

Super et hyper déformation du discret au continu d'EUROGAM

B. Gall

▶ **To cite this version:**

B. Gall. Super et hyper déformation du discret au continu d'EUROGAM. École thématique. Ecole Joliot Curie "Structure nucléaire : un nouvel horizon", Maubuisson, (France), du 8-13 septembre 1997 : 16ème session, 1997. cel-00652722

HAL Id: cel-00652722
https://cel.hal.science/cel-00652722

Submitted on 16 Dec 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.

Super et hyper déformation, du discret au continu, d'EUROGAM à EUROBALL

B. Gall

Institut de Recherches Subatomiques
23, Rue du Loess
B.P. 28 - F 67037 STRASBOURG CEDEX 2

Résumé :

Les développements de multidétecteurs gamma tels que EUROGAM ont permis ces dernières années d'explorer en détail le phénomène de superdéformation. Le contexte physique lié à la présence d'une structure superdéformée d'un noyau atomique est présenté dans la première partie de ce cours. Les différentes techniques expérimentales accessibles avec les multidétecteurs gamma modernes, ainsi que les développements techniques liés aux différentes phases d'EUROGAM et EUROBALL sont ensuite détaillées. Suivent enfin les principaux résultats obtenus dans des domaines tels que la détermination de facteurs gyromagnétiques, la mesure de moments quadrupolaires, la meilleure compréhension de l'appariement nucléaire, le phénomène de bandes identiques et la décroissance des états superdéformés.

Abstract :

The developpement of γ-ray multidetectors such as EUROGAM yielded the opportunity to investigate in detail the superdeformation phenomenon. A brief overview of all that the superdeformation phenomenon requires to the nucleus is first presented in this lecture. The different experimental techniques used with these detectors and the technical developpements linked to the different phases of EUROGAM and EUROBALL is detailed in a second part. Finally, the major results obtained with EUROGAM like those associated to the gyromagnetic factor and quadrupole moment measurements, the identical bands phenomenon, the decay of superdeformed states and the better understanding of the behaviour of pairing correlations are discussed in a third part.

O- Historique.

Les rapides progrès technologiques réalisés tant dans la fabrication de détecteurs au germanium de gros volume que dans l'électronique intégrée a permis de passer de multidétecteurs de première génération tels que le Château de Cristal et Tessa à EUROGAM, puis EUROBALL. Les améliorations ont été rendues nécessaires par la découverte de bandes de rotations correspondant à des structures "superdéformées". En effet, de tels états de la matière nucléaire sont

extrêmement difficiles à observer. EUROGAM I [No90, Ha91 et Be96], résultat d'une collaboration franco-britanique, correspondait à un accroissement important de l'efficacité de détection et a rempli sa mission scientifique. De nombreuses nouvelles bandes superdéformées ont ainsi pu être observées. Cela nous a amené un certain nombre de surprises telles que la découverte de bandes identiques et celle d'une éventuelle symétrie C4. Cela nous a aussi permis de mieux comprendre des aspects connus depuis bien longtemps tel l'appariement nucléaire. De cette collaboration est ensuite issu EUROGAM II permettant ainsi d'aller plus loin dans l'exploration de la structure intime du noyau. En effet, l'important accroissement de l'efficacité de détection a donné accès à de nombreuses structures superdéformées excitées. De plus, l'association de détecteurs additionnels tels que DIAMANT ou SAPHIR lors de certaines expériences a permis d'accroître la sélectivité d'EUROGAM. Il a été ainsi possible d'accéder aux orbitales nucléoniques individuelles situées au voisinage du niveau de Fermi et donc de poser de fortes contraintes aux calculs de nos collègues théoriciens. De l'élargissement de la collaboration à d'autres pays européens est né EUROBALL III [Be92] qui consacrera l'ouverture de la communauté des spectroscopistes à d'autres domaines d'étude de la structure nucléaire.

I-Noyau Superdéformé

I.1. Déformation nucléaire.

I.1.1. Forme des noyaux :

Les noyaux peuvent prendre divers types de déformations. Pour décrire les différentes formes accessibles au noyau, on peut paramétriser leur surface par des fonctions harmoniques sphériques

$$R(\theta,\varphi) = R_0\left[1 + \sum_{\lambda=2}^{\infty}\sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda}\alpha^*_{\lambda\mu}Y_{\lambda\mu}(\theta,\varphi)\right]$$

Ce sont les ordres les plus bas de cette distribution que l'on retrouvera le plus souvent dans la nature : le terme d'ordre zéro correspond à la sphère, l'ordre 2 à des déformations quadrupolaires. Par contre, comme il correspond à des translations, l'ordre 1 ne caractérise pas une déformation.

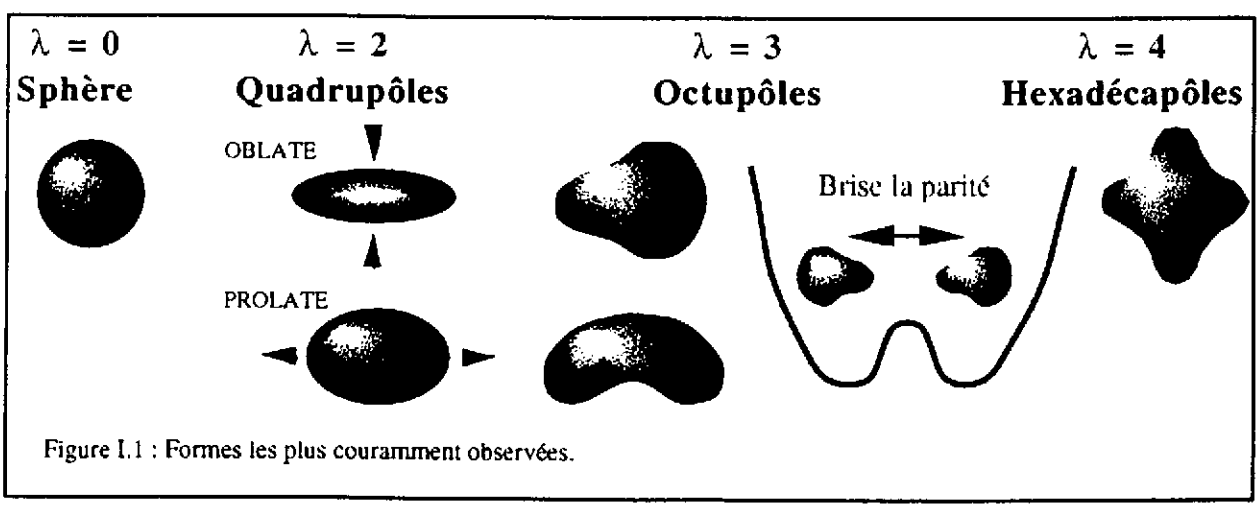


Figure I.1 : Formes les plus couramment observées.

I.1.2. Coexistence de forme :

On constate expérimentalement que la plupart des noyaux sont déformés. Dans certains noyaux on observe même la **coexistence de plusieurs formes différentes**. C'est par exemple le cas dans le noyau ^{194}Pb où on dénombre des états correspondant à une forme sphérique, des états correspondant à une déformation oblate et des états où le noyau est superdéformé. Cette coexistence de forme est la signature d'effets de couches. En effet, les énergies des différents niveaux quantiques de nucléons ne varient pas de la même façon en fonction de la déformation, ce qui peut conduire à un plus grand "gap" (interstice) entre niveaux au voisinage du niveau de Fermi pour des systèmes déformés.

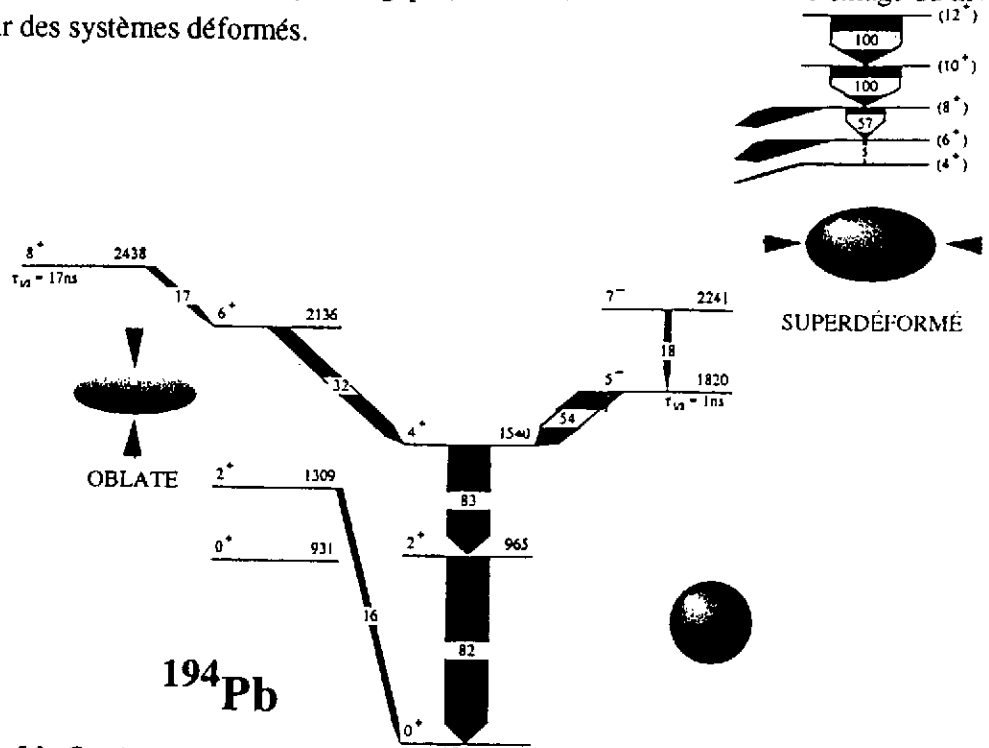


Figure I.2 : Coexistence de forme dans le noyau ^{194}Pb [Ga95b].

I.2. Nombres magiques, influence de la déformation.

La notion de nombres magiques[1] nucléoniques (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 ...), qui a été à l'origine de la description quantique des noyaux, doit être revue. En effet, l'énergie des différents niveaux du modèle en couches varie en fonction de la déformation du noyau ce qui entraîne l'apparition de nouveaux gaps. Ainsi, de **nouveaux nombres magiques** apparaissent conduisant à la stabilisation d'autres formes nucléaires que la sphère.

[1] les nombres magiques correspondent aux occupations nucléoniques telles que le niveau de Fermi soit situé dans un grand gap. L'introduction d'un terme de spin-orbite dans les modèles nucléaires a permis un bon accord avec les données expérimentales.

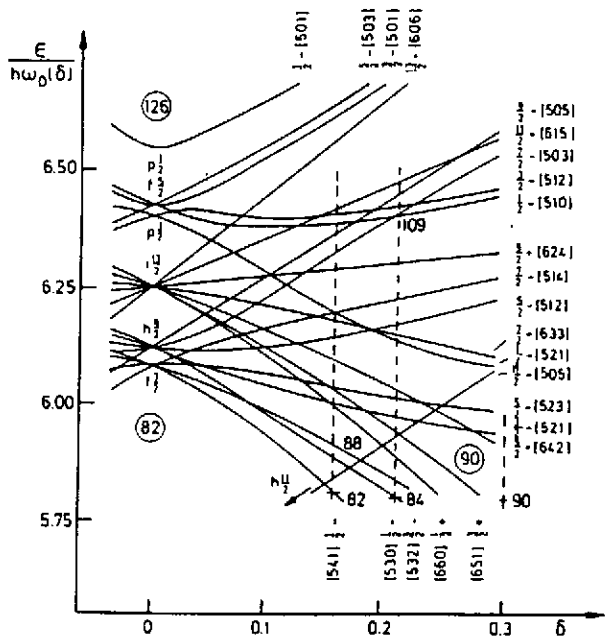


Figure I.3 : Variations des énergies à une particules en fonction de la déformation calculées à l'aide du modèle de Nilsson [RS80, p. 79].

I.3. Orbitales intruses.

Sous l'effet conjugué du terme de spin-orbite et de la forte déformation, certaines orbitales correspondant à un nombre quantique principal N (dans un modèle du type oscillateur harmonique) se retrouvent localisées en énergie dans une couche constituée de niveaux correspondant à un nombre quantique principal moins élevé (N-1, voire N-2 ...). De telles orbitales sont appelées **orbitales intruses**.

La **rotation** vient, elle aussi, perturber les schémas de niveaux statiques. En effet, l'invariance par renversement du sens du temps se brise, ce qui conduit à la **levée de la dégénérescence de Kramers**.

Les différentes orbitales ne sont pas toutes aussi sensibles à cet effet : la force de Coriolis est d'autant plus forte que la projection du moment cinétique de l'orbitale considérée sur l'axe de rotation est grande.

Les orbitales intruses ont en général un fort couplage à la rotation et un fort appariement nucléaire, ce qui conduit à des effets induits par la rotation assez importants.

Ces orbitales vont donc avoir une importance majeure dans la discussion des bandes superdéformées, car les noyaux ont alors une très **grande fréquence de rotation**.

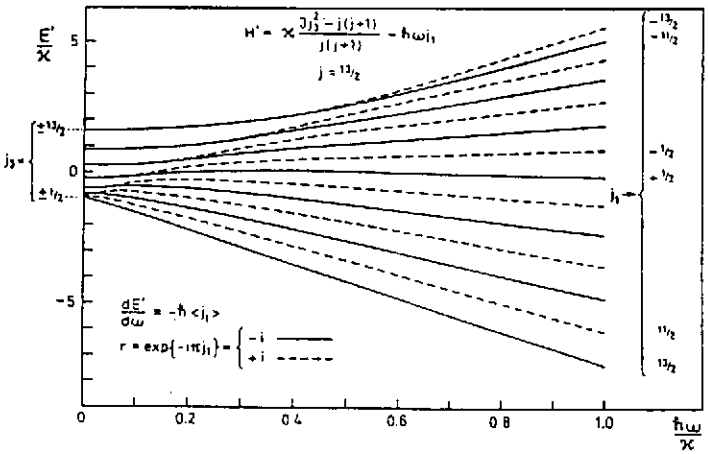


Figure I.4 : Variations des énergies à une particule en fonction de la rotation [Mo79].

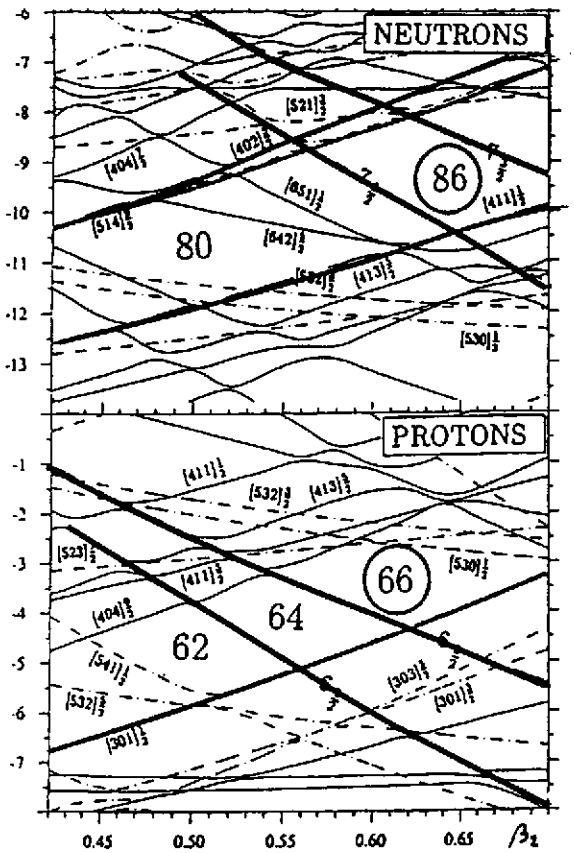


Figure I.5 : Apparition, sous l'effet de la déformation, d'orbitales intruses N=7 (6) au voisinage du niveau de Fermi des neutrons (protons) de ^{152}Dy [Du98].

I.4. Excitation du noyau.

Différents types d'excitation sont permises au noyau. Celui-ci peut subir, par exemple, des excitations individuelles telles que des excitations particule-trou, pouvant conduire à l'alignement de moment angulaire. Comme les énergies nécessaires à de telles excitations sont directement liées à des différences d'énergie à une particule, elles conduisent à des irrégularités dans les schémas de niveaux. Peuvent apparaître, également, des excitations collectives, des vibrations (états à N phonons, résonances géantes,...) ou des rotations collectives (bandes de rotation). Ces excitations collectives conduisent en général à des schémas de niveaux "réguliers".

