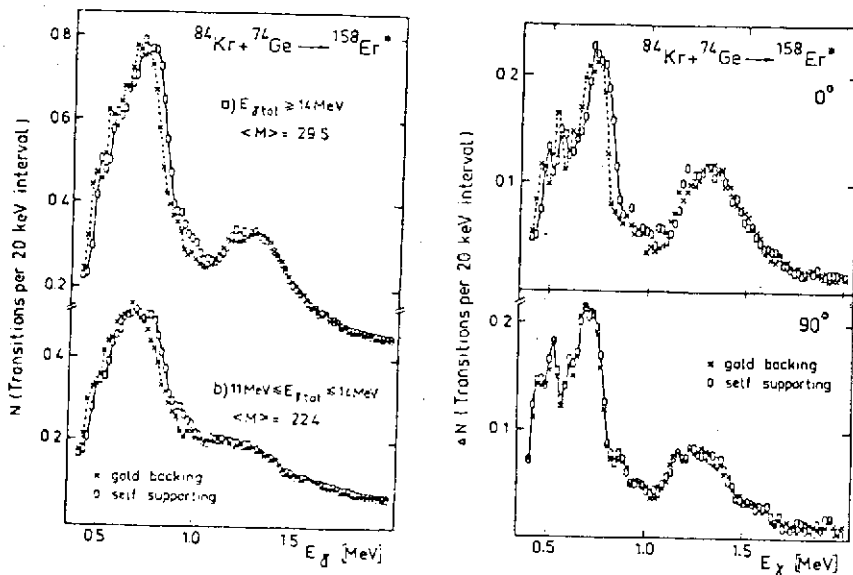


Fig. 43

Les figures de droite montrent les différences entre les spectres a et b de gauche (normalisés à la multiplicité correspondante) respectivement pour le détecteur placé à 0° et celui situé à 90° , angle où l'effet Doppler est absent. Cette soustraction a comme conséquence que les transitions constituant les spectres de droite sont bien issues de niveaux de très haut spin (40 à 60 \hbar). Le spectre à 0° montre que pour le pic de basse énergie, l'effet Doppler est totalement atténué pour la cible sur support d'or : l'émission a lieu au repos ; il en résulte que les états impliqués possèdent une vie moyenne au moins de l'ordre de grandeur du temps d'arrêt ($\tau \gtrsim 1,4$ ps). Au contraire, la structure de 1,35MeV est identique pour les deux cibles : les γ sont émis avant que le noyau de recul ne soit sensiblement ralenti. Une analyse détaillée montre que ces transitions quadrupolaires (cf. paragraphe précédent) sont collectives, avec un important facteur d'accélération $\frac{B(E2)}{B_{sp}} > 140$. Il n'en est pas de même pour la structure de basse énergie, ce qui montre que la désexcitation de ce noyau composé procède par deux chemins aux propriétés différentes.

f) Nature de la composante dipolaire ; présence de transitions M1 :

La distribution angulaire des γ a mis en évidence la présence de transitions dipolaires, notamment à basse énergie. Il est important de préciser leur nature électrique

ou magnétique. A cette fin, les X_K associés à la conversion interne sont enregistrés⁵⁵ à l'aide d'un détecteur au Si(Li) de très bonne résolution mis en coïncidence avec le détecteur-somme utilisé pour sélectionner différentes valeurs du spin d'entrée de la cascade (cf. figure 37). Le Si est placé à 90° du faisceau, tandis qu'à 0° un NaI enregistre les γ .

Pour chaque tranche d'énergie totale γ , donc pour chaque valeur du spin d'entrée, le nombre total d'électrons de conversion K est donné par l'expression

$$M_K = 1,33 \left(\frac{N_{K\alpha}}{N_\gamma} \right) \left(\frac{e_\gamma}{e_x} \right) M_\gamma$$

où $N_{K\alpha}$ (N_γ) mesure le nombre de $X_{K\alpha}$ (de photons γ) détectés par le Si (NaI) ; e_x (e_γ) est l'efficacité du compteur X (γ) ; M_γ représente la multiplicité γ pour la tranche considérée, mesurée comme indiqué au § IVc. Le nombre de photons N_γ , fourni par le détecteur NaI à 0°, est corrigé des effets de distribution angulaire. Le coefficient 1,33 prend en compte le rendement de fluorescence X et le rapport des intensités des raies K_α et K_β .

Afin de connaître le nombre d'électrons de conversion K issus du continuum, il convient de soustraire la contribution des transitions γ discrètes. Un spectre γ a été enregistré dans les mêmes conditions expérimentales à l'aide d'un compteur Ge(Li) qui a remplacé le détecteur X. Pour chaque tranche d'énergie totale, il a fourni⁴⁶ l'intensité des transitions γ désexcitant les niveaux de la ligne γ rast bien connue jusqu'au spin 38 \hbar .

La multiplicité des électrons K est montrée sur la figure 44 en fonction du spin d'entrée. Pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$, qui conduit à des noyaux résiduels rotationnels, la contribution des raies discrètes ne peut rendre compte de la multiplicité mesurée. Le nombre (faible mais non nul) d'électrons issus du continuum croît avec le spin au moins jusqu'à $I \approx 50$. Les transitions quadrupolaires présentes dans le spectre ne peuvent rendre compte de ce nombre. L'essentiel provient des transitions dipolaires. On peut calculer quelle multiplicité d'électrons K devrait être observée selon qu'il s'agit de dipôles électriques ou magnétiques. La multiplicité calculée avec des E1 est nettement inférieure aux valeurs expérimentales, alors que les transitions M1 donnent une courbe qui s'accorde avec l'expérience. Il convient de souligner que plus de 75%