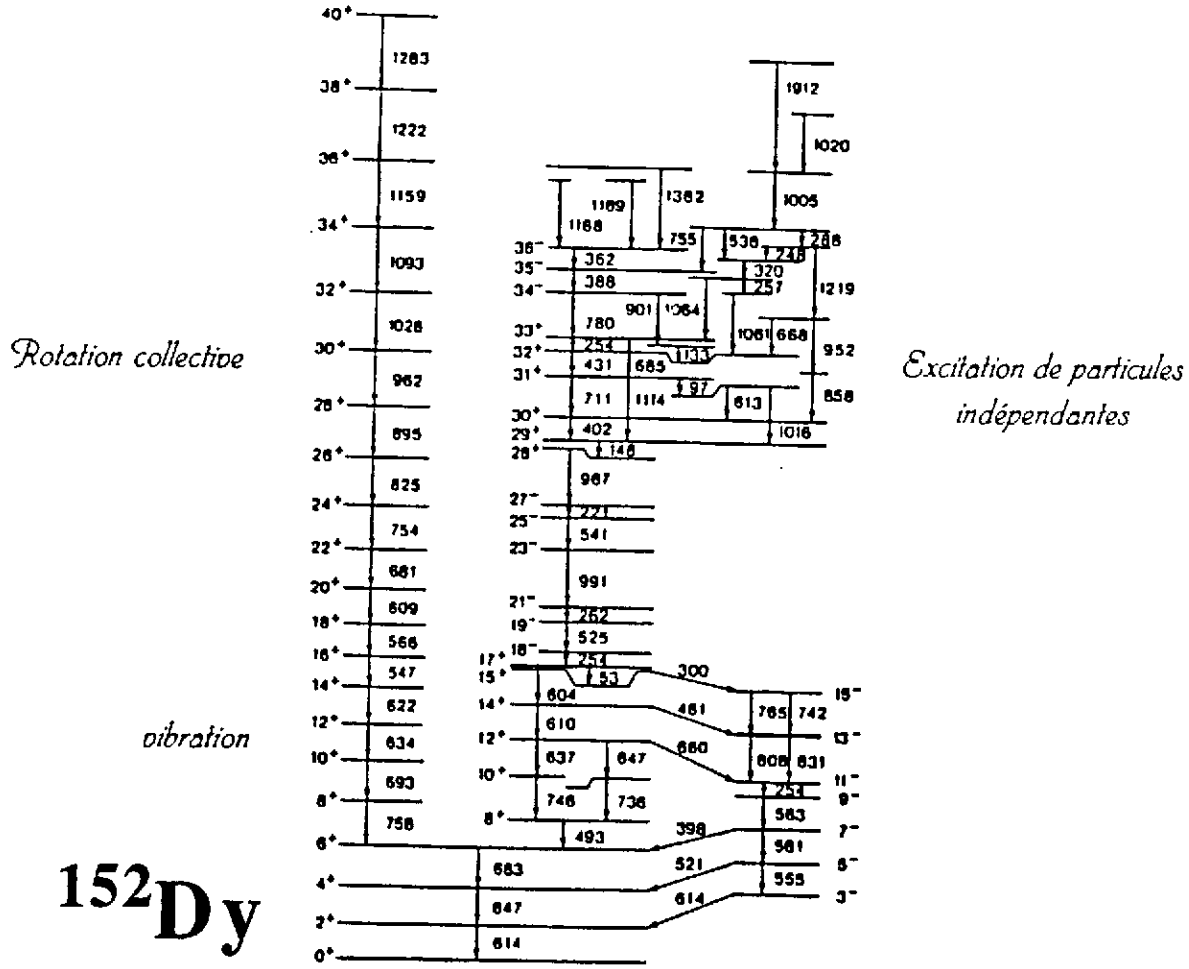


Figure I.6 : Schéma de niveaux excités de ^{152}Dy. On peut y observer, sur le côté droit des espacements de niveaux irréguliers liés à des excitation individuelles et sur la gauche un comportement régulier lié à des excitations collectives [Cu88].

La présence d'un certain type d'excitation nous renseigne sur la forme du noyau. On peut voir sur le schéma de niveaux du ^{152}Dy des excitations individuelles correspondant à une faible déformation et des états de vibration suivis d'états de rotation pour lesquels le noyau a une forme prolate.

I.5. Bandes de rotation.

I.5.1. Rotation collective - rotation individuelle :

La rotation se traduit par la présence de moment angulaire suivant un axe donné. Ce moment angulaire peut être généré de deux manières différentes. Dans le cas de **rotation collective** le noyau tourne globalement autour de cet axe de rotation. Il doit pour cela être déformé, car la mécanique quantique interdit une rotation autour d'un axe de symétrie. Le schéma d'excitation ainsi obtenu est celui d'un rotateur quantique et présente donc une grande régularité (cf. figure I.7).

Dans le cas d'un noyau sphérique, le moment angulaire est généré par les moment angulaires individuels des nucléons. En effet, si la rotation collective est interdite, rien n'empêche les nucléons de se mouvoir et d'avoir un moment angulaire individuel. Si la somme vectorielle de ces moments est non nulle, elle définit un axe de **rotation individuelle**. Ce type d'excitations conduit à un schéma de niveaux quantiques présentant de nombreuses irrégularités (cf. figure I.7).

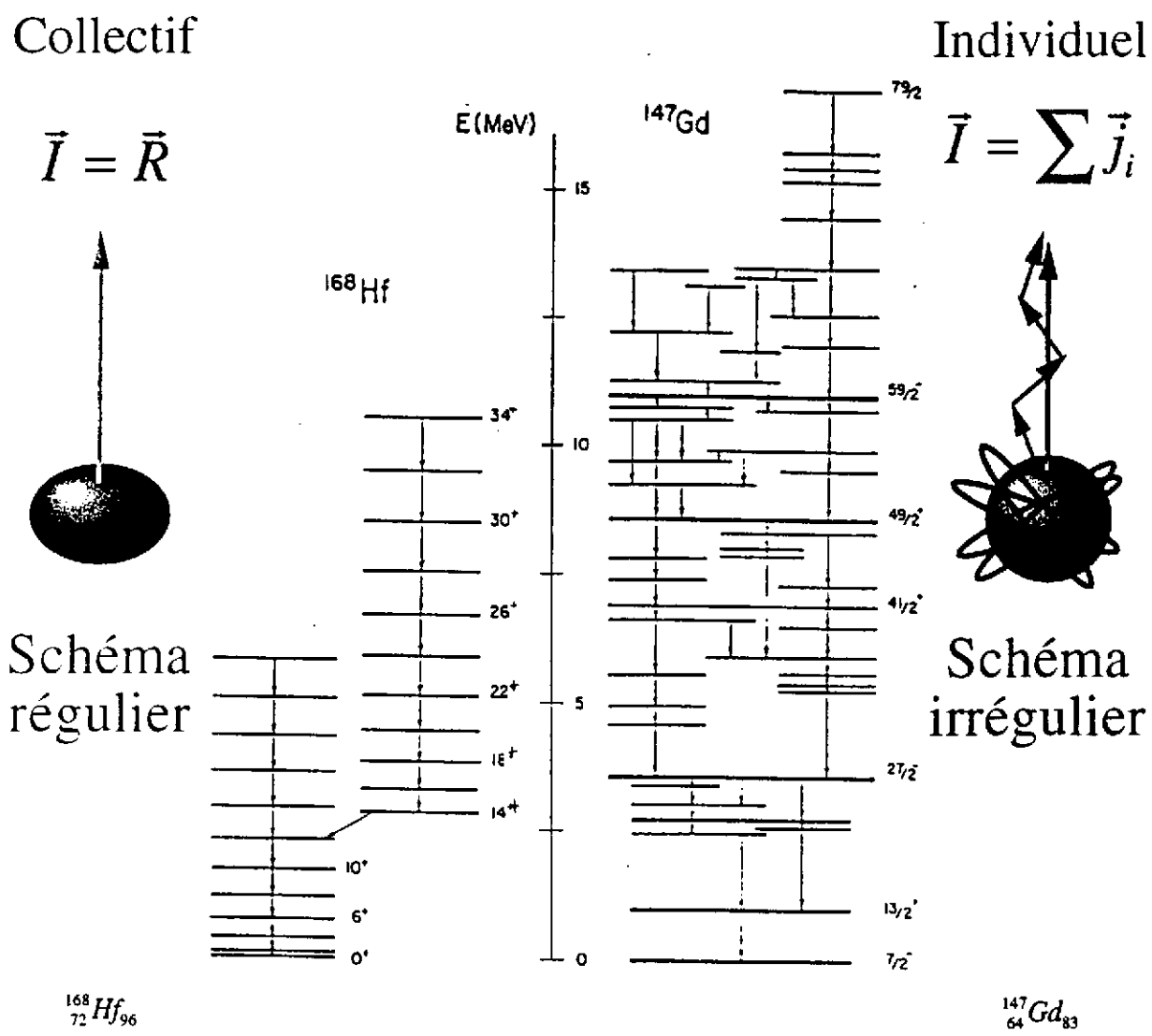


Figure I.7 : A gauche, schéma de niveaux de ^{168}Hf qui présente un schéma de niveaux caractéristique d'une rotation collective (dont les espacements croissent régulièrement) [Sl84 et Cu88]. A droite, le moment angulaire est obtenu par excitations nucléoniques individuelles. Le schéma de niveaux est donc irrégulier [Ch83 et Cu88].

I.5.2. Structure en rotation collective ➡ Moment d'inertie dynamique :

L'énergie $E^*(I)$ des états de rotation d'un noyau pair-pair et l'énergie des rayonnements gamma E_γ émis lors du passage d'un état de moment angulaire I à celui de moment angulaire I-2 suivent les lois :

$$E^*(I) = \frac{\hbar^2}{2\Im} I(I+1) + E_0$$

$$E_\gamma = E^*(I+2) - E^*(I) = \frac{\hbar^2}{2\Im}(4I+6)$$

où E_0 est l'énergie de l'état sur lequel est basée la rotation et $\Im$ le moment d'inertie du noyau (le cas des noyaux impairs, plus complexe, sera dans un premier temps laissé de côté dans un souci

de clarté). On peut également définir une fréquence de rotation $\hbar\omega$ du noyau ainsi que l'écart en énergie ΔE_γ entre deux raies gamma émises successivement :

$$\hbar\omega = \frac{dE}{dI} = \frac{E_\gamma}{2} \quad (\text{si } \Delta I = 2)$$

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma(I+2) - E_\gamma(I) = \frac{4\hbar^2}{\Im} = \text{constante (si } \Im \text{ constant).}$$

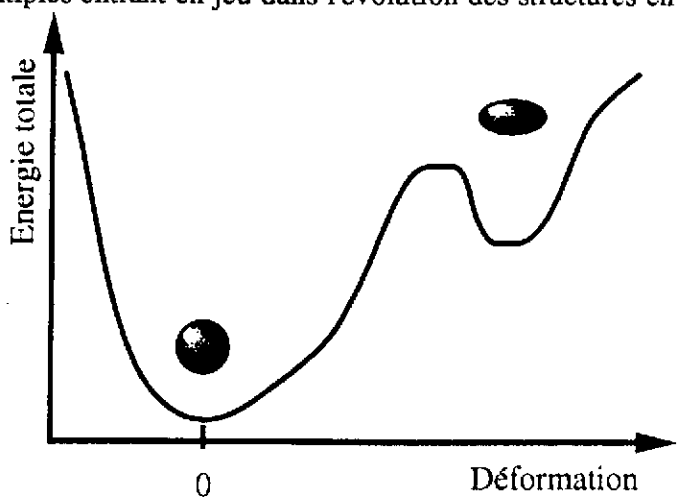
On constate que cette grandeur permet de remonter à l'inertie $\Im$ du noyau et surtout de quantifier ses variations en fonction de la fréquence. On peut donc définir le **moment d'inertie dynamique** :

$$\Im^{(2)} = \frac{dI}{d\hbar\omega} = \frac{4}{\Delta E_\gamma} \quad (\text{unité : } \hbar^2\text{MeV}^{-1})$$

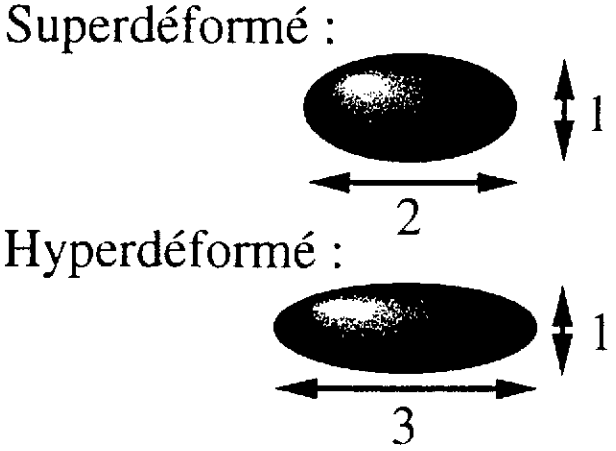
Cette quantité permet de suivre l'évolution du noyau avec la fréquence de rotation. C'est un paramètre extrêmement sensible, directement accessible à l'expérimentateur. Le moment d'inertie dynamique $\Im^{(2)}$ est donc largement utilisé dans les comparaisons expérience-théorie.

I.5.3. Bandes super et hyper déformées :

Les bandes de rotation collectives sont étudiées depuis de nombreuses années. Ces études ont mis en évidence des phénomènes multiples entrant en jeu dans l'évolution des structures en rotation. Un renouveau a été apporté à ce domaine par la découverte d'états excités pour lesquels le noyau est extrêmement déformé (deux fois plus long que large) et en rotation extrêmement rapide : ces familles d'états constituent ce qu'on appelle des **bandes superdéformées**.



Les effets de couches entraînent, dans certaines régions de masse, l'apparition de gaps liés à des minima dans l'énergie totale, correspondant à une grande déformation. Dans certains cas de tels puits sont prédits théoriquement à spin nul (masse A≈190) et dans d'autres ce puits n'apparaît qu'à grande fréquence de rotation. L'intérêt de ces bandes de rotation réside dans la présence de la barrière de potentiel séparant ces états des autres états nucléaires. Il a donc été possible d'étudier l'évolution de l'appariement



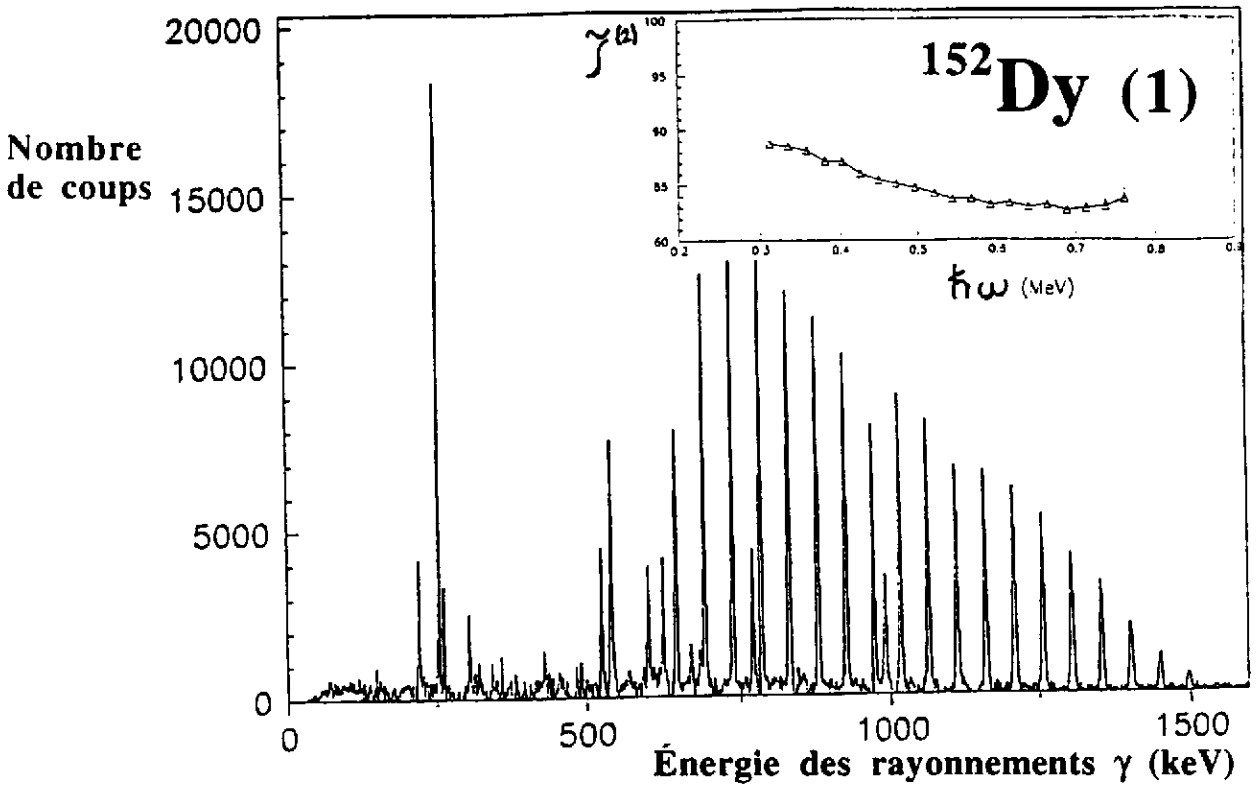


Figure I.8 : Spectre de la bande Yrast de ^{152}Dy [VI97]. On notera la régularité de l'espacement des transitions gamma de la bande.

en fonction de la rotation seule (la déformation étant fixée par le puits) ainsi que l'évolution liée à une orbitale particulière. Ces points ainsi que certains autres seront traités dans la suite de ce cours.

Des minima d'énergie potentielle pour une déformation encore plus grande, hyperdéformation (trois fois plus longues que larges) ont également été prédites, mais les bandes de rotation correspondantes n'ont pas encore été observées[2] .

I.6. Mode de production

I.6.1. Réaction de fusion-évaporation :

Les noyaux superdéformés sont produits par réaction dite de **fusion-évaporation.** Pour les obtenir, on accélère des ions lourds qui bombardent les noyaux de la cible avec une énergie cinétique suffisante pour vaincre la répulsion coulombienne. On forme ainsi un **noyau composé** ayant une énergie d'excitation de l'ordre de 60 à 80 MeV. S'il ne fissionne pas, ce dernier va se désexciter en émettant des particules légères (principalement des neutrons, mais également des protons ou des particules alpha). Le noyau ainsi formé terminera sa désexcitation en émettant une série de rayonnements gamma.

Dans de telles réactions, de nombreuses voies de sortie sont ouvertes (suivant le nombre et le type de particules évaporées). Le noyau que l'on cherche à produire sera, lui aussi, formé dans différents états et avec différentes valeurs du moment angulaire ce qui définit la "région d'entrée"

[2] Des états correspondant à une forme hyperdéformée ont été observés dans les isomères de fission par résonance dans des réactions de capture de neutrons. Les transitions gamma de la bande de rotation correspondante n'ont pas pu être mesurés vu la très forte probabilité de fission de ces états dans cette région de masse [Bi89].

dans le plan énergie-spin (cf. figure I.8). Si on souhaite à étudier des structures correspondant à une rotation rapide, ainsi que leur désexcitation, on aura intérêt à choisir l'énergie de bombardement de manière à apporter un maximum de moment angulaire au noyau.

I.6.2. Profil d'intensité :

A haut moment angulaire, les structures de grande déformation dites **superdéformées (SD)** ayant une inertie plus grande, se retrouvent énergétiquement favorisées. Ainsi, lorsqu'on cherche à peupler des **bandes superdéformées**, on se place à haut spin. On est donc dans des conditions de spin et énergie d'excitation telles que le processus de **fission** entre fortement en compétition avec la production des noyaux à étudier (On peut d'ailleurs en tirer parti pour étudier les états de grand spin des noyaux produits de fission [Po98]). La **fission peut** donc **limiter** l'alimentation des bandes SD à haut moment angulaire. Si, par contre, on apporte trop peu de moment angulaire on peuple principalement les structures de faible déformation dites de déformation normale (**ND**).

L'optimum de production de bandes superdéformés se trouve donc dans un **triangle magique** limité par la ligne yrast SD, la limite de fission et les structures ND excitées par rapport aux structures SD.

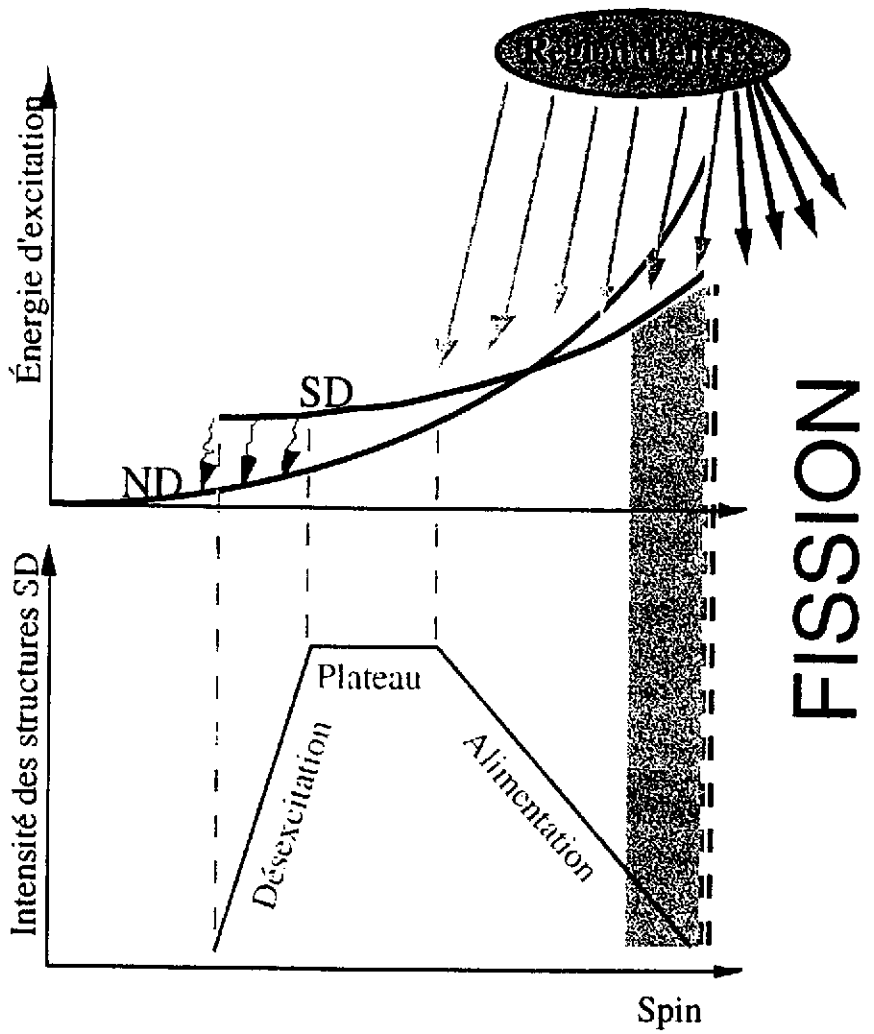


Figure I.9 : Représentation schématique de l'alimentation d'une bande SD de la région de masse 190.

II-Moyens de détection

II.1. Notion de coïncidence.

Lorsqu'on utilise des systèmes de détection composés d'un très grand nombre de détecteurs (**multidétecteurs**), la mesure des temps revêt une importance primordiale. En effet il faut être capable de savoir si les raies gamma ont été **détectés en même temps** ou non. On enregistre donc l'écart en temps entre les signaux issus des différents cristaux du multidétecteur et on ne garde que les signaux considérés par le physicien comme arrivés en même temps ($T_{électronique} \approx 50$ à100 ns).

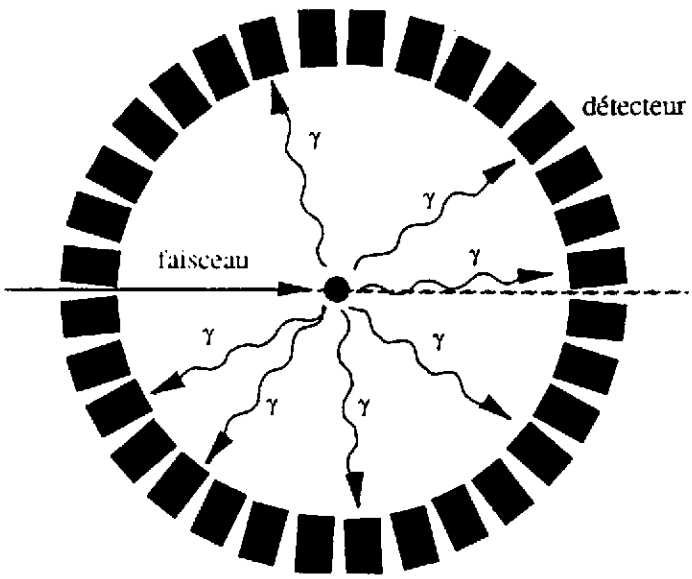


Figure II.1 : Vue schématique d'un multidétecteur gamma.

Les raies gamma qui ont été détectées en même temps (**coïncidence** en temps) constituent un **événement**. C'est la notion de coïncidence qui est à la base de la construction des schémas de niveaux et donne accès aux relations d'intensité entre différentes transitions (rapports d'embranchements).

Si on cherche maintenant à utiliser la notion de coïncidence pour favoriser les rayons gamma provenant de cascades de désexcitations de structures superdéformées en rotation rapide, on est amené à définir deux quantités :

la **MULTIPLICITÉ** : Nombre de photons émis en cascade lors d'une désexcitation d'un noyau atomique.

le **FOLD** : Nombre de photons détectés en même temps dans des cristaux distincts du multidétecteur.

En sélectionnant à l'aide de l'unité de décision en ligne (TRIGGER) les événements de haut FOLD (par exemple supérieur à 5), on favorise les coïncidences vraies par rapport aux coïncidences fortuites. Certes on perd des événements, mais on ne garde que les événements les plus intéressants. A l'aide de cette méthode, on favorise les cascades de désexcitation ayant une forte multiplicité. Ceci constitue un atout considérable lorsqu'on cherche a étudier des structures en rotation, car les cascades correspondantes sont relativement longues.

Ce système est par contre moins efficace si on cherche à étudier un noyau ayant des niveaux d'excitation de temps de vie relativement long ou des système correspondant à des faibles multiplicités.

II.2. Analyse de données à haut fold.

La notion de coïncidence est exploitée à deux niveaux : durant l'expérience pour diminuer le flot de données (on met un seuil en fold sur les événements) et après l'expérience pour son analyse. Il faut, en effet, pouvoir tirer au mieux parti de l'information contenue dans les données.

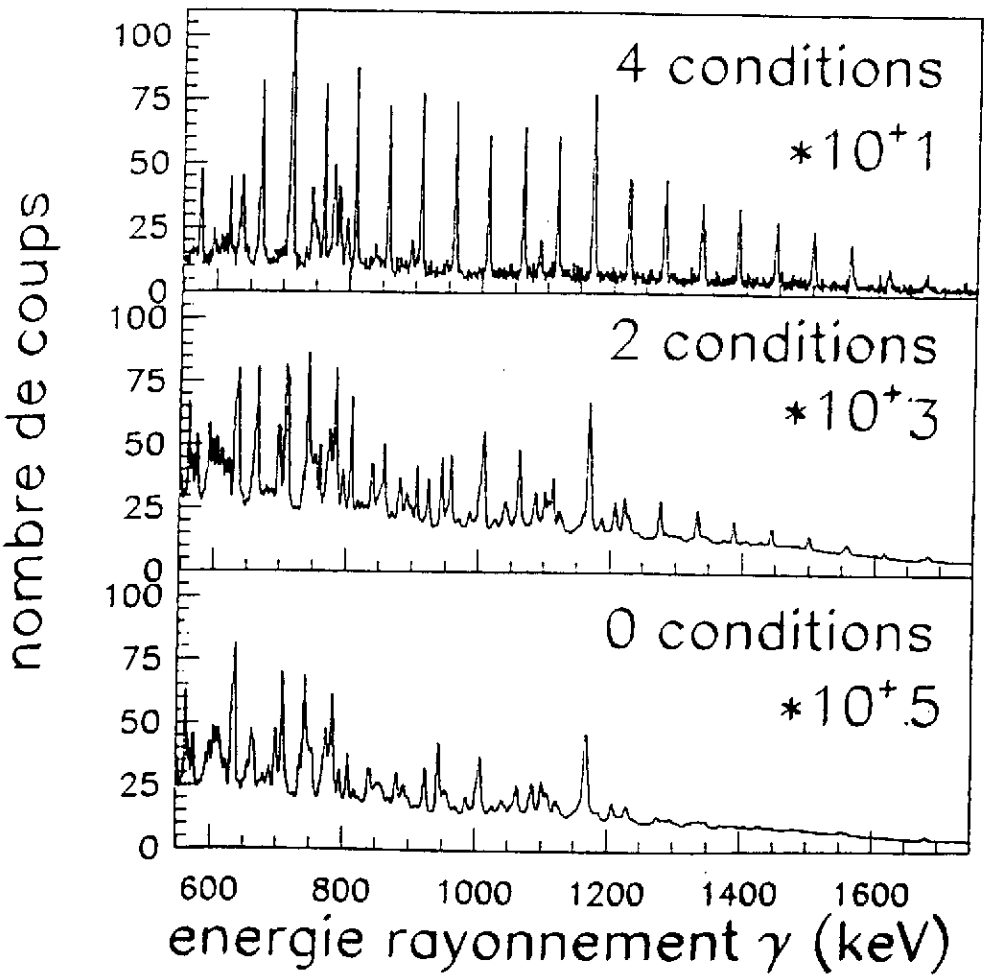


Figure II.2 : Spectres conditionnés N fois issus d'une expérience dont le but est l'étude des bandes SD de ^{149}Gd [Vi96].

On va donc chercher à construire des spectres présentant les énergies E_γ en coïncidence avec un certain nombre de transitions γ connues. Pour cela on a deux méthodes : soit on construit directement les spectres, soit on passe par un stockage de dimension intermédiaire (matrice E_γ-E_γ, cube E_γ-E_γ-E_γ, ...) conditionné ou non.

On peut ainsi construire le spectre en coïncidence avec une transition $E_\gamma(a)$ connue ce qui reviendra, pour chaque événement, à stocker dans ce spectre toutes les énergies qui arrivent en même temps que la transition $E_\gamma(a)$ lorsque cette dernière y est présente. On aura encore des coïncidences fortuites, mais on sélectionne ainsi une portion des données dans lesquelles l'information qui nous intéresse devient majoritaire. On peut bien sur envisager de généraliser cette méthode pour construire le spectre de "fold N+1" en stockant, pour chaque événement, toutes les énergies qui arrivent en même temps que N transitions connues $E_\gamma(1)$, $E_\gamma(2)$, ... $E_\gamma(N)$ lorsque ces dernières y sont présentes. Pour un tel classement on ne pourra utiliser que les événements de fold supérieur à N. Or, comme nous l'avons vu précédemment, lorsqu'on étudie des cascades de grande multiplicité, les informations de coïncidence élevées sont d'autant plus riches que le fold est élevé. On peut bien s'en rendre compte pour les bandes SD pour lesquelles la multiplicité est de l'ordre de M=30 (cf. figure II.2). Plus on traite des événements de fold élevé, plus le rapport signal SD sur fond est favorable. On a cependant de moins en moins de statistique dans les spectres ce qui finit par limiter cette méthode à des folds de l'ordre de 6 pour EUROGAM II.On a

ainsi une méthode extrêmement puissante pour mettre en évidence des raies gamma peu intenses. Si on cherche maintenant à analyser le comportement en intensité d'une cascade de transitions γ, il faut être extrêmement prudent sur la façon d'obtenir les spectres sur lesquels on mesure l'intensité. En effet, le fait de mettre plusieurs conditions de coïncidence ou de sommer des spectres issus de différents conditionnements peut biaiser l'information. Il en est de même pour le passage par un classement intermédiaire mettant en jeu des facteurs combinatoires dépendant de la taille de l'espace intermédiaire [De95a].

Dans l'exemple de la figure II.2 sont représentés trois spectres : le spectre brut contenant l'ensemble des photons mesurés, le spectre conditionné deux fois (on demande la présence de 2 photons parmi une liste de photons émis lors de la désexcitation d'états superdéformés) dans lequel on commence à voir une structure régulière et le spectre conditionné quatre fois (on demande la présence de 4 photons parmi la liste déjà citée) dans lequel on voit nettement les raies régulièrement espacées des photons de la bande de rotation bâtie sur un état superdéformé (SD) du ^{149}Gd [Vi96].

II.3. Grandeurs mesurables.

Les détecteurs de photons nous donnent uniquement les énergies de transition gamma E_γ et les temps T_γ correspondants. En prenant en compte un grand nombre d'événements on peut exploiter la statistique pour établir une mesure :

Le centroïde de la distribution donne **l'énergie E_γ** de la transition gamma.

L'aire sous le pic (fond déduit) donne **l'intensité I_γ** correspondante.

De plus ces deux grandeurs peuvent dépendre de l'angle de mesure. On dispose donc principalement de $E_\gamma(\theta)$, $I_\gamma(\theta)$, et T_γ .

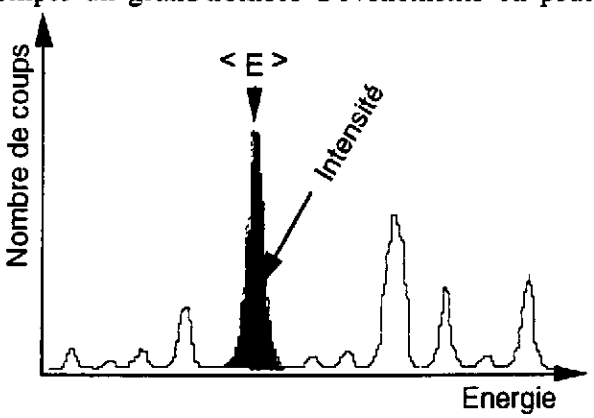


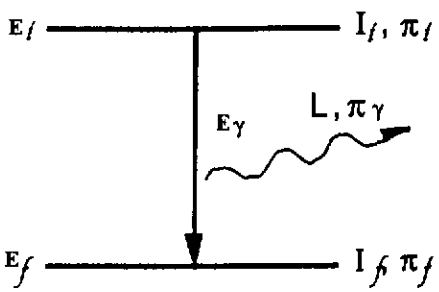
Figure II.3 : Vue schématique d'un spectre.