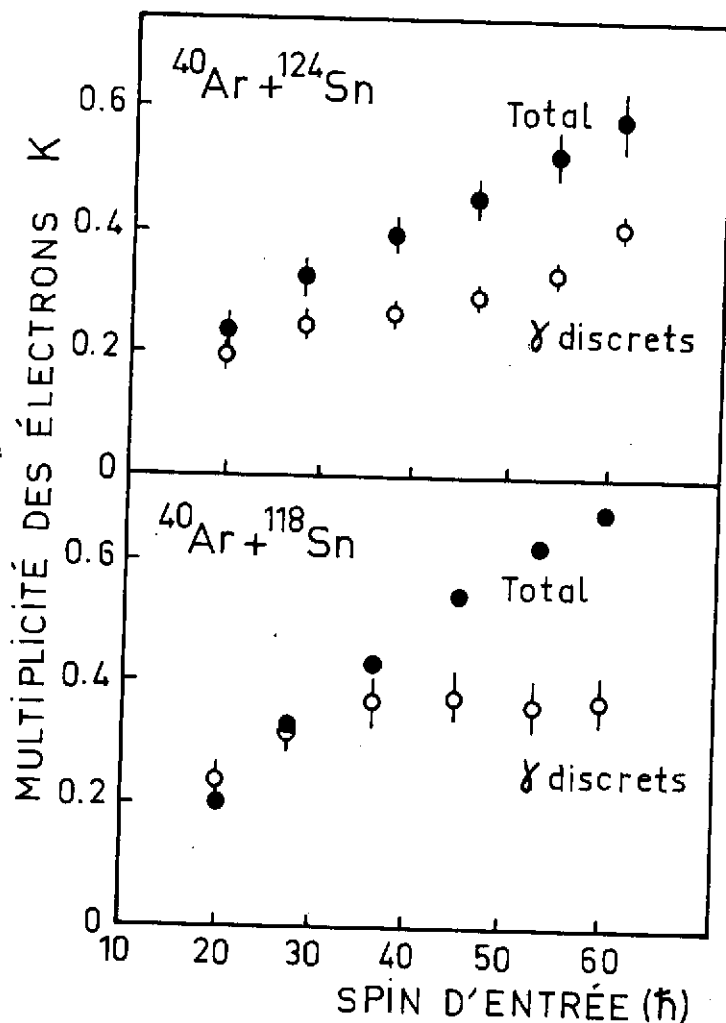


Fig. 44

des électrons K proviennent de transitions de basse énergie (~ 350 KeV).

La figure 44 révèle un comportement quelque peu différent du système $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$: jusqu'au spin 35 - 40 \hbar , les transitions discrètes sont responsables de la totalité des électrons K observés. Ceci s'accorde avec l'image de rotation non collective de ces isotopes autour de leur axe de symétrie. La contribution issue du continuum croît avec le spin. L'énergie des transitions impliquées s'avère plus délicate à préciser dans ce cas : il est possible que des dipôles de basse énergie (300 à 400 KeV) interviennent, comme pour les rotors. Mais on ne peut exclure une contribution de la composante dipolaire de la structure centrée à 650 KeV;

g) Les γ statistiques :

Les transitions γ discrètes et les structures précédemment discutées sont superposées au fond continu des γ statistiques. Cette partie du spectre permet d'étudier comment le noyau se refroidit pour atteindre la région voisine de la ligne yrast. Après que le spectre enregistré par le détecteur NaI placé à 0° ait été corrigé de la présence des neutrons (discriminés par temps de vol) et d'un décalage en énergie provoqué par l'effet Doppler⁵⁶, cette partie du spectre est analysée en adoptant pour les γ statistiques la distribution donnée par la formule (5). Comme pour les autres grandeurs mesurées, cette étude est effectuée pour différentes valeurs du spin d'entrée de la cascade, sélectionnées par le détecteur-somme. L'ajustement de la formule (5) au spectre expérimental est effectué dans la région d'énergie $3,2 \text{ MeV} < E_\gamma < 6 \text{ MeV}$ où seules ces transitions sont présentes. Lorsque le spin d'entrée croît de 20 à 60 \hbar , l'analyse fournit une température nucléaire à peu près constante (0.6 à 0.7 MeV), une multiplicité de ces γ qui augmente légèrement de 3 à 4,5 ; le produit de la multiplicité par l'énergie moyenne des photons fournit l'énergie emportée en moyenne par ces transitions statistiques : elle croît régulièrement de 8 MeV ($I \approx 20$) à environ 12 MeV ($I \approx 60$). Il convient de souligner que ces résultats sont communs aux deux systèmes $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ conduisant à des noyaux rotationnels et $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ formant des isotopes aux propriétés différentes. Ceci conforte l'idée que l'émission de ces γ intervient dans une région de très grande densité de niveaux et est à peu près indépendante des propriétés spécifiques des noyaux étudiés.

La figure 45 montre comment l'anisotropie de la distribution angulaire de ces photons évolue en fonction du spin d'entrée.

Là encore, les deux systèmes étudiés présentent, aux incertitudes expérimentales près, un comportement très semblable.

Les courbes tiretées de la figure 45 sont issues de calculs simulant la cascade statistique. Ils sont réalisés⁵⁶ en supposant que seules des transitions purement dipolaires ou purement quadru-

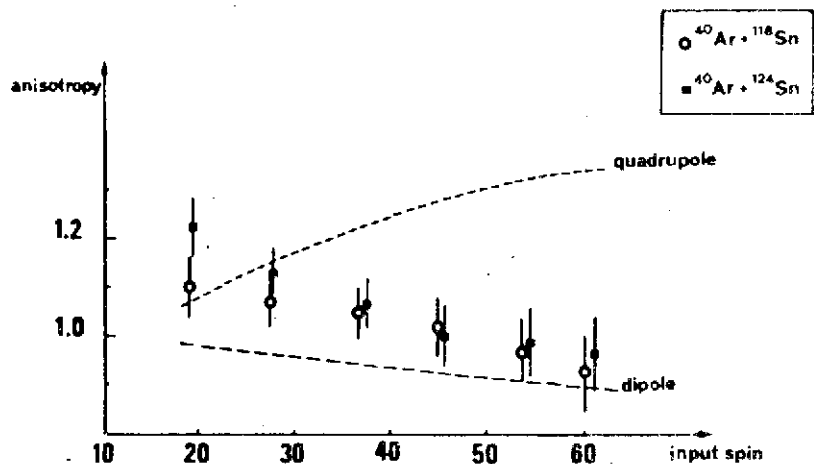


Fig. 45

polaires sont émises à partir d'une ligne d'entrée située 15 MeV au-dessus de la ligne

yrast. La probabilité de transition pour l'émission d'un multipole λ est⁵⁷

$$T(E_i I_i \rightarrow E_f I_f) = C E^{2\lambda+2} M_{if}^2 \frac{\rho(E_f I_f)}{\rho(E_i I_i)}$$

où M représente l'élément de matrice de la transition entre états initial et final, et ρ la densité de niveaux. Pour celle-ci, l'expression suivante est adoptée⁵⁸

$$\rho(E, J) = \frac{1}{24} \frac{\pi^2}{2J} \frac{\sqrt{a} (2I+1)}{\left| E - \frac{\pi^2}{2J} I(I+1) \right|^2} \exp \left| 2 \sqrt{a} \left(E - \frac{\pi^2}{2J} I(I+1) \right)^{1/2} \right|$$

Cette étude confirme la nature dipolaire de ces transitions statistiques. Elle montre qu'elles ne sont pas totalement alignées : aux transitions $I \rightarrow (I-1)$ se superposent des transitions $I \rightarrow I$ (en proportion décroissante quand I augmente) et même $I \rightarrow (I+1)$ aux plus faibles valeurs du spin.

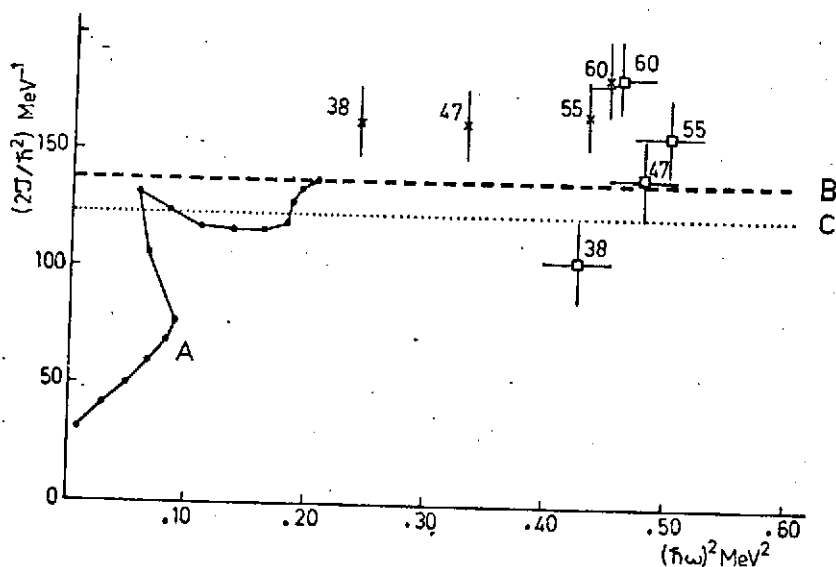
h) Discussion des propriétés des isotopes d'erbium :

De l'ensemble des données expérimentales résumées dans les paragraphes précédents, on peut tirer des enseignements sur le comportement à très haut spin des noyaux étudiés. Il subsiste une différence entre les isotopes lourds ($A \sim 160$) et ceux dont le nombre de neutrons avoisine 82.

Les noyaux peuplés par la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$, connus pour être de bons rotors à bas spin, le demeurent aussi à grand moment angulaire : la large structure présente dans les spectres comprend des transitions quadrupolaires fortement accélérées ; et les transitions γ provenant de niveaux de spin et énergie d'excitation de plus en plus grands ont elles-mêmes des énergies de plus en plus élevées. Ces observations s'accordent bien avec l'image d'une rotation collective. Sur la figure 46, les croix représentent, en fonction du carré de la vitesse de rotation, le moment d'inertie $\mathcal{J}^{(1)}$ que l'on peut déduire de ces mesures. Comme pour la figure 28, ces points sont obtenus à l'aide des formules (14).

Pour chacun de ces

points, il faut connaître la valeur E_γ de l'énergie de la transition désexcitant le niveau situé en haut de la cascade et la valeur du spin d'entrée. E_γ est l'énergie du point situé à mi-hauteur (vers les hautes énergies) sur la structure collective du spec-



tre γ correspondant. Le spin d'entrée est la valeur moyenne $\langle I \rangle$ du

Fig. 46 : Moments d'inertie $\mathcal{J}^{(1)}$ en fonction de $(\hbar\omega)^2$. La courbe A est obtenue à partir des transitions discrètes observées dans ^{158}Er . Les croix et les carrés correspondent aux systèmes respectifs $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ et $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$. Les courbes B et C donnent, à titre d'illustration, le moment d'inertie d'un corps rigide de nombre de masse respectif 164 et 158.

moment angulaire, déduite des mesures de multiplicité selon la formule

$$\langle I \rangle = \alpha (\bar{M} - \bar{M}_{st}) + \beta \bar{M}_{st}$$

où \bar{M} représente la valeur moyenne de la multiplicité totale (cf. figure 38e) et \bar{M}_{st} la valeur moyenne de la multiplicité des γ statistiques. α et β mesurent la valeur moyenne du moment angulaire emporté par chaque photon, déduite de la connaissance des transitions discrètes, et des déterminations de multipolarité pour les structures continues et les γ statistiques. Sur la figure 46 sont reportés (courbe A) les moments d'inertie $\mathcal{J}^{(1)}$ déduits des raies discrètes de ^{158}Er (isotope représentatif des noyaux résiduels du système considéré). On y observe deux back-bendings, comme précédemment discuté. Les valeurs de $\mathcal{J}^{(1)}$ déduites de l'étude du continuum γ se raccordent à celles de la courbe A, et gardent une valeur à peu près constante dans un domaine de spin allant de 38 à 60 \hbar . Cette valeur dépasse d'environ 10% celle du moment d'inertie d'un corps rigide de même masse.