II.4. Grandeurs dérivées.

II.4.1. Multipolarité de transition :

La mesure des propriétés du photon de désexcitation nous permet de déduire les caractéristiques de l'état initial, si celles de l'état final sont connues. En effet, on applique deux lois de conservation :

- la conservation de l'énergie $\mathbf{E_\gamma = E_i - E_f}$
- la conservation de la parité $\pi_i = \pi_\gamma . \pi_f$



où la parité du photon π_γ vaut

$(-1)^L$ pour une transition électrique EL

$(-1)^{L+1}$ pour une transition magnétique ML

La composition des moments angulaires donne $|I_i - L| \leq I_f \leq |I_i + L|$. Or I_i et I_f sont fixés. Ceci implique que L ne peut prendre que des valeurs supérieures ou égales à $\Delta I = |I_f - I_i|$. On distingue deux cas : Les **transitions étirées** ($L = \Delta I$) et les autres ($L > \Delta I$).

II.4.2. Probabilités de transition gamma M1, E1, E2 :

Suivant le caractère d'une transition, la probabilité de transition sera différente. Une fois que l'on dispose des fonctions d'onde dans le cadre d'un modèle, on peut calculer différentes observables telles que les probabilités de transition électromagnétiques. On peut ainsi citer les estimations de Weisskopf des probabilités de transition λ(Ei), λ(Mi) :

$$\lambda(E1) = 1{,}0.10^{14} A^{2/3} E_\gamma^3 \qquad \lambda(M1) = 5{,}6.10^{13} E_\gamma^3$$
$$\lambda(E2) = 7{,}3.10^{7} A^{4/3} E_\gamma^5 \qquad \lambda(M2) = 3{,}5.10^{7} A^{2/3} E_\gamma^5$$
$$\lambda(E3) = 34.10^{0} A^{2} E_\gamma^7 \qquad \lambda(M3) = 16.10^{0} A^{4/3} E_\gamma^7$$
$$\lambda(E4) = 1{,}1.10^{-5} A^{8/3} E_\gamma^9 \qquad \lambda(M4) = 4{,}5.10^{-6} A^{2} E_\gamma^9$$

On constate, comme on aurait pu s'y attendre, que les ordres multipolaires les plus élevés sont les moins probables. On ne les observera donc que si les ordres les plus bas sont interdits. La simple observation de ces probabilités met également en lumière le fait que, lors de l'émission d'une raie gamma, les transitions étirées seront largement favorisées par rapport aux transitions non étirées.

Pour comparer les probabilités de transitions, la notion de probabilité réduite B(EL), B(ML) a été introduite. Ces probabilités réduites sont exprimées en unités Weisskopf (uW). Une uW correspond à $B(M1)=1{,}65\mu_N{}^2$ pour une transition dipolaire magnétique (M1) et à $B(E2)=0{,}061A^{4/3}e^2fm^4$ pour une transition quadrupolaire électrique (E2). Ainsi, par exemple, les transitions E2 reliant les états d'une bande superdéformée de la région de masse 190 ont une probabilité de transition réduite B(E2) de l'ordre de 2000 uW et les transitions dipolaires interbandes observées à basse énergie dans certains noyaux impairs de cette région ont une probabilité de transition réduite B(M1) de l'ordre de 0,5 uW.

II.4.3. Distributions angulaires :

Les réactions induites par ions lourds ont l'avantage de donner lieu à des noyaux composés dont le moment angulaire se trouve dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. On a donc ce qu'on appelle un **état nucléaire aligné**. Il en résulte une anisotropie de l'émission des photons (I=f(θ)). On peut donc développer l'intensité $I_\gamma(\theta)$ d'une transition gamma sous forme d'une somme de polynômes de Legendre où l'angle θ est repéré par rapport à l'axe du faisceau. On en déduit l'expression de la distribution angulaire (distribution d'intensité normalisée) :

$$w(\theta) = \frac{I_\gamma(\theta)}{I_\gamma} = 1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta) + \ldots$$

Une transition étirée dipolaire pure (L=1) a un coefficient a_2 négatif et a_4 nul. Par contre, une transition étirée quadrupolaire pure (L=2) a un coefficient a_2 positif et a_4 négatif (petit).

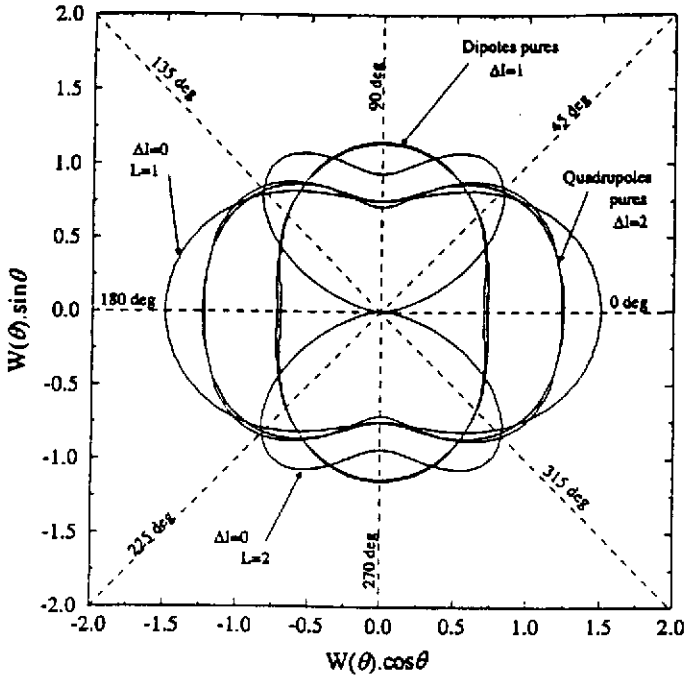


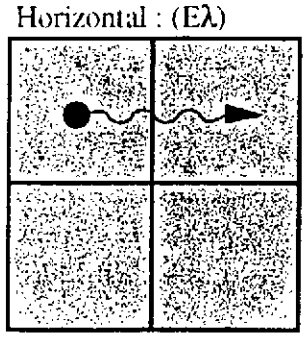
Figure II.4 : Représentation spatiale des distributions angulaires correspondant à différent types de transitions gamma [Ka96].

Sur la figure II.4 sont représentées les distributions angulaires correspondant à différentes transitions gamma couramment observées. En examinant cette figure on constate que plusieurs distributions angulaires peuvent avoir des formes similaires. On imagine donc bien que la seule mesure des distributions angulaires ne suffira pas à déterminer sans ambiguïté la multipolarité de la transition. Il faut donc associer à cette mesure soit une mesure de polarisation linéaire, soit une mesure de coefficients de conversion interne.

II.4.4. Polarisation linéaire :

L'effet Compton est sensible à la polarisation linéaire du photon : le photon issu d'une **diffusion Compton** prend préférentiellement une **direction perpendiculaire au champ électrique** du photon incident.

Horizontal : (Eλ)



Vertical : (Mλ)

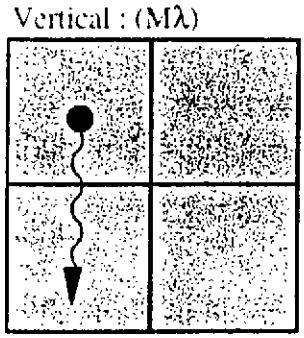


Figure II.5 : Vue schématique de la diffusion Compton d'un photon d'un pétale à l'autre d'un détecteur Trèfle.

Si on dispose de plusieurs détecteurs situés dans un plan perpendiculaire à l'axe du photon incident, on peut, en utilisant cet effet, **déterminer la polarisation linéaire du photon.**

En effet, suivant que le photon soit EL ou ML, le photon secondaire issu d'un effet Compton prendra **préférentiellement une direction** "horizontale" c'est à dire perpendiculaire au plan de référence (défini par l'axe du faisceau et la direction du photon incident) ou "verticale" c'est à dire contenue dans le plan de référence.

On peut donc calculer, dans le cas où la somme des énergies des électrons et photons Compton correspond à l'énergie E_γ d'un photon à étudier ,un rapport $\eta(E_\gamma)$ permettant d'établir le caractère électrique ou magnétique de la transition étudiée :

$$\eta = \frac{N_{Vert} - N_{Hor}}{N_{Vert} + N_{Hor}}$$

avec

N_{Hor} le nombre d'effets Compton donnant lieu à un photon secondaire "horizontal",

N_{Vert} le nombre d'effets Compton donnant lieu à un photon secondaire "vertical".

Le détecteur "**Clover**" développé à Strasbourg pour **EUROGAM II** se prête tout à fait à ce type de mesures. Nous en verrons les caractéristiques à la fin de ce chapitre.

II.4.5. Moment d'inertie dynamique $\Im^{(2)}$:

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.5.2, on peut associer un moment d'inertie dynamique $\Im^{(2)}$ à une structure en rotation.

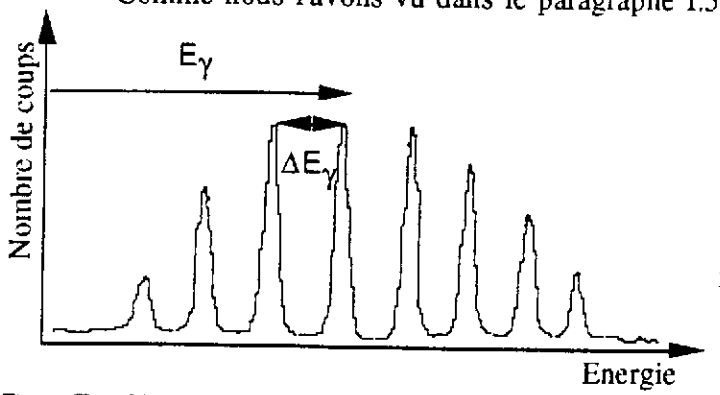


Figure II.6 : Vue schématique d'un spectre d'une structure collective.

$$\Im^{(2)} = \frac{4}{\Delta E_\gamma}$$

On trace en général cette quantité en fonction de la fréquence de rotation $\hbar\omega$:

$$\hbar\omega = \frac{E_\gamma}{2}$$

Si le moment d'inertie dynamique $\Im^{(2)}$ est constant quelle que soit la fréquence de rotation, le système se comporte comme un **rotor rigide**. Dans le cas contraire, on met en évidence une **variation de l'inertie** du système considéré, qui peut être due tant à des nucléons individuels qu'à des changements dans la collectivité. On dispose ainsi d'une sonde extrêmement sensible, qui sera un outil très utile dans la comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques.

II.4.6. Vitesse du noyau :

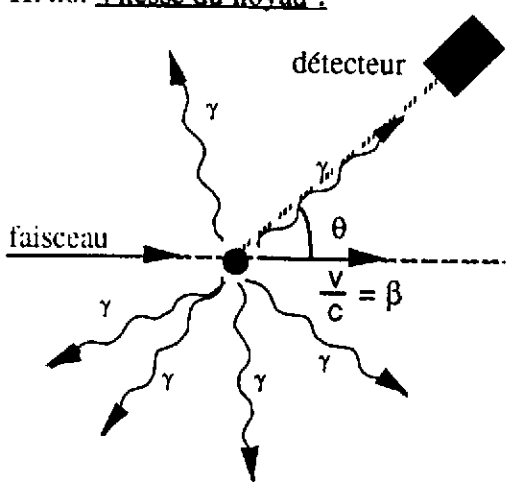


Figure II.7 : Vue schématique d'un détecteur placé à un angle θ par rapport à l'axe du faisceau.

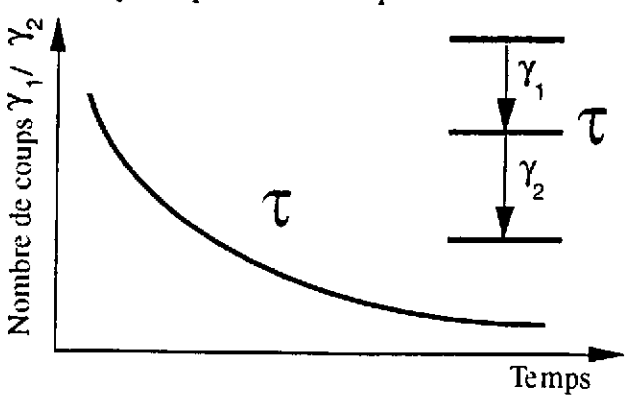
Lors de l'émission des photons le noyau se déplace à une vitesse **V** dans le laboratoire. Du fait de l'**effet Doppler**, les énergies mesurées sont décalées par rapport aux énergies vraies d'une valeur

$$\Delta E_\gamma(\theta, E_\gamma) = E_\gamma . \frac{v}{c} . \cos(\theta)$$

En utilisant des détecteurs placés à différents angles par rapport à l'axe du faisceau on peut aisément déduire la valeur de l'énergie vraie E_γ, ainsi que la valeur de la vitesse du noyau. Cette dernière information nous servira pour la mesure des moments quadrupolaires électriques.

II.4.7. Temps de vie :

Pour les états quantiques ayant un **temps de vie τ relativement long**[1] , si on construit le spectre dans lequel on reporte le nombre de coups en fonction du temps entre l'émission du photon alimentant l'état et celle du photon issu de l'état considéré. On en déduit ainsi le temps de vie τ de l'état.



[1]L'utilisation de cette méthode requiert un temps de vie τ supérieur à 10 ns si on utilise des détecteurs Ge (comme c'est le cas avec EUROGAM). Pour mesurer des temps plus courts à l'aide de cette méthode on préférera des détecteurs plus rapides tels que le BaF_2 ou des plastiques.

Pour les temps de vie plus courts on doit faire appel à d'autres méthodes :

*** Temps de vie très courts : Méthode de l'Atténuation du Décalage Doppler (DSAM)**

Pour cette technique, on utilise une cible déposée sur un support épais. Ainsi, tout en émettant les rayons gamma de désexcitation, le noyau formé par la réaction perd de la vitesse dans le support et finit par s'arrêter. Or, comme nous l'avons vu plus haut l'effet Doppler nous donne accès à la vitesse moyenne au moment de l'émission du photon. On peut donc déterminer les temps de vie des niveaux quantiques empruntés par le noyau lors de la cascade de désexcitation.

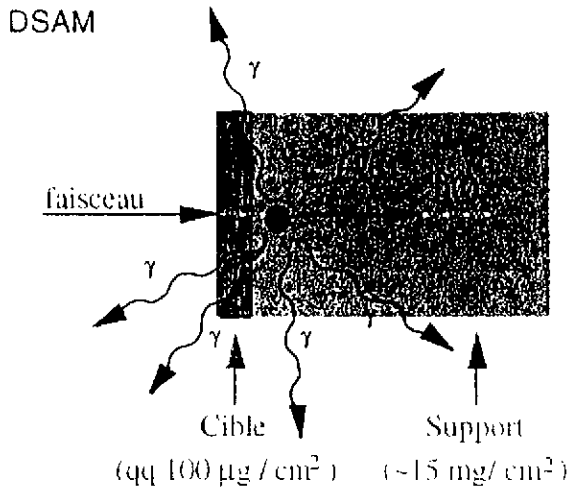


Figure II.8 : Vue schématique de la cible déposée sur un support épais utilisée pour les expériences de DSAM.

Cette méthode demande un certain nombre d'hypothèses sur la durée de vie des états alimentant la cascade de transitons étudiée ainsi qu'une bonne connaissance des pouvoirs d'arrêts électroniques. C'est ce dernier point qui constitue la plus grande source d'incertitudes.

*** Temps de vie plus longs : Méthode du Plunger[2] (RDM).**

Pour cette technique on utilise également un support épais, mais cette fois ci la cible est auto supportée et placée à une distance d variable devant le support. Ainsi, le noyau formé par la réaction commencera à émettre ces rayons gamma de désexcitation en vol et finira sa désexcitation en ralentissant dans le support. Une fraction des désexcitations se fait donc dans le vide (pleine vitesse) et le reste dans le support (vitesse réduite). Les raies gamma concernées présentent donc deux composantes : une correspondant à la pleine vitesse et l'autre à une vitesse plus faible.