La présence des transitions M1 de basse énergie s'explique moins simplement. Deux approches permettent toutefois de comprendre leur existence : un calcul, prenant en considération les orbitales de Nilsson dans le cadre du modèle de cranking⁵⁹, prévoit l'émission de M1 de basse énergie entre états de grand moment angulaire situés près du niveau de Fermi. Une autre explication^{59,60} pourrait être fournie par la présence de bandes de nombre quantique K élevé, qui favorise l'émission de M1 par rapport à celle de E2.

Les données relatives aux isotopes d'erbium plus légers constituent un puzzle plus difficile à interpréter. La présence de deux structures dans les spectres γ associés aux grandes valeurs du spin d'entrée a déjà été soulignée. Elles apparaissent pour des moments angulaires plus grands que 38 \hbar , c'est à dire au-delà de la limite des états discrets connus, lesquels constituent une ligne yrast qui présente un comportement non collectif. Les mesures de vie moyenne montrent que le pic de plus grande énergie contient des transitions assez fortement accélérées. Un aspect collectif se manifeste donc aux spins $I > 40$. Les moments d'inertie $\mathcal{J}^{(1)}$ déduits de l'énergie de la structure contenant ces transitions accélérées sont reportés sur la figure 46. Pour expliquer la rapide variation de $\mathcal{J}^{(1)}$ avec le spin d'entrée dans le cadre du modèle rotationnel, il faudrait admettre une grande variation de la déformation du noyau avec le spin. Les surfaces équipotentielles calculées à l'aide du modèle de cranking prévoient^{61,62} que ces isotopes légers d'erbium gardent une forme d'équilibre oblate assez peu déformée jusqu'à des moments angulaires $\sim 55\hbar$. Le minimum de l'énergie potentielle, pour cette forme aplatie, devient de moins en moins prononcé quand I augmente. Il semble donc que l'explication du comportement observé ne se situe pas dans un changement de forme du noyau avec la vitesse de rotation. Une autre interprétation pourrait résider dans la présence d'une région située au-dessus de la ligne yrast comportant une assez grande densité de bandes collectives qui canalisent le flux gamma. La présence de structure à énergie constante proviendrait de croisements de bandes, un alignement corrélé de plusieurs orbitales d'assez haut spin provoquant une accumulation de γ à une fréquence de rotation donnée⁶³. Cette approche pourrait expliquer le pic de transitions collectives de 1,35 MeV, mais laisse ouvert le problème posé par la seconde structure.

Une autre possibilité, suggérée par Bohr et Mottelson²⁸, est celle d'excitations collectives de type vibrationnel construites sur des états de quasi-particules de noyaux assez peu déformés. Un couplage entre les vibrations de mode α et de mode γ pourrait

rendre compte de la présence de deux structures à énergie quasi-constante. Celle de basse énergie contiendrait alors des transitions quadrupolaires non alignées $\Delta I = 1$.

Il reste que les valeurs distinctes des vies moyennes obtenues selon qu'on considère l'un ou l'autre des deux pics suggèrent la présence de deux chemins différents de désexcitation. Ce résultat ne semble pas trouver d'explication dans les schémas précédemment esquissés.

IV.2 : Niveaux de haut spin d'isotopes d'ytterbium ($A = 157 - 161$) :

L'un des premiers résultats obtenus à l'aide du multidétecteur 4π d'Oak-Ridge concerne les isotopes de transition d'ytterbium ($A = 157 \text{ à } 161$)^{15,64,65}. Le dispositif expérimental comprend 69 des 72 détecteurs prismatiques NaI constituant la boule complète : deux ont été ôtés pour permettre le passage du faisceau ; un 3ème est remplacé par un Ge mis en coïncidence avec les modules restant du sélecteur de spin : sa bonne résolution en énergie permet de mettre en évidence les raies discrètes du bas de chaque cascade de désexcitation, et donc d'identifier le noyau résiduel. Les performances de cet ensemble sont celles présentées dans la deuxième partie (cf. § II 3d).

Les noyaux étudiés sont formés par réaction $^{144,146}\text{Nd} (^{20}\text{Ne}, xn) ^{157-161}\text{Yb}$. Aux énergies de faisceau utilisées (136 - 149 MeV), le nombre de neutrons évaporés varie de 4 à 8, la voie $6n$ étant la plus probable ; quelques α sont aussi émis par le noyau composé.

Le dispositif permet une étude des cascades de désexcitation événement par événement. Sont retenues les cascades pour lesquelles le Ge est touché. Pour chacun de ces événements, outre l'information recueillie par le Ge, sont enregistrés le nombre (et le numéro) des NaI touchés (fold k), la hauteur de l'impulsion délivrée par chacun d'eux (qui permet de construire la hauteur H correspondant à l'énergie totale de la cascade) et l'instant auquel chacun de ces signaux sont émis (mesuré par rapport au signal du Ge qui déclenche le système).

Un important avantage de cette technique par rapport à celle mettant en jeu un détecteur-somme réside dans la possibilité de discriminer neutrons et γ (par temps de vol) pour tous les détecteurs, et d'obtenir ainsi des spectres d'énergie totale et de multiplicité γ "décontaminés" de toute contribution de neutrons. La figure 47 montre les distributions brutes du nombre de détecteurs touchés (a) et du signal énergie totale H (b). La courbe "total" correspond aux données brutes, sans aucune discrimination. Les autres représentent les distributions relatives aux neutrons et aux γ . Les courbes a et b mettent en évidence la grande efficacité du dispositif aux neutrons, qu'il convient donc d'éliminer. Leur discrimination est ici d'autant plus importante que le nombre de particules évaporées est assez élevé. Les courbes de la figure 47 sont relatives à la réaction $^{20}\text{Ne} (136 \text{ MeV}) + ^{146}\text{Nd}$. A cette énergie du faisceau, la multiplicité moyenne des neutrons s'élève à 6,2.