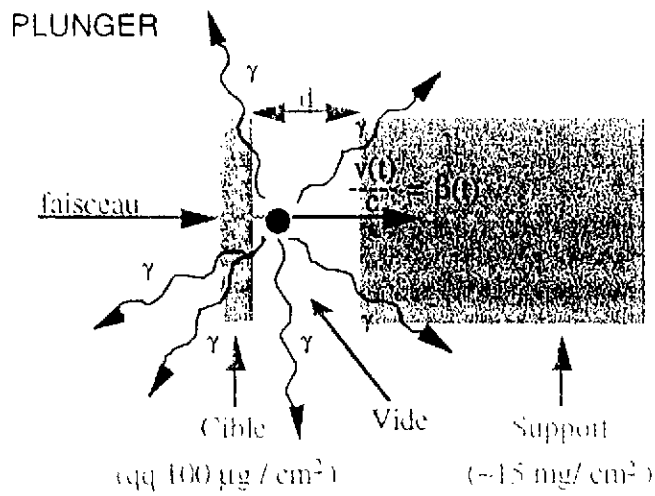


Figure II.9 : Vue schématique de la cible utilisée pour les expériences de RDM. On y voit le stoppeur placé à une distance d de la cible (support épais)

L'analyse des rapports de ces composantes, pour différentes valeurs de la distance de vol d, donne accès au temps de vie de l'état considéré.

II.4.8. <u>Moment quadrupolaire électrique :</u>

Le temps de vie d'un état est lié aux probabilités de transition électromagnétique B(E1,E2,..., M1, M2,...). Dans le cadre d'un modèle rotationnel[3], la probabilité de transition dipolaire

[2]Piston.

[3]Ce modèle ne s'applique qu'à des structures déformées en rotation rigide c'est à dire dont la déformation ne varie pas trop. Des transitions E2 existent dans des noyaux sphériques, mais alors les valeurs des probabilités de transition B(E2) ne s'expriment pas de cette manière.

magnétique B(M1) est une fonction de la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie du noyau et la probabilité de transition quadrupolaire électrique B(E2) est une fonction de la distribution de charge du noyau dans l'état considéré [Mo76]:

$$B(M1: I_i \to I_f) = \frac{3}{4\pi}(g_K - g_R)^2 K^2 \langle I_i K 10 | I_f K \rangle^2$$

$$B(E2: I_i \to I_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_t^2 \langle I_i 2K0 | I_f K \rangle^2$$

On peut donc déduire, de la valeur des temps de vie, celle du moment quadrupolaire électrique du noyau.

On peut, pour illustrer cela, examiner les résultats obtenus dans le cas de la bande superdéformée yrast de ^{192}Hg pour laquelle les deux types de mesures ont été réalisées à l'aide d'EUROGAM. On voit sur la figure II.10 à gauche les spectres issus d'une expérience du type DSAM[Wi94]. Sont présentés les spectres des détecteurs à 90° dont les énergies ne sont pas affectées par l'effet Doppler et ceux des détecteurs à 134° pour lesquels les pics à haute énergie sont décalées. On constate que le décalage est d'autant plus grand que l'énergie est grande et donc que l'on se trouve haut dans la bande de rotation.

Sur la figure de gauche sont reportés les spectres à 134° issus d'une expérience du type Plunger [Wi94] correspondant à diverses valeur de la distance de vol (25, 40, 60 et 131 µm). On observe nettement sur la raie à 257,6 keV le passage d'une composante à l'arrêt majoritaire pour d = 40 µm à une composante en vol dominante pour d = 131 µm.

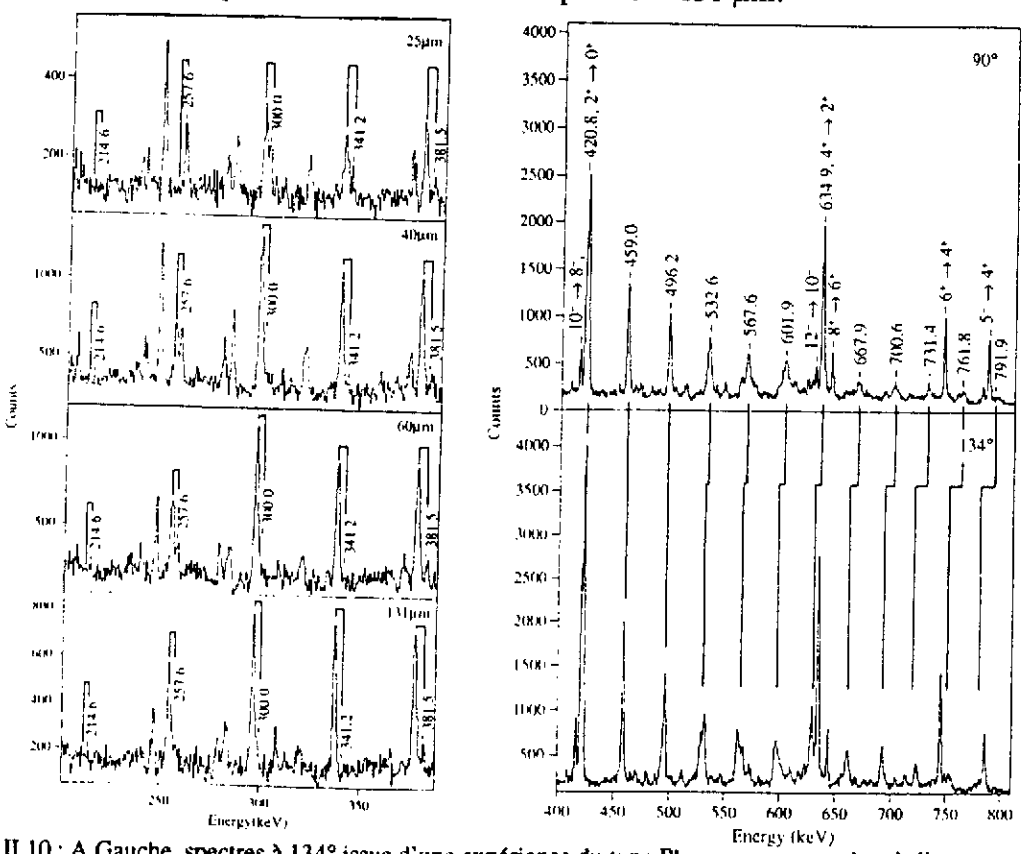


Figure II.10 : A Gauche, spectres à 134° issus d'une expérience du type Plunger correspondant à diverses valeur de la distance de vol (25, 40, 60 et 131 µm)[Wi94]. A droite, spectres issus d'une expérience du type DSAM.

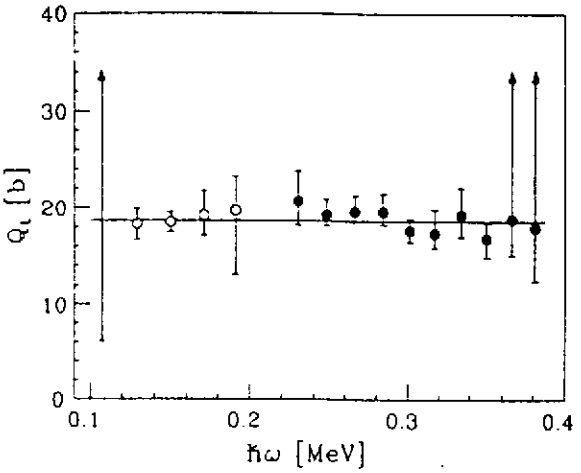


Figure II.11 : Évolution en fonction de la fréquence de rotation du moment quadrupolaire des transitions de la bande SD de ^{192}Hg [Wi94].

Ces deux expériences étant complémentaires il a été possible d'extraire une valeur du moment quadrupolaire pour presque toutes les transitions de la bande superdéformée étudiée [Wi94]. On constate que la déformation du noyau reste constante sur une grande plage de fréquence et ce jusqu'aux fréquences les plus basses observées. Ceci a été interprété comme une signature de la persistance du puits superdéformé jusqu'aux fréquence les plus basses observées dans cette bande. Ceci suggère donc une désexcitation de ces états par **effet tunnel**.

Les barres d'erreurs étant grandes, du fait d'une incertitude de l'ordre de 10% sur les pouvoirs d'arrêt, il serait hasardeux de tirer d'autres conclusions de ce type d'expériences. Par contre, lorsqu'on compare des résultats de noyaux voisins obtenus dans des conditions de production et d'arrêt similaires, on peut, malgré cette grande incertitude, obtenir, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, des informations concernant les variations relatives de déformation.

II.4.9. Propriétés magnétiques nucléaires :

Dans le cas de noyaux impairs, le nucléon célibataire peut être placé dans différentes orbitales. L'occupation de deux structures partenaires de signature[4] permet d'observer, outre les transitions quadrupolaires électriques (B(E2)≈2000 uW) entres les différents états d'une des structures concernées, des transitions dipolaires magnétiques (B(M1)≈0,5 uW) entre ces deux structures[5].

Comme nous l'avons vu, la mesure de rapports d'embranchements entre transitions E2 et M1 donne accès, via un modèle collectif [Mo76] au **facteur gyromagnétique g_k**. Pour un nucléon célibataire traité dans la cadre du modèle du couplage fort, on peut en plus extraire de ces mesures la valeur de la projection Ω sur l'axe de quantification du moment angulaire total de l'orbitale occupée. Dans le cas d'un neutron célibataire on obtient [Jo93 et Se92]:

$$B(M1) \approx 0{,}021(\Omega + 3{,}69)^2 \mu_N^2$$

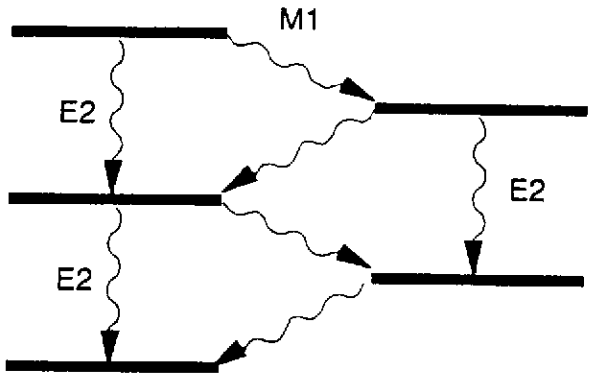
On dispose ainsi d'un outil puissant pour déterminer avec précision les types d'**orbitales au voisinage du niveau de Fermi**. Cette méthode ne s'applique malheureusement pas dans tous les

[4]Les noyaux SD présentent une symétrie par rotation d'un angle π autour de l'axe z, perpendiculaire à leur "axe de déformation" (axe x). Nous pouvons donc associer à cette symétrie d'ordre 2 un nombre quantique, la signature :

$$e^{i\pi(j_x-\frac{1}{2})}\varphi_i(x,y,z,\sigma) = \sigma.\varphi_i(-x,-y,z,\sigma) = \alpha_i.\varphi_i(x,y,z,\sigma), \quad \alpha_i = \pm 1$$

De ce fait les bandes SD se regroupent par "partenaires" de signature qui seront dégénérés en énergie tant que l'on ne brise pas l'invariance par renversement du sens du temps.

[5]Les transitions reliant les deux bandes partenaires de signature peuvent en fait être du type M1 ou E2. D'autres types de mesures ont précisé le caractère dipolaire magnétique (M1) de ces transitions.



cas. En effet, il faut nécessairement que les énergies des transitions soient suffisamment petites pour que les rapports d'embranchements ne soient pas trop en défaveur des transitions interbandes. C'est pourquoi de telles mesures n'ont été possibles que pour des structures superdéformées de la région de masse A=190 où les bandes de rotations s'étendent à bas spin.

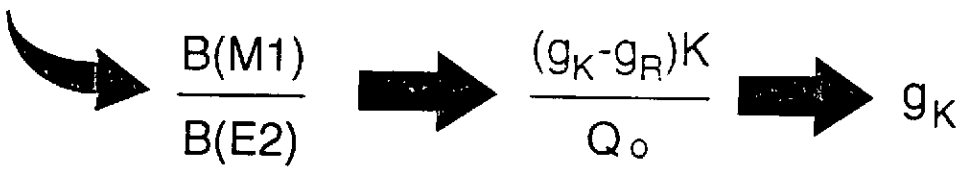


Figure II.12 : Représentation schématique des transitions de E2 de deux bandes SD partenaires de signature ainsi que des transitions M1 reliant les deux bandes (observables que si l'énergie des transitions sont suffisamment faibles).

II.5. Multidétecteurs : de EUROGAM à EUROBALL.

II.5.1. Motivation et choix techniques :

La section efficace de production de noyaux superdéformés est extrêmement faible. De plus, lorsqu'on désire étudier des transitions correspondant à des états superdéformés, on doit sélectionner ces événements parmi un grand nombre de photons. On va donc être amené à sélectionner des événements de grande **multiplicité**. Il faut pour cela pouvoir accéder à des événements de grand **fold**, d'où la nécessité de la construction de multidétecteurs. Ces multidétecteurs doivent satisfaire un cahier de charges bien précis :

* **Grande précision de la mesure de l'énergie**
* **Suppression de l'effet Compton**
* **Grande efficacité de détection**
* **Forte granularité**

Pour cela il a été choisi d'utiliser des **matériaux semi-conducteurs** (détecteurs au germanium hyper pur), pour construire des **détecteurs de gros volume** (70% d'efficacité[6]) en **grand nombre** de manière à obtenir la forte granularité nécessaire à la sélection des **cascades de grande multiplicité**.

II.5.2. Système anti-Compton :

Cherchant à mesurer des énergies gamma correspondant à des effets peu intenses, on a tout intérêt à disposer d'un système de détection générant un fond très faible. Comme on cherche à étudier des coïncidences d'ordre élevé, il faut minimiser également l'influence des coïncidences de type pic-fond. Les détecteurs ont donc tous été associés à des **systèmes Anti-Compton (AC)** qui permettent de satisfaire en même temps ces deux conditions. Les systèmes AC d'EUROGAM sont

[6]Par rapport à un détecteur NaI de 3"*3" placé à 25 cm de la source.

constitués de cristaux de BGO collimatés avec des blocs de Tungstène de manière à ne pas être soumis au rayonnements issus de la cible. Le fonctionnement d'un tel système est schématisé ci-dessous (est représenté le détecteur entouré de son système AC collimaté) :

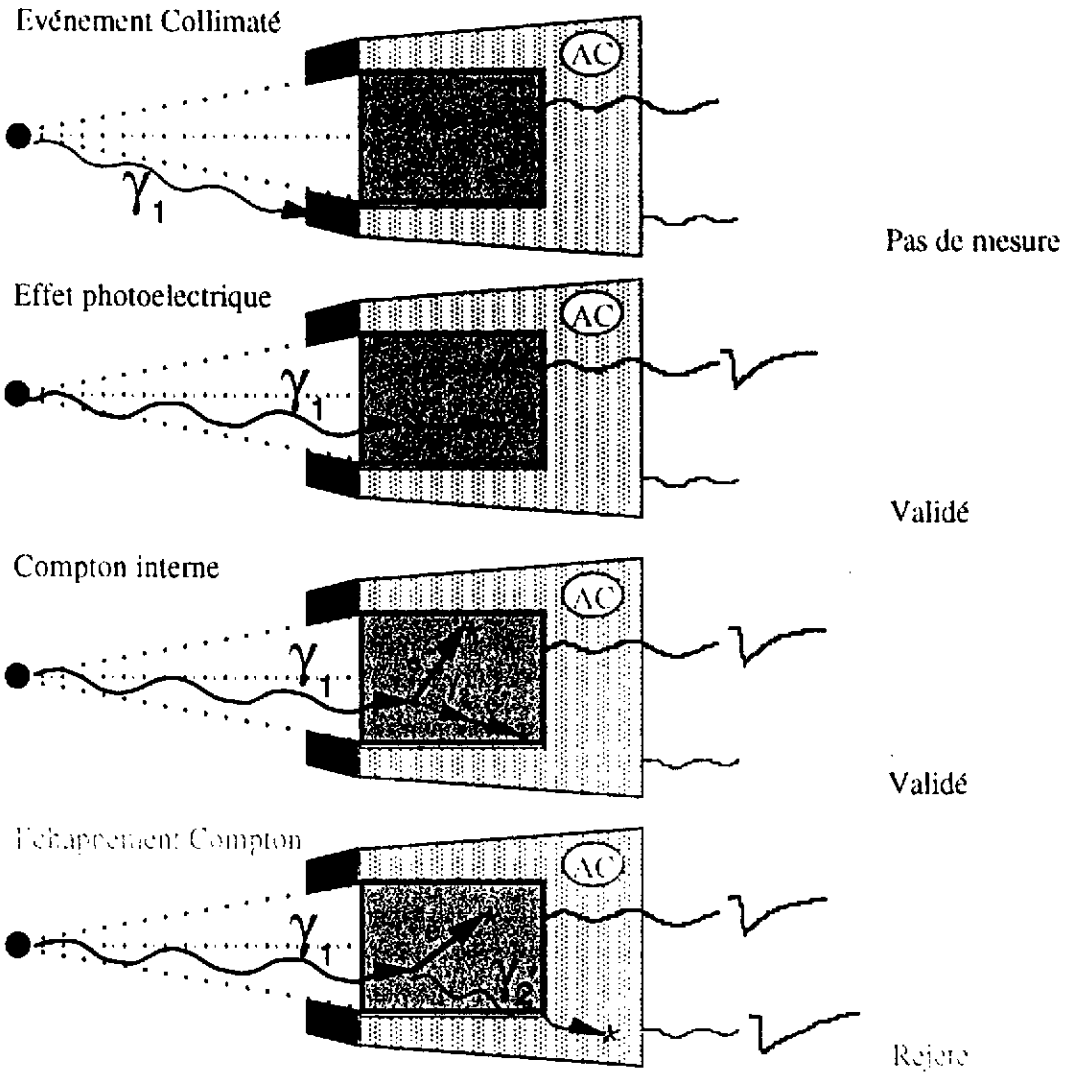


Figure II.13 : Représentation schématique du fonctionnement d'un système anti-Compton (AC). Sur le premier graphe le photon heurte le collimateur : il ne conduira pas à une mesure. Dans le deuxième cas il entraîne un effet photoélectrique dans le cristal de Ge du détecteur : son énergie sera mesurée. Dans le troisième cas il donne lieu à un effet Compton sans que le photon Compton ne s'échappe : on mesure l'énergie du photon incident. Dans le dernier cas il donne lieu à un effet Compton avec échappement du photon Compton qui est détecté par le système AC : le signal issu du Ge est rejeté.