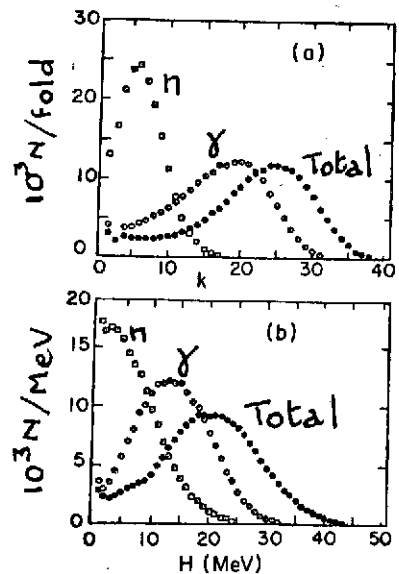


Fig. 47

Une seconde et notable amélioration apportée par un tel ensemble réside dans la possibilité d'étudier les cascades événement par événement, et d'établir alors leur distribution dans le plan (E^*, I) qu'on peut

ainsi explorer de manière plus détaillée.

La figure 48 fournit un exemple de telles distributions. Elle est obtenue dans les mêmes conditions expérimentales que la figure 47 (même système et même énergie).

Après élimination des neutrons, la figure (a) correspond à la distribution des données brutes $Q(H, k)$. La figure (b) s'en déduit par déconvolution, et donne la distribution des événements dans le plan

(E^*, M) , où E^* mesure l'énergie totale de chaque cascade γ et M sa multiplicité. La figure 48 donne la distribution

$Q(E^*, M)$ pour l'ensemble des voies de sortie. En sélectionnant celles-ci à l'aide du Ge, on peut établir la distribution associée à chacun des noyaux résiduels. De ces distributions se déduit la ligne d'entrée relative à chacun des produits d'évaporation. Pour une valeur de M , le point représentatif de la ligne d'entrée a une ordonnée (dans le plan E^*, M) égale à $\langle E^* \rangle$, la valeur moyenne des éner-

gies totales de la distribution. Les lignes d'entrée ainsi obtenues pour les voies dominantes de la réaction ^{20}Ne (136 MeV) + ^{146}Nd (soit les voies 5, 6 et 7n) sont représentées sur la figure 49. Ces résultats expérimentaux sont comparés à ceux issus d'un calcul statistique, effectué à l'aide du code JULIAN-PACE (les courbes continues en trait plein ou pointillé sur la figure 49). Ces calculs donnent un excellent accord général, en particulier quant aux projections sur les deux axes des distributions $Q(E^*, M)$ établies pour les différentes voies de sortie. La figure 49 montre que l'accord calcul-expérience,

à propos des lignes d'entrée, est assez bon. Toutefois, ce calcul est incapable de reproduire l'inflexion observée sur les lignes d'entrée relatives aux voies 5 et 6n, inflexions qui rapprochent ces lignes de la ligne yrast. Cette courbure de la ligne d'entrée est attribuée à un changement de structure des noyaux concernés, qui intervient à haut spin.

Notons que sur les figures présentées, la variable retenue est la multiplicité. c'est à dire une grandeur effectivement tirée de l'expérience. Obtenir le spin associé à une valeur donnée de M présente les difficultés évoquées, liées à une connaissance imparfaite de la multipolarité de chaque transition. Compte-tenu de l'excellent accord général que rencontre ce calcul de Monte-Carlo, c'est lui qui est exploité pour obtenir la correspondance $I(M)$ ¹⁵.

Chacun des compteurs NaI qui composent le spectromètre de spin est à une distance de la cible ($\sim 18\text{cm}$) telle qu'en moyenne il ne détecte qu'un seul photon d'une cascade

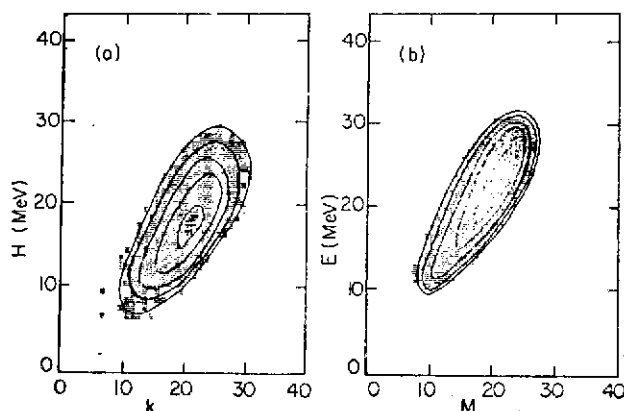


Fig. 48 : Chaque contour correspond à un nombre donné d'événements. Les statistiques de deux contours adjacents diffèrent d'un facteur 2.

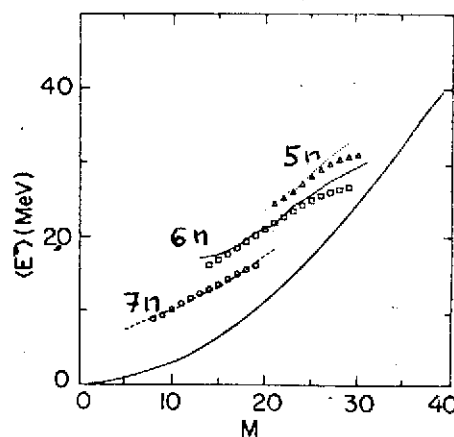


Fig. 49

donnée. De ce fait, les 69 détecteurs NaI peuvent être exploités individuellement pour fournir des renseignements sur la forme du spectre de désexcitation. Deux exemples de telles possibilités sont illustrés sur les figures 50 et 51.

- La première montre la forme du spectre γ associé aux différents noyaux résiduels. Ces spectres correspondent à de différentes valeurs de la multiplicité et, après déconvolution, ils sont normalisés à cette multiplicité.