II.5.3. Développements électroniques :

Un système mettant en jeu un grand nombre de détecteurs peut difficilement être géré par de l'électronique NIM standard. Il a donc fallu développer conjointement au multidétecteur une électronique intégrée qui lui est propre. Un nouveau standard électronique (VXI) a été développé à cet effet, ainsi que les cartes permettant de traiter les informations des germanium (Ge) et des systèmes anti-Compton (BGO). Le schéma synoptique de l'électronique liée à un détecteur Ge (muni de son système AC), ainsi que le chronogramme correspondant, sont reportés sur la page suivante [La90 et Ka96]. On constatera que l'on dispose de deux codeurs (ADC) pour les signaux Ge (codant sur 8192 canaux) : l'un pour la dynamique 4 MeV et l'autre pour celle de 20 MeV.

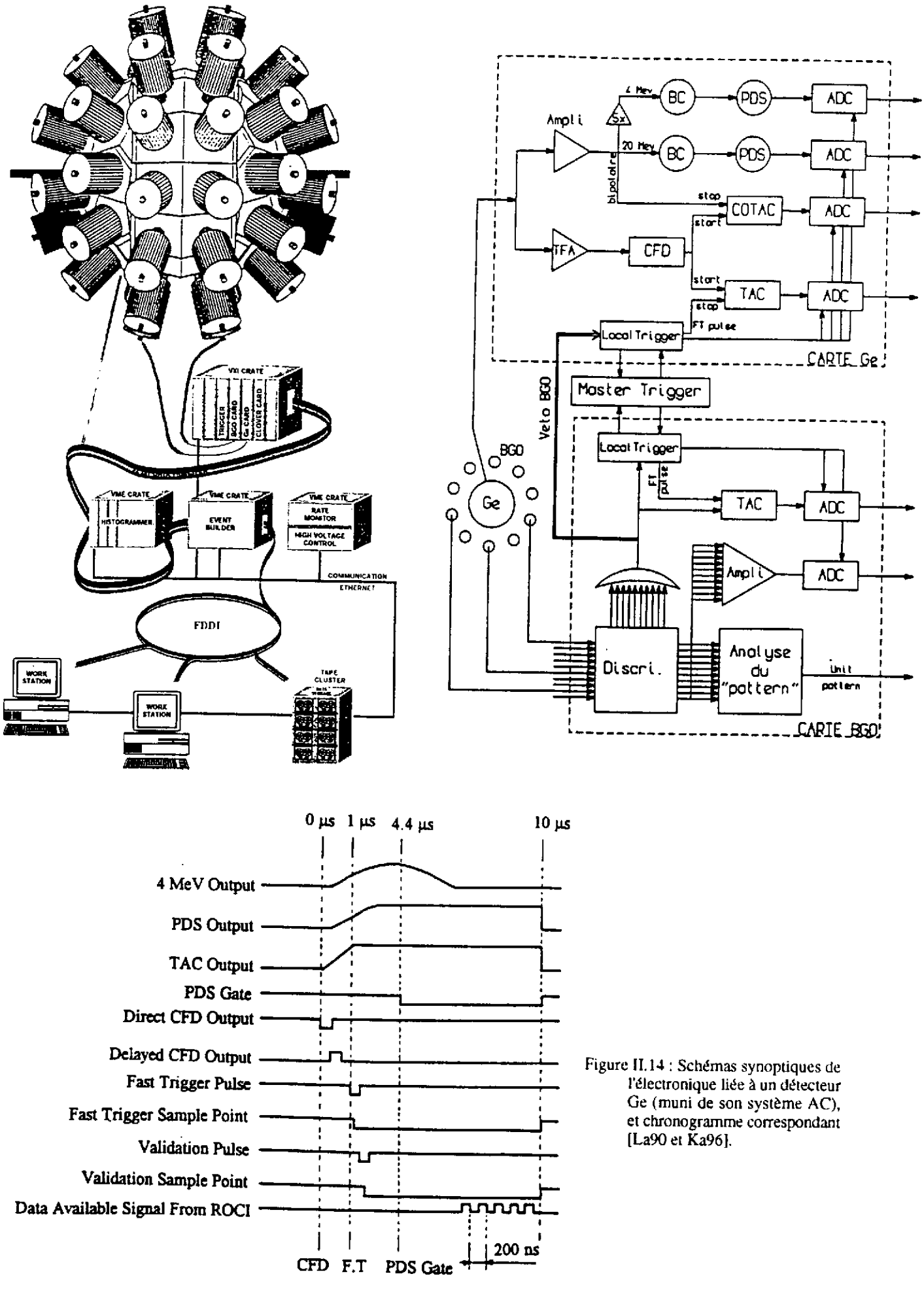


Figure II.14 : Schémas synoptiques de l'électronique liée à un détecteur Ge (muni de son système AC), et chronogramme correspondant [La90 et Ka96].

II.5.4. Détecteurs tronconiques, EUROGAM I :

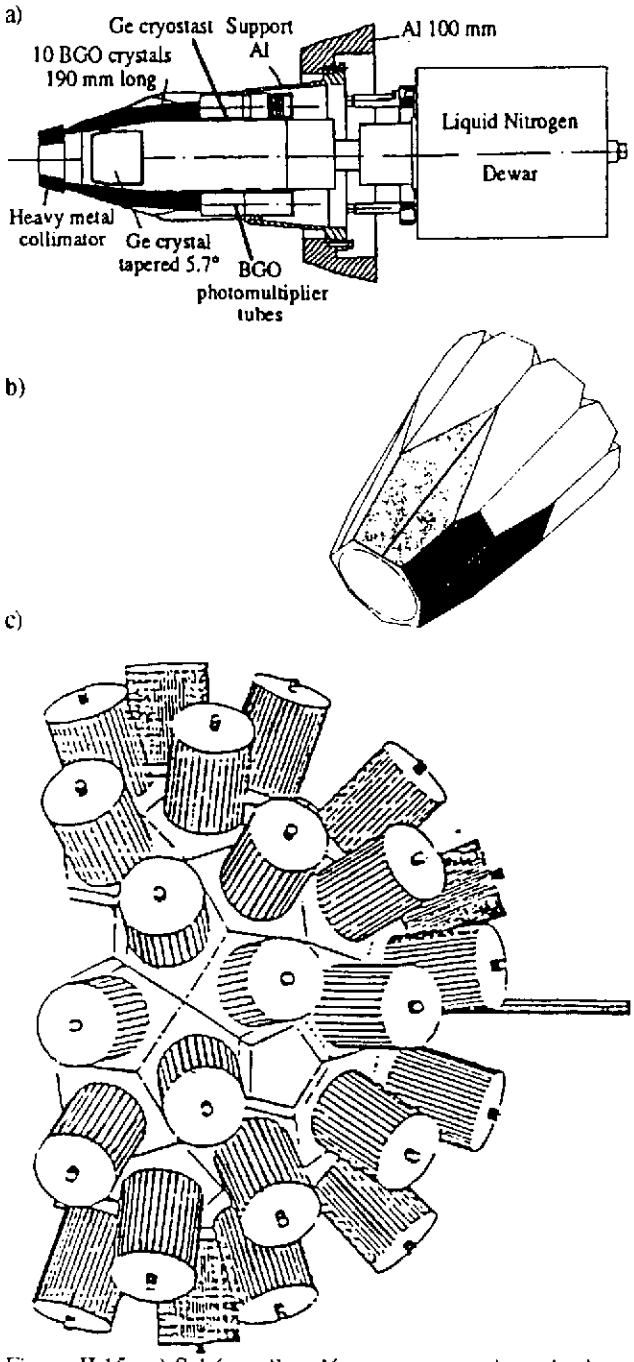


Figure II.15 : a) Schéma d'un détecteur tronconique des la phase I muni de son système anti-Compton (AC) [Al92]. b) Géométrie des cristaux BGO du système AC [No90]. c) Vue d'ensemble d'EUROGAM I [Ha91].

Le détecteur EUROGAM I est le fruit d'une **Collaboration Franco-Anglaise**. Il a été installé auprès du tandem de Daresbury et a fonctionné dans sa version complète d'octobre 1992 à avril 1993. Il était composé de **45 détecteurs Germanium** tronconiques **Hyper pur de gros volume** d'une efficacité ε moyenne[7] de **72%** placés à **20,5 cm** de la cible. Le rapport pic sur total **(P/T)** obtenu avec le système AC est de **0,57**. Chaque détecteur couvrant un angle solide ω de **0.0053 sr**, on arrive à une couverture angulaire totale (Ge) de 23% de 4π. L'efficacité totale correspondante est de 3.8% à 1,33 MeV ($\varepsilon_{effectif}$ **= 1,6%** si on tient compte de l'effet d'empilement de photons dans le détecteur et des faux veto AC dus aux neutrons de la réaction pour une événement de multiplicité M_γ**=30**)[Du97].

Ce détecteur a nécessité le développement de cartes intégrées VXI traitant les signaux issus de 6 Ge différents, de cartes BGO traitant les signaux des 10 cristaux de BGO de l'anti-Compton de chaque Ge. Dans la plupart des expériences EUROGAM I a fonctionné seul. Mais il a également été couplé à plusieurs détecteurs auxiliaires (par exemple, le Spectromètre de Masse en Recul **RMS**, le détecteur à gaz **PPAC** et le détecteur à particules chargées **DIAMANT**).

II.5.5. Détecteurs trèfles, EUROGAM II :

Le principal problème du choix de la géométrie de la phase I d'EUROGAM concernait l'élargissement Doppler des raies gamma détectées au voisinage de 90°. En effet, puisque le décalage Doppler dépend de l'angle θ, l'ouverture angulaire δθ du détecteur donne lieu à un

[7]Par rapport à un détecteur NaI de 3"*3" placé à 25 cm de la source.

"élargissement Doppler" des pics mesurés : $\delta\Delta E_\gamma(\theta, E_\gamma) = E_\gamma . \frac{v}{c} . \sin(\theta) . \delta\theta$. Cet effet est maximum pour un détecteur situé près de θ =90°.

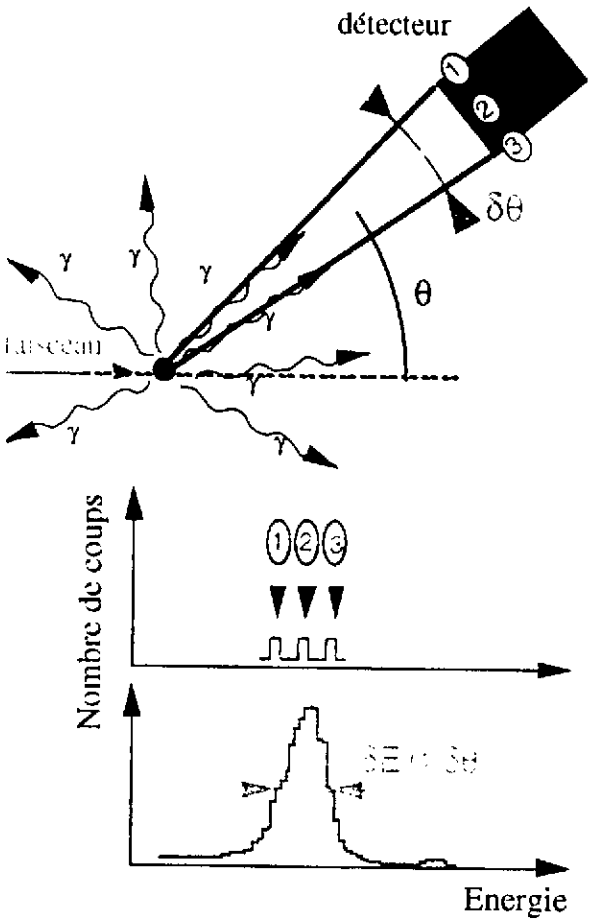


Figure II.16 : Élargissement Doppler dans un détecteur.

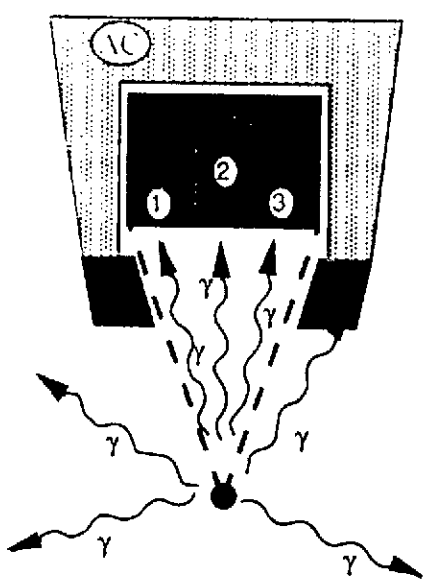


Figure II.17 : Vue schématique du fonctionnement d'un détecteur Trèfle dans son enceinte AC.

Pour éviter ce désagrément il suffit de placer au voisinage de θ=90° des détecteurs d'ouverture angulaire plus petite. Un nouveau détecteur a donc été développé : le **détecteur trèfle** (clover) composé de **4 cristaux Germanium hyper pur (ε=21,3%**[8]) placés dans le même cryostat ayant un système anti-Compton commun. Le rapport pic sur total **(P/T)** ainsi obtenu est de **0,55**.

Lorsque à la suite d'un effet Compton un photon diffuse d'un pétale à l'autre du détecteur **clover**, on associe à l'énergie gamma (somme des énergies mesurées dans les 2 cristaux), l'angle de l'interface entre les 2 pétales touchés. En effet la probabilité d'avoir ce type de diffusion est d'autant plus forte que le photon incident est arrivé près de cette interface. Ce système de **sommation** conduit à une **efficacité totale** ε (pétales seuls plus 2 pétales) de **129%**[8] tout en préservant un faible élargissement Doppler.

Les détecteurs clover ont donc une **grande granularité**, une **grand angle solide** (ω=0,0093 sr à 23 cm de la cible), une **grande efficacité**, un bon rapport pic sur total et permettent en plus la **mesure de la polarisation linéaire** des photons.

Le détecteur **EUROGAM II** a été opérationnel auprès du VIVITRON de Strasbourg de septembre 1994 à octobre 1996. Il était composé de **30 détecteurs Germanium Hyper pur de gros volume (ε=72%**[8]) et de **24 détecteurs CLOVER (ε=129%**[8]). EUROGAM II était donc composé de 126 cristaux Ge individuels.

EUROGAM II avait une couverture angulaire totale (Ge) de 38% de 4π et une efficacité totale correspondante de 7,35% à 1,33 MeV ($\varepsilon_{effectif}$ **= 4,1%** si on tient compte de l'effet d'empilement de photons dans le détecteur et des

[8]Par rapport à un détecteur NaI de 3"*3" placé à 25 cm de la source.

faux veto AC dus aux neutrons de la réaction pour une événement de multiplicité M_γ=30)[Du97]. De plus sa symétrie avant/arrière facilitait les mesures de moments quadrupolaires électriques effectuées par la méthode DSAM.