- Les NaI sont regroupés par familles de détecteurs placés au même angle par rapport au faisceau. Cinq angles entre 24.3° et 87.3° (et leurs suppléments) sont ainsi disponibles, et permettent d'établir la distribution angulaire des photons (l'étude des corrélations angulaires est également possible). Sur la figure 51, le rapport $n(24^\circ)/n(87^\circ)$, voisin de l'anisotropie, est tracé en fonction de l'énergie des photons pour trois isotopes et différentes valeurs de la multiplicité.

Cet ensemble de données permet d'étudier les propriétés de chaque isotope en fonction de la multiplicité, et donc du spin, et de comparer comment ces propriétés varient avec le nombre de neutrons. Ainsi, le noyau le plus lourd ^{161}Yb , bon rotor à bas spin, présente un comportement qui rappelle celui déjà discuté pour les erbiums de masse $A \sim 160$: une large structure continue formée de transitions quadrupolaires, et dont l'énergie maximale croît avec le spin.

Cette caractéristique se retrouve pour ^{160}Yb . Le moment d'inertie effectif $\mathcal{J}^{(1)}$ déduit de ces mesures pour ^{160}Yb en opérant comme indiqué pour les erbiums est reporté sur la figure 52. Les valeurs obtenues se raccordent à celles déduites des γ discrets, et n'évoluent que très

faiblement de 35 à $55\hbar$, en accord avec l'image de la rotation collective d'un noyau déformé. Un comportement nouveau apparaît toutefois pour les hauts spins ($I \approx 50\hbar$), révélé par la présence d'un pic d'énergie ~ 600 KeV qui, avec l'hypothèse de transitions alignées admise dans

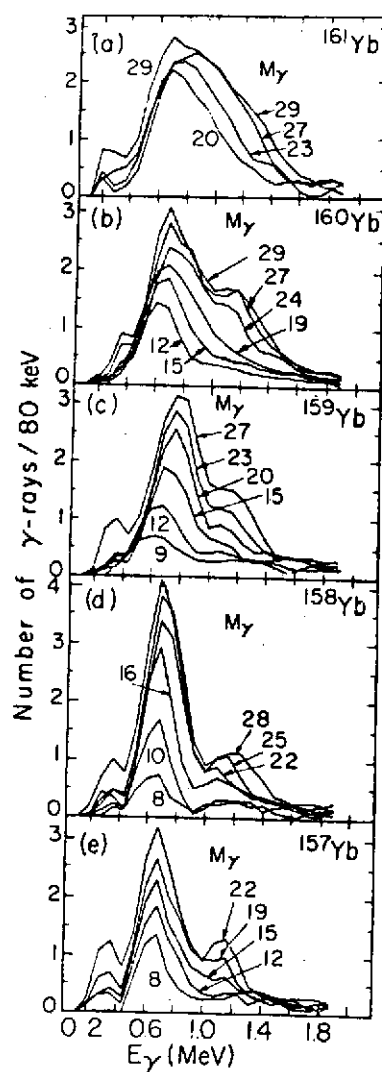


Fig. 50

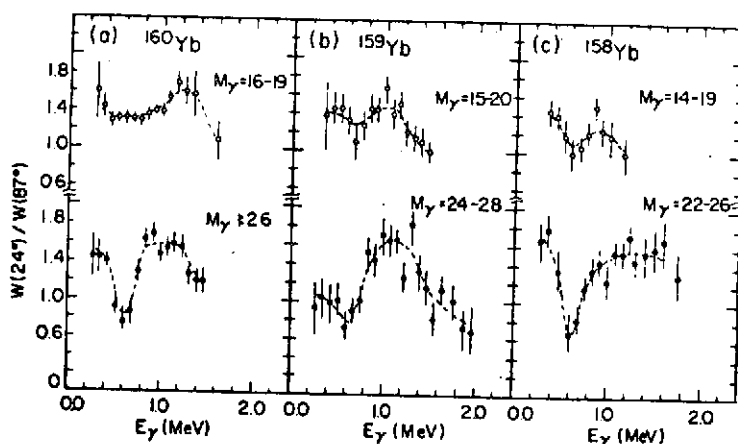


Fig. 51

l'analyse, est constitué de dipôles (cf. figure 51a). La courbure observée sur la ligne

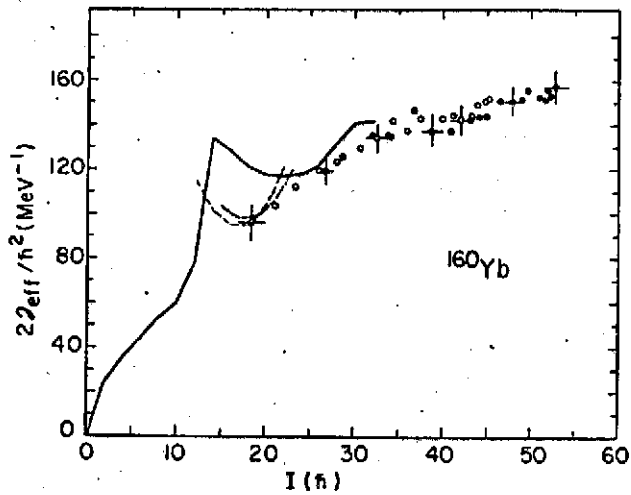


Fig. 52 : Les points représentent le moment d'inertie effectif déduit du spectre continu observé dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{146}\text{Nd}$ (à 136 MeV pour les cercles et 149 MeV pour les points noirs). Les courbes correspondent aux données déduites des γ discrets de la bande fondamentale (trait continu) et de deux bandes latérales (pointillés).

d'entrée pour les plus grandes valeurs de la multiplicité est aussi liée à ce phénomène. Cette composante dipolaire apparaît à des spins de plus en plus bas quand le nombre de neutrons diminue. Une telle évolution est reliée à des changements de la forme d'équilibre du noyau, changements induits par la rotation. Une tentative d'interprétation de ces données¹⁵ est esquissée sur les figure 53 et 54.