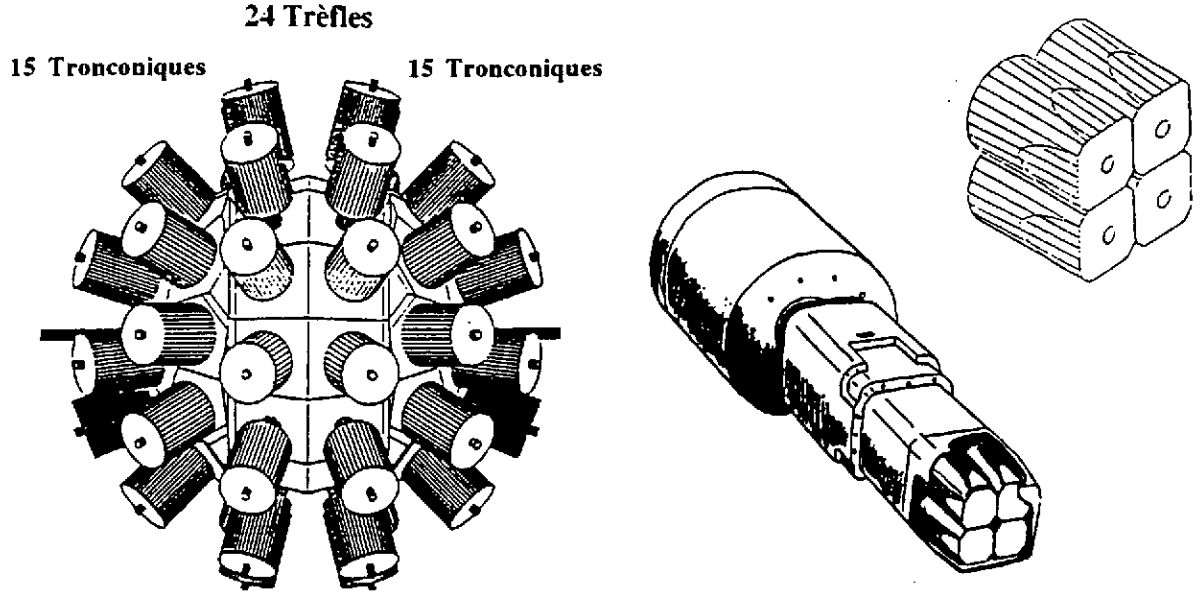


Figure II.18 : Vue d'ensemble du détecteur EUROGAM II [Be92]. On y situe les deux calottes de détecteurs tronconiques ainsi que les deux couronnes de détecteurs Trèfle. Vue stylisée d'un détecteur trèfle et détail des quatre cristaux composant le trèfle (à droite)[Ka96].

II.5.6. Détecteurs clusters, EUROBALL III :

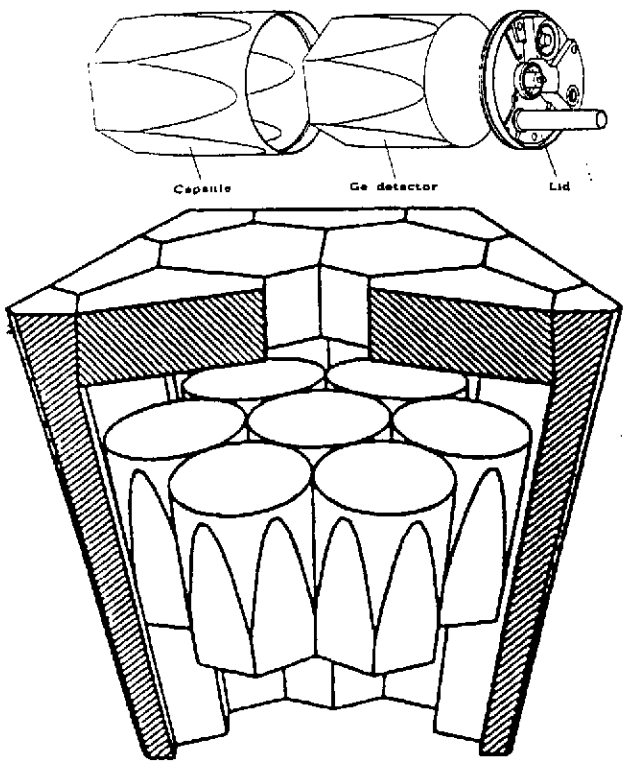


Figure II.19 : Vue d'ensemble du détecteur CLUSTER muni de son système AC [Be96].

Le détecteur EUROBALL III correspond à l'élargissement de la collaboration EUROGAM à l'Allemagne, l'Italie, le Danemark et la Suède. Il est installé auprès du tandem de Legnaro (I) et est opérationnel depuis mai 1997. A fin de l'année 1998 le multidétecteur sera démonté afin de passer à la phase EUROBALL IV auprès du VIVITRON de Strasbourg.

Les détecteurs Cluster ont été développés pour cette troisième phase du projet. Il sont constitués de **7 cristaux Germanium hyper pur** de gros volume ($\varepsilon \approx$ **60%**[9]) encapsulés individuellement, mais ayant un système anti-Compton commun. Ils présentent donc une **forte granularité**, un **grand angle solide** (ω=**0.0095 sr** à 44.5 cm de la cible), et surtout une **grande efficacité** (ε=**605%**[9]). De plus comme ils sont situés plus loin de la cible, le phénomène de "**pile up**"[10] est réduit.

[9]Par rapport à un détecteur NaI de 3"*3" placé à 25 cm de la source.
[10]Arrivée de 2 photons dans le même détecteur au même moment conduisant à l'"empilement" des signaux correspondant aux deux photons.

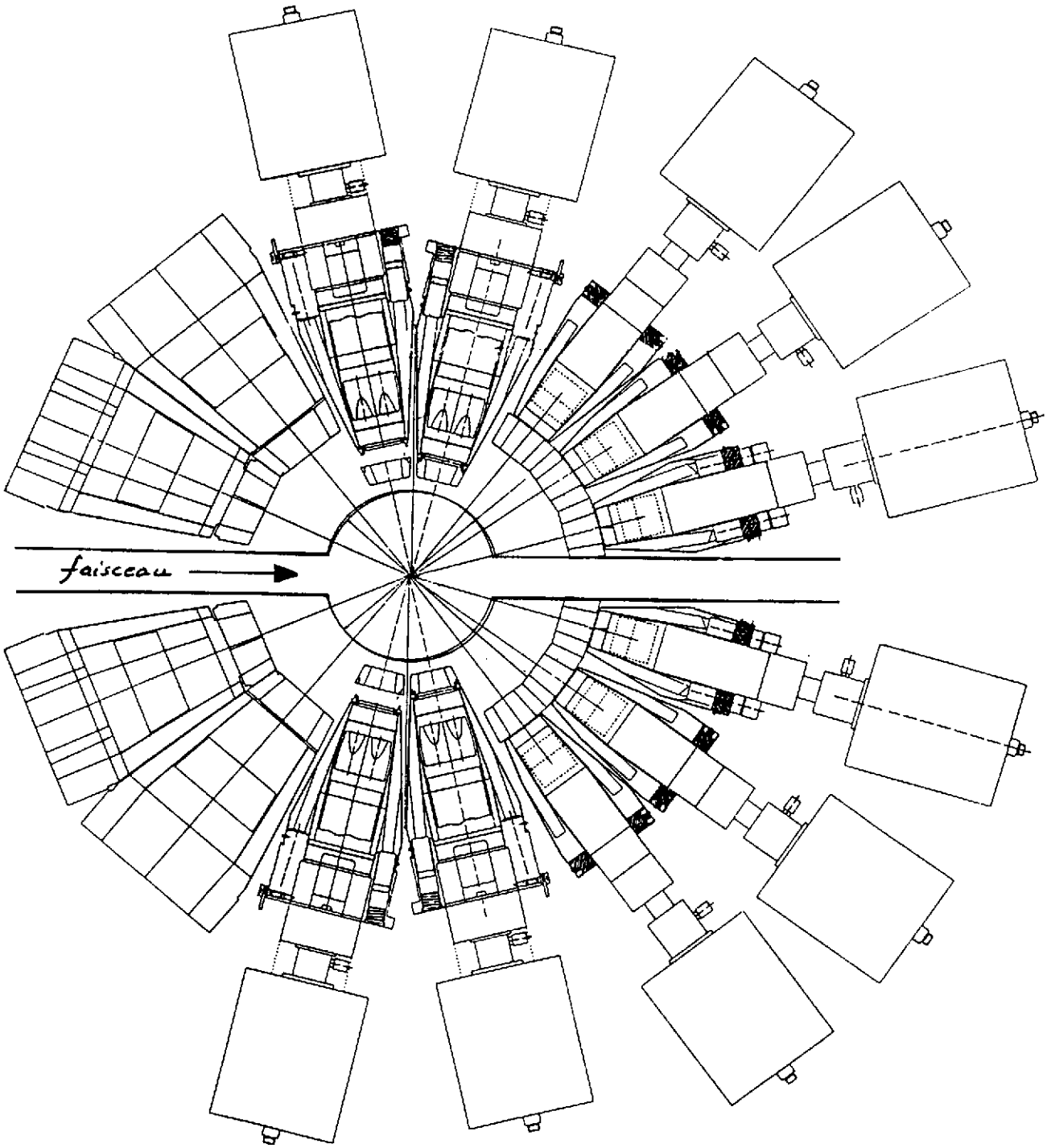


Figure II.20 : Vue en coupe du multidétecteur EUROBALL. On voit à gauche (coté faisceau) les 15 détecteurs CLUSTER, au centre, les 2 couronnes de 13 CLOVER et à droite les 30 détecteurs TRONCONIQUES [...].

EUROBALL III est composé de **30 détecteurs Germanium Hyper pur de gros volume** (**ε=72%**[11]), de **26 détecteurs CLOVER** (**ε=129%**[11]) et de **15 détecteurs CLUSTER** (**ε=605%**[11]) soit 239 cristaux Ge individuels. EUROBALL III a une couverture angulaire totale (Ge) de **44% de 4π** et une **efficacité totale** correspondante est de **9,5%** à 1,33 MeV ($\varepsilon_{effectif}$ **= 7,0%** si on tient compte de l'effet d'empilement de photons dans le détecteur et des faux veto AC dus aux neutrons de la réaction pour une événement de multiplicité M_γ**=30**)[Du97].

[11]Par rapport à un détecteur NaI de 3"*3" placé à 25 cm de la source.

II.6. Détecteurs additionnels.

On a vu dans le paragraphe II.2 qu'il est possible de gagner en sélectivité en imposant un nombre de conditions de coïncidences gamma de plus en plus élevé. Lorsqu'on utilise, en plus du multidétecteur gamma, un détecteur additionnel, l'information qu'il fournit, en coïncidence avec celle du multidétecteur gamma peut être utilisée de la même manière. On perd en statistique du fait de la combinaison de l'efficacité des deux systèmes, mais on gagne en sélectivité.

On peut ainsi mesurer l'émission de neutrons (Neutron Wall[12]) ou de particules chargées légères telles que les protons et particules alpha (DIAMANT[13]) ce qui permet de sélectionner une réaction donnée en fonction des particules évaporées. Les détecteurs d'ions lourds (SAPHIR[14], PPAC[15]) seront mieux adaptés pour la fission et les détecteurs de recul (RMS[16] utilisé à Daresbury avec EUROGAM I, RFD[17] utilisé avec EUROGAM II et EUROBALL) permettent de sélectionner un noyau de recul crée par la réaction. Suivant les expériences, ces détecteurs peuvent être associés pour une étude exhaustive des différentes réactions.

L'élargissement de la collaboration EUROBALL a donc conduit tout naturellement à une ouverture encore plus grande vers des associations de techniques, soit pour mesurer des grandeurs qui étaient jusque là inaccessibles, soit pour filtrer les événements de manière à ne laisser passer que l'information gamma du phénomène rare recherché.

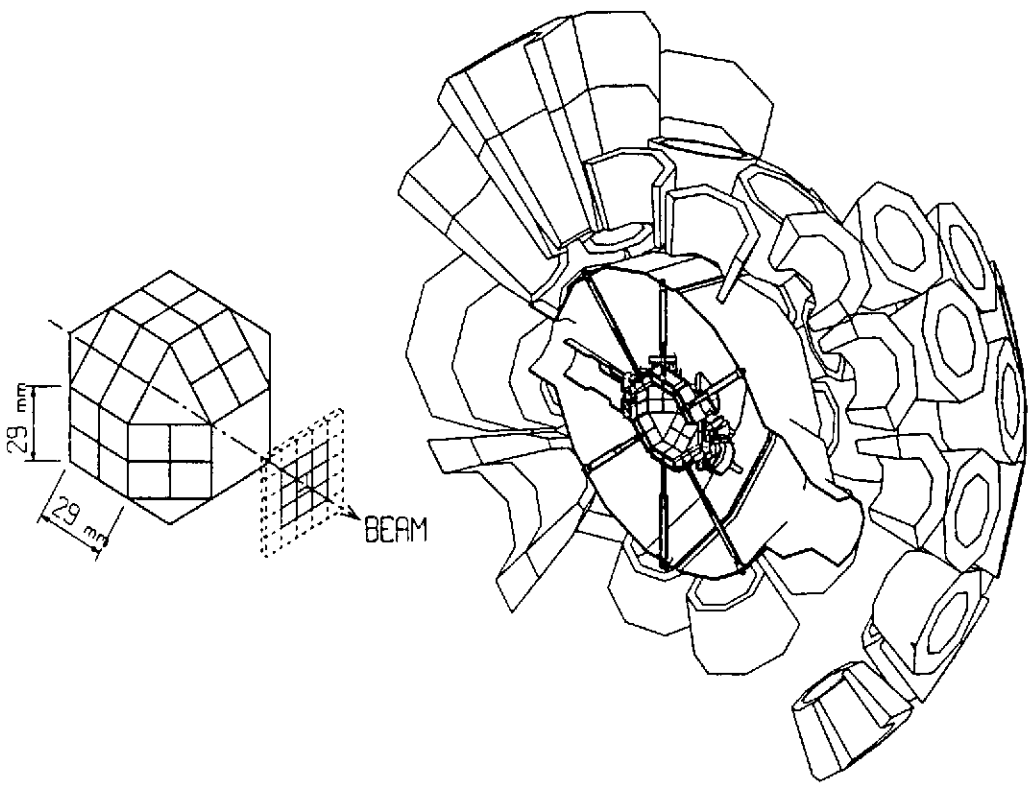


Figure II.21 : Vue éclatée de DIAMANT (80 CsI) et son insertion dans EUROBALL [Sc97].

[12]DEMON : Détecteur modulaire de neutrons [Bi91].
[13]DIAMANT : Détecteur composé de cristaux CsI destiné à la mesure de particules légères chargées(d,t,p,α) [Sc97].
[14]SAPHIR : Détecteur composé de cellules photovoltaiques destiné à la détection d'ions lourds [Ga97].
[15]PPAC : Détecteur à gaz de géométrie planaire. Destiné à détecter les ions lourds [Wu95 et Cr95a].
[16]RMS : Spectromètre de recul de DARESBURY. Destiné à détecter les ions lourds en recul.
[17]RFD : Filtre de recul. Destinée à détecter les ions lourds en recul [Sp95].

II.6.1. Un exemple avec Diamant :

Le multidétecteur DIAMANT (figure II.21) est constitué de 80 détecteurs CsI(Tl) de 3 mm d'épaisseur optiquement couplés, via un guide de lumière, à une diode PIN. Il présente donc une grande granularité, une grande efficacité de détection de particules chargées (angle solide $\approx 4\pi$) et une faible absorption des rayonnements gamma. Du fait de son faible encombrement, il rentre aisément dans une chambre de réaction comme celle d'EUROBALL.

L'électronique de traitement du signal [Ai97a] permet d'obtenir, événement par événement, l'énergie, le temps de coïncidence et l'identification de la particule (p,d,α). La partie gauche de la figure II.22 illustre la sélectivité de DIAMANT en coïncidence avec EUROGAM II dans la réaction de fusion-évaporation de 32S+58Ni à 120 MeV. Le spectre du haut est obtenu en imposant au trigger de l'acquisition qu'un détecteur CsI au moins ait déclenché. Le spectre du bas a été obtenu, sans soustraction de bruit de fond, en imposant dans l'analyse la détection en coïncidence de deux particules alpha. On observe clairement, sur ce spectre, les transitions gamma associées à la voie 2 alpha correspondant à 2 % de la voie de réaction.

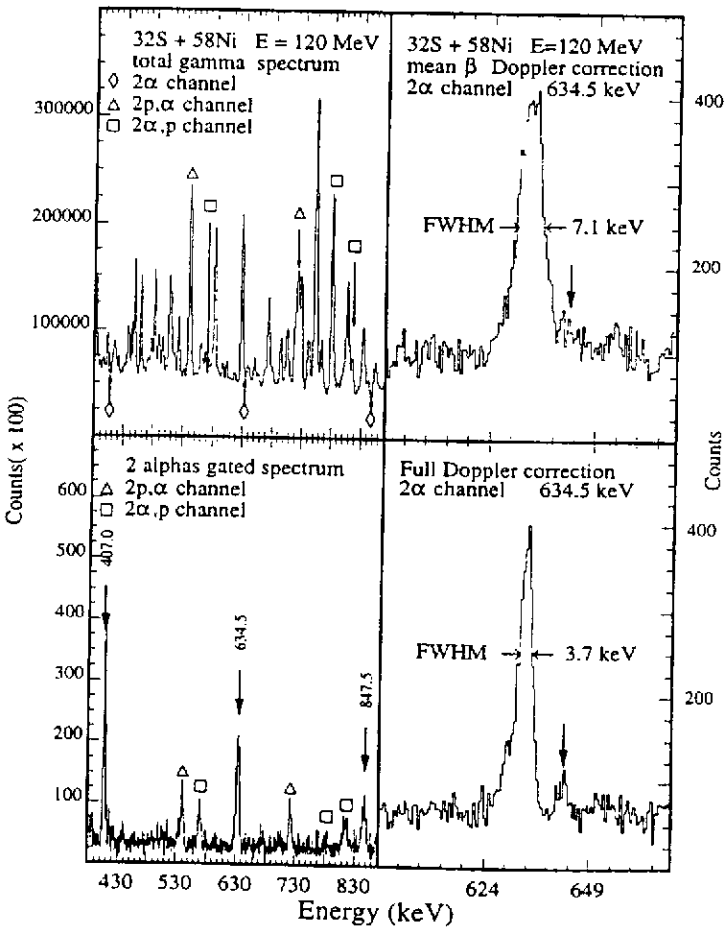


Figure II.22 : Spectres gamma sans soustraction de fond illustrant, à gauche, la sélectivité d'une voie de réaction, à droite le gain en résolution obtenu grâce à la correction Doppler[Ai97b].