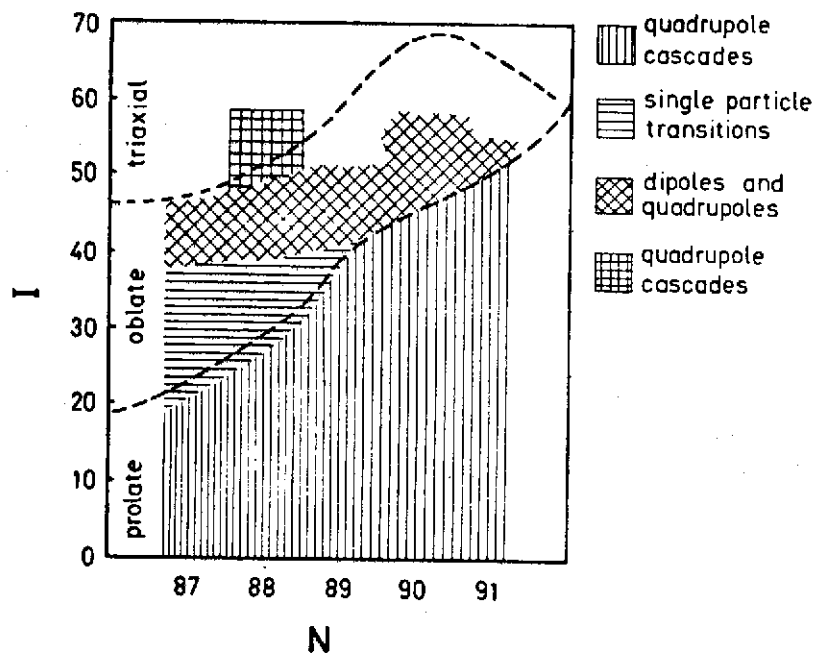
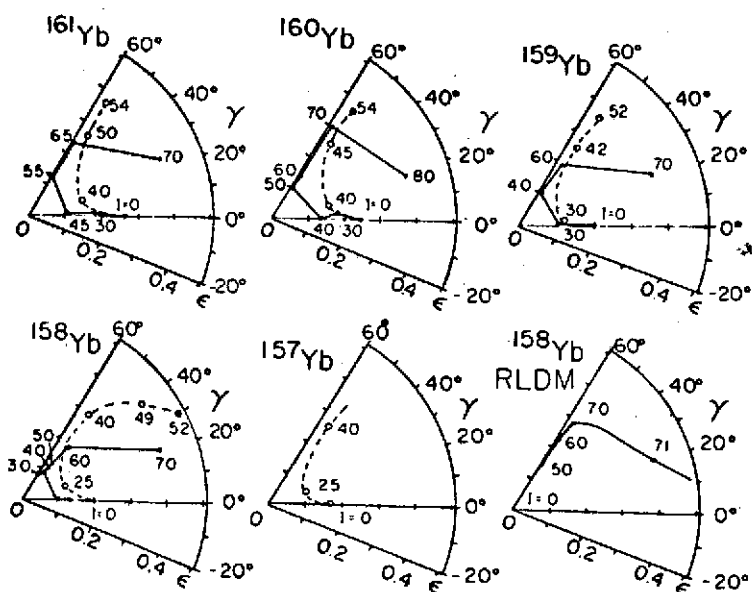


Fig. 53

Cette dernière représente, dans le plan $\beta - \gamma$ et en trait plein, la trajectoire en fonction du spin (dont les valeurs sont portées près des points) calculées⁶⁶ à l'aide du modèle de cranking. Les changements de forme que l'on pourrait concevoir, compte-tenu des observations expérimentales, suggèrent les tracés en pointillé. Au voisinage de l'état fondamental, ces isotopes ont une forme d'équilibre allongée (prolate) imposée par les forces de pairing. Une transition vers une forme oblate se produit, à un moment angulaire qui diminue avec le nombre de neutrons. Les mélanges de transitions quadrupolaires et dipolaires observées aux plus hauts spins correspondraient à des transitions au sein de bandes de grands K construites sur des états de quasi-particules.

Fig. 54 →



CONCLUSION :

Les quelques exemples présentés dans la 3ème et 4ème parties ont été choisis pour illustrer comment les propriétés nucléaires font l'objet de mesures dans un très large domaine d'énergie d'excitation et de moment angulaire. La plupart de ces travaux n'ont été rendus possibles que par la mise au point de techniques expérimentales très élaborées. Ainsi, l'étude des γ discrets permet de construire les cascades de désexcitation jusqu'à des spins $\sim 40\hbar$; la plage $\sim 35 \rightarrow 65\hbar$ a pu être explorée à travers l'étude du continuum γ .

L'étude des γ discrets a fourni d'intéressantes précisions sur le rôle joué par les excitations individuelles et les excitations collectives. Les premières se manifestent surtout dans les noyaux sphériques ou très légèrement déformés : l'alignement d'un nombre limité de nucléons rend compte des cascades de désexcitation. Il permet de comprendre les propriétés de cette "rotation" non collective autour de l'axe de symétrie du noyau. Dans les noyaux déformés, les structures collectives se développent jusqu'à de très hauts spins. Mais des perturbations traduisent le rôle de certaines orbitales. On dispose là d'un moyen de mieux cerner les interactions entre les deux modes d'excitation ; en particulier, l'atténuation du pairing en fonction de la vitesse de rotation peut être suivie avec assez de précision. Tous ces phénomènes sont maintenant bien compris et expliqués par des calculs considérant les quasi-particules indépendantes dans un potentiel nucléaire tournant. A plus haut spin, le grand nombre des chemins de désexcitations possibles a pour conséquence que seules les propriétés moyennes relatives à plusieurs cascades sont observées. Des effets collectifs se manifestent dans tous les types de noyaux.

Les mesures des énergies et multiplicités γ ont permis de cerner la plupart de ces propriétés. Si les isomères présents dans les lignes yrast des noyaux sphériques se sont prêtés à de nombreuses déterminations de vies moyennes et moments magnétiques, ces dernières sont plus rares au sein de cascades collectives, et notamment à haut spin. Leurs connaissances, notamment dans la zone du second back-bending, des mesures de moment quadrupolaire, apporteraient une compréhension plus précise à la fois sur les changements de forme du noyau et sur l'atténuation

REFERENCES

- 1) S. COHEN, F. PLASIL, W.J. SWIATECKI, Ann. Phys. 82 (1974) 557
- 2) E. GROSSE, Proceedings XXth International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy (1982) p.773
- 3) R.S. SIMON et al., Phys. Lett. 108B (1982) 87
- 4) J. PETER, Conférence d'Aussois (Mars 1983)
- 5) P.J. TWIN et al., Conférence de Catanne (Mai 1983)
- 6) D.G. SARANTITES et al., Phys. Rev. C14 (1976) 2138
- 7) D.L. HILLIS et al., Nucl. Phys. A235 (1979) 216
- 8) P.O. TJÖM et al., Phys. Lett. 72B (1978) 439
- 9) H.J. KÜRNER et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 490
- 10) D. HABS et al., Berkeley report 3.79/130
- 11) Th. LINDBLAD et al., AFI Stockholm Annual Report (1981) p.147
- 12) S.Y. Van der WERF, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 221
- 13) D. HABS et al., Proceedings Conference d'Oak-Ridge (Nov.1982) p.451
- 14) M. JÄÄSKELAINEN et al., Nucl. Instr. Meth. 204 (1983) 385
- 15) M. JÄÄSKELAINEN, Thèse, Université de Jyväskylä, Finlande (Mai 1983)
- 16) O. ANDERSEN et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 687
- 17) L. HILDINGSSON, Thesis, A.F.I. Stockholm (1983)
- 18) Y. SCHUTZ, Thèse, Strasbourg (1982)
- 19) A. NOURREDINE, Thèse 3ème cycle, Strasbourg (Juin 1983)
- 20) P. AGUER et al., Phys. Lett. 82B (1979) 55
- 21) T.L. KHOO et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1027
- 22) C.G. LINDEN et al., Z. Physik A227, (1976) 273
- 23) D. HORN et al., Phys. Rev. Lett. 39, (1977) 389
- 24) D. HORN et al., Nucl. Phys. A317 (1979) 520
- 25) A. MOLINARI et al., Nucl. Phys. A239 (1975) 45
- 26) J. BLOMQUIST et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 534
- 27) M. CERKASKI et al., Nucl. Phys. A315 (1979) 269
- 28) A. BOHR et al., Phys. Scripta 24 (1981) 71
- 29) O. HÄUSSER et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 132 et Conférence Strasbourg (1980) p.55
- 30) H. FRAUENFELDER et al., Alpha-Beta and Gamma Ray Spectroscopy, edited by K. Siegbahn North Holland, Amsterdam (1965) Vol.2
- 31) R. DIAMOND et al., Nucl. Rev. Part. Sci. 30 (1980) 85

- 32) A. JOHNSON et al., Phys. Lett. B34(1971) 605
- 33) A. BOHR et al., Nucl. Phys. A354 (1981) 303c
- 34) S.M. HARRIS, Phys. Rev. B138 (1965) 509
- 35) C. KITTEL, Physique de l'Etat Solide (Dunod, 5ème ed. 1983) p.216
- 36) M.A. DELEPLANQUE et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 409
- 37) M.A. DELEPLANQUE, Proceedings Conference Oak-Ridge (Nov. 1982) p.307
- 38) P.J. TWIN et al., Preprint Daresbury, DL/NUC/P 147E (Mai 1983)
- 39) J. BIALKOWSKI et al., Nucl. Phys. A237, (1981) 261
- 40) Voir exposé de Z. SZYMANSKI
- 41) R. BENGTTSSON et al., Nucl. Phys. A314 (1979) 24 et A327 (1979) 139
- 42) S. FRAUENDORF, Proc. Nuclear Physics Workshop, ICPT, Trieste (1981)
- 43) L.L. RIEDINGER et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 568
- 44) R. KULESSA et al., Z. Phys. A312 (1983) 135
- 45) P. AGUER et al., Phys. Scripta 24 (1981) 140
- 46) J.P. THIBAUD et al., à paraître
- 47) J.O. NEWTON et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 625
- 48) S.J. FEENSTRA et al., Phys. Lett. B80 (1979) 183
- 49) L. WESTERBERG et al., Phys. Rev. C18 (1978) 796
- 50) J.P. VIVIEN et al., Phys. Lett. B85 (1979) 325
- 51) H. HUBEL et al., Z. Phys. A297 (1980) 237
- 52) H. HUBEL et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 791
- 53) H. HUBEL et al., Z. Phys. A304 (1982) 225
- 54) R. KROTH et al., Proceedings Conference d'Oak-Ridge (Nov. 1982)
- 55) P. AGUER et al., Conférence de Bormio, Italie (Janv. 1982)
- 56) L. NGUYEN, Thèse 3ème cycle, Orsay (Mai 1982)
- 57) R.J. LIOTTA et al., Nucl. Phys. A297 (1978) 136
- 58) M. WAKAI et al., Nucl. Phys. A307 (1978) 349
- 59) Y.S. CHEN et al., Phys. Scripta 24 (1981) 763
- 60) D. WARD et al., Nucl. Phys. A397 (1983) 161
- 61) S. ABERG et al., Proceedings of the Jülich Symposium, Jülich (1979)
- 62) C.G. ANDERSON et al., Phys. Scripta 24 (1981) 266
- 63) M. PLOSZAJCZAK et al., Nucl. Phys. A379 (1982) 77
- 64) M. JÄASKELÄINEN et al., Phys. Lett. 119B (1982) 65
- 65) M. JÄASKELÄINEN et al., Nucl. Phys. A396 (1983) 319
- 66) S. ABERG, Phys. Scripta 25 (1982) 23