Les détecteurs CsI sont disposés suivant des anneaux autour de la cible et la granularité de DIAMANT est plus importante à l'avant afin de tenir compte des effets de cinématique. On peut ainsi obtenir des informations précieuses pour déterminer la direction de recul du noyau et effectuer une correction Doppler des informations gamma. On améliore ainsi la résolution du multidétecteur gamma associé à DIAMANT [Ai97b]. On observe, sur la partie droite de la figure II.22, une amélioration d'un facteur 2 de la résolution entre le spectre gamma brut de la voie 2 alpha et le spectre gamma corrigé. Cette effet a pour conséquence directe la possibilité d'observer une nouvelle raie gamma de faible intensité à 643 keV.

III-Évidences expérimentales .

III.1 Super et hyper déformation à bas spin (A≈240).

L'existence d'isomères dans la région de masse A≈240 [Po62] a été expliquée par l'apparition d'importants effets de couches liés à une grande déformation prolate [ST68]. Une mesure d'électrons de conversion a permis d'identifier les premiers états de la bande de rotation construite sur l'état isomérique de ^{240}Pu [Sp72], donnant accès à une valeur de déformation correspondant à un rapport d'axes c/a=2 (ce noyau est dit superdéformé).

Depuis, un grand nombre d'isomères de fission ont été découverts. Étant situés dans la région de masse A≈240, la probabilité de fission est d'autant plus grande que l'énergie d'excitation est grande. Ainsi, les bandes de rotation construites sur ces états ne s'étendent pas très haut en spin et énergie d'excitation [Lu96].

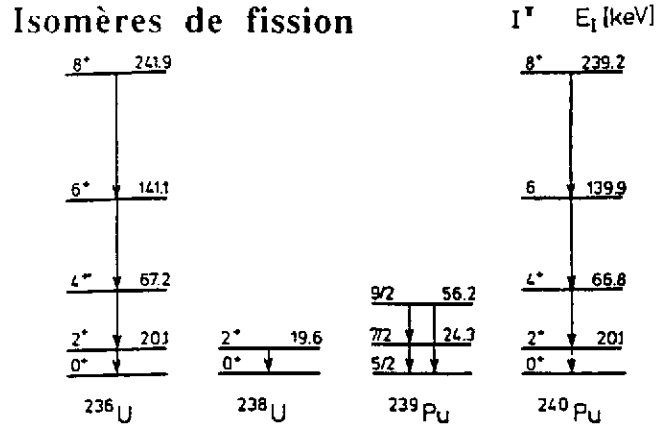
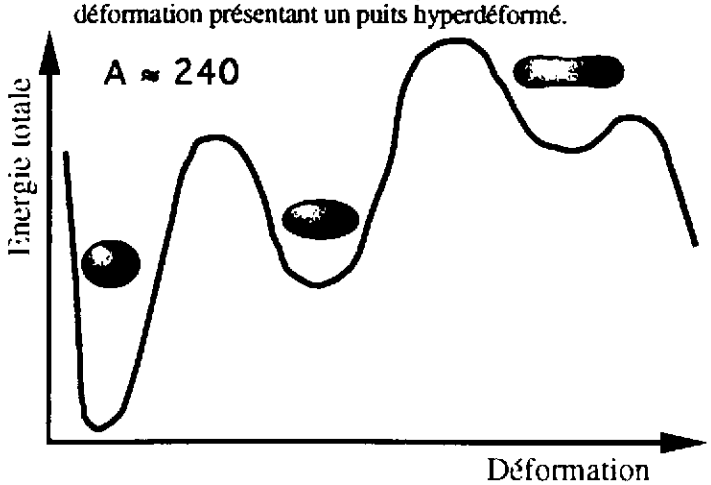


Figure III.1 : Ci-dessus : exemples de bandes de rotation d'isomères de fission [Ha89]. Ci-dessous : représentation schématique de la courbe d'énergie totale en fonction de la déformation présentant un puits hyperdéformé.



Certains noyaux de cette région de masse présentent, lorsqu'on étudie la probabilité de fission en fonction de l'énergie des neutrons incidents, des résonances correspondant à des états situés à très grande déformation (hyperdéformation). Ces états sont situés dans un troisième puits correspondant à un rapport c/a=3 dont les états se désexcitent par fission [Lu96].

Ce sont les seuls cas d'hyperdéformation observés jusqu'à présent bien que de telles structures soient prédites dans d'autres régions de masse. Des expériences sont programmées auprès d'EUROBALL pour tenter de les mettre en évidence.

III.2 Déformation et puits superdéformé (A≈60, 80, 130, 150 et 190).

Pour observer des bandes de rotation complètes liées à des structures superdéformées, il a fallu attendre 1986, date à laquelle P. J. Twin et al. [TW86] ont mis en évidence une cascade de 19 transitions reliant des états de spins 60 à 22 $\hbar$ dans ^{152}Dy. D'autres états SD ont ensuite été observés dans cette région de masse. Plus tard, des structures SD ont également été mises en évidence dans d'autres régions de masse A≈190, 130, 80, voire très récemment la région de masse A≈60. Ces diverses bandes de rotation présentent des caractéristiques différentes. Le détecteur européen EUROGAM et son "concurrent" américain GAMMASPHERE ont largement contribué à la mise en évidence de nombreuses bandes de rotations dans chaque région de masse. On a ainsi pu obtenir une information spectroscopique extrêmement riche.

A	$\hbar\omega_{min}$	$\hbar\omega_{max}$	c/a
60	400	1600	1,7
80	700	1300	1,8
130	400	1100	1,5
150	300	1000	2
190	40	900	1,7

En observant les domaines de fréquences de rotations correspondant à chaque région de masse, on peut séparer les bandes SD en deux groupes. Le premier est composé de la région de masse A≈190 et des isomères de fission pour lesquels le puits superdéformé existe jusqu'aux plus bas spins. On s'attend bien évidemment à ce que la barrière de fission disparaisse à grande vitesse de rotation. Cet effet est observé à bas spin dans la région de masse A≈240 et à des spins de l'ordre de 50 $\hbar$ dans la région de masse A=190 comme nous le verrons plus tard.

Le deuxième groupe est constitué des bandes superdéformées des noyaux des régions de masse A≈60, 80, 130 et 150. Dans ces noyaux aucun état SD de bas spin n'est observé. Ceci suggère que le puits SD n'existe qu'à grande fréquence de rotation. Des mesures de moment quadrupolaires dans la région de masse A≈150 [Sa96], ainsi que des calculs [Ri96] semblent conforter cette hypothèse.

III.3 Structures excitées.

La bande fondamentale superdéformée d'un noyau pair-pair correspond à environ 1 % de la voie de réaction considérée. Lorsqu'on considère un noyau impair, on constate que l'intensité des états SD se répartit entre différentes structures très proches en énergie. C'est l'augmentation progressive du pouvoir de résolution des multidétecteurs qui a permis la mise en évidence de tels états. L'observation de bandes SD excitées dans les noyaux pairs-pairs a été du même coup rendue possible.

Si on veut avoir accès à la structure quantique du noyau, donc aux excitations de particules individuelles, il faut être capable d'étudier toutes ces structures excitées peu intenses et donc arriver à observer des intensités de l'ordre de 0,01 % de la voie de réaction. D'où l'évolution d'EUROGAM vers EUROBALL.

III.4 Routhians.

III.4.1. Routhians expérimentaux :

Le Routhian est l'énergie du noyau dans le référentiel tournant. C'est un outil très intéressant lorsqu'on veut étudier l'évolution d'un état quantique donné. Pour cela il faut isoler le comportement lié à l'occupation de cet état. On va donc comparer un noyau à un des noyaux voisins judicieusement choisis.

En faisant cela, on suppose que l'on peut traiter le noyau dans le cadre du modèle du couplage fort, c'est-à-dire que le noyau de référence est peu affecté par l'ajout d'un nucléon sur l'orbitale que l'on cherche à caractériser. La différence de comportement entre le noyaux à étudier et celui de référence sera donc principalement due à l'état quantique considéré.

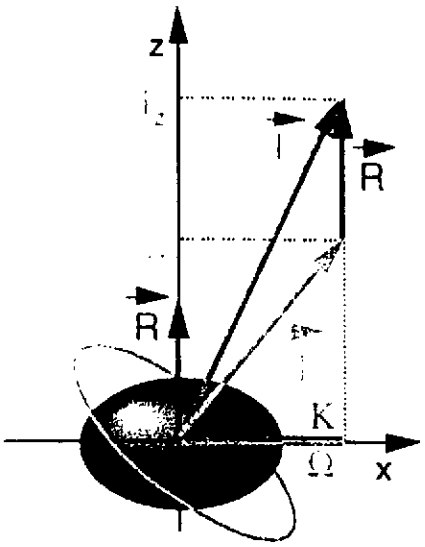


Figure III.2 : Contribution d'un nucléon au moment angulaire total dans le cadre du modèle du couplage fort.

On prend en général comme noyau de référence un noyau pair-pair dont les énergies d'excitation $E_{réf}(I)$ sont connues à une constante près. Le spin I des états de cette bande n'est en général pas mesuré expérimentalement. On peut par contre déduire des énergies $E_{réf}(I)$ la fréquence de rotation $\hbar\omega(I)$. De même, on dispose des énergies $E_{étud}(I)$ et fréquences de rotation $\hbar\omega(I)$ de la bande à étudier. Comme les valeurs des fréquences de rotation des états des deux bandes n'ont aucune raison d'être identiques on est contraint de passer par une extrapolation du comportement de la référence :

$$Fit \Rightarrow E_{réf}(\hbar\omega) = a + b.\omega^2 + c.\omega^4$$

La différence entre $E_{étud}(\hbar\omega)$ et $E_{réf}(\hbar\omega)$ donne l'évolution liée au nucléon supplémentaire (Suivant l'état quantique dans lequel ce nucléon se trouvera, on pourra avoir différents comportements). On en déduit le Routhian en soustrayant à cette différence l'énergie de rotation $E_{rot}(\hbar\omega)$.

$$routh(\hbar\omega) = E_{étud}(\hbar\omega) - E_{réf}(\hbar\omega) - E_{rot}(\hbar\omega)$$

Du fait de l'indétermination sur les énergies d'excitations des têtes de bandes de rotation, cette quantité n'est connue qu'à une constante E près. De plus la paramétrisation de l'énergie de rotation fait intervenir le spin des états à étudier. Il faut donc émettre une hypothèse sur les caractéristiques quantiques de l'orbitale étudiée.

Prenons par exemple le ^{193}Tl dans lequel plusieurs bandes SD ont été observées. Si on prend comme référence le noyau pair-pair voisin ^{192}Hg, on peut tracer les Routhians correspondant aux deux premières bandes de ^{193}Tl [Ga94]. Comme il s'agit de deux bandes partenaires de signature, la constante E a été choisie de manière à ce qu'à bas spin les deux têtes de bandes soient dégénérées en énergie.

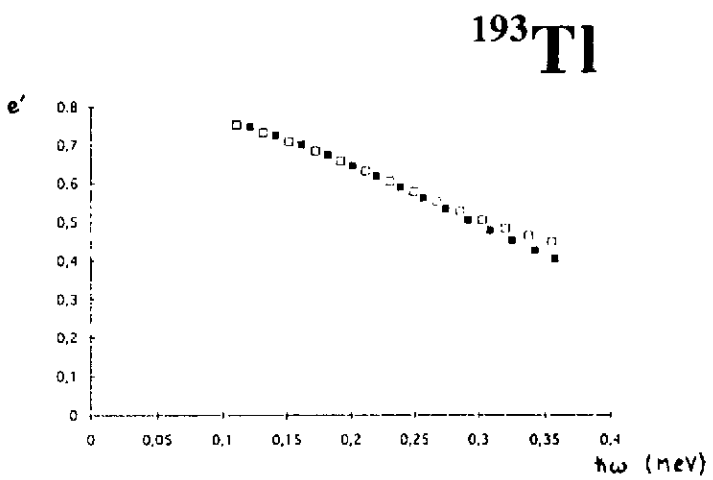


Figure III.3 : Routhian expérimental des bandes 1 et 2 de ^{193}Tl pour lequel ^{192}Hg a été pris comme référence [Ga94].

III.4.2. Notion de quasi-particule :

Un calcul du type Hartree-Fock donne des énergies à une particule e_{sp}. On pourrait très bien imaginer donner ces énergies dans un référentiel lié au niveau de Fermi. Les orbitales situées en

dessous de Fermi (états de trous) auraient une énergie négative et les autres (états de particules) une énergie positive. On peut également représenter ces niveaux par la valeur absolue de leur écart au niveau de Fermi e_{sp}-λ. Il faut alors labeller les états de manière à pouvoir distinguer les états de trous (h) et les états de particules (p). Les états que l'on obtient ainsi sont des états de quasi-particules E_{qp}.

Plus généralement, on peut introduire un effet d'appariement qui mélange les états à une particule par la méthode de Bogoliubov pour les noyaux en rotation. Ainsi les états à une particule ne sont plus soit vides (p) soit pleins (h), mais ont tous une certaine probabilité d'être occupés. Les états de quasi-particules ainsi obtenus coïncident avec ceux définis précédemment dans la limite de l'appariement nul. On a donc ainsi l'énergie E_i^{ω} liée à l'occupation d'une orbitale individuelle de quasi-particule.

Sont représentés ci-contre les Routhians proton théoriques de ^{192}Hg obtenus par un calcul du type Hartree-Fock-Bogoliubov-Lipkin-Nogami [Ga94]. On constate un très bon accord avec les Routhians expérimentaux de ^{193}Tl (cf. figure III.3) qui correspondent à l'ajout d'un proton dans une des orbitales proton de ^{192}Hg.

Le Routhian est donc un outil permettant une très forte interaction expérience-théorie profitant tant aux expérimentateurs qu'aux théoriciens.

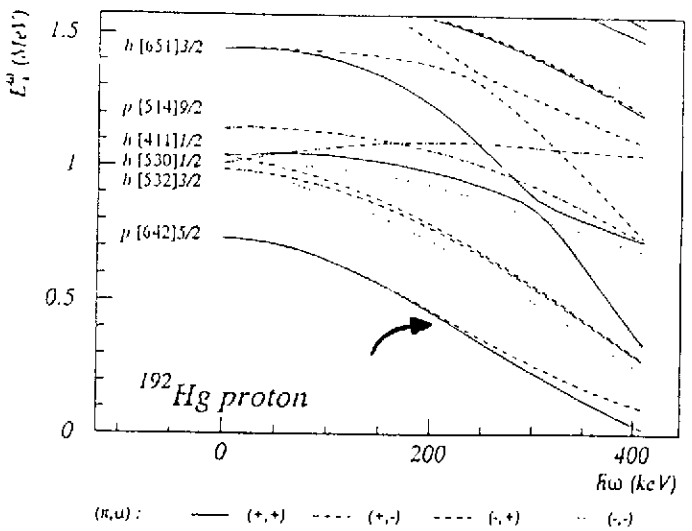


Figure III.4 : évolution en fonction de la fréquence de rotation des Routhians proton de 192Hg [Ga94].

III.5 Moment d'inertie dynamique.

III.5.1. Moment d'inertie : régions de masse A≈ 60, 80, 130 et 150 :

Étudions tout d'abord le cas des bandes SD des régions de masse A≈60, 80,130 et 150. Comme nous pouvons le voir sur le tableau du III.2, elles ont été observées uniquement pour des grandes valeurs de fréquence de rotation. Quelques exemples de moments d'inertie dynamique de bandes superdéformées [XL96 et BS95] des régions de masse A≈60, 80, et 150 sont reportés sur la page suivante. Nous constatons tout d'abord, comme nous l'avions annoncé, que le moment d'inertie dynamique est extrêmement sensible aux variations de régularité des cascades rotationelles donc aux évolutions internes au noyau. On doit donc pouvoir signer ainsi les différences de comportement liées à l'occupation des orbitales situées au voisinage du niveau de Fermi. Or on constate que le moment d'inertie dynamique présente divers types d'évolution en fonction de la fréquence de rotation et ce, tant pour différentes bandes excitées d'un même noyau que pour des bandes de noyaux voisins. On notera tout de même que certaines bandes présentent des évolutions très semblables, voire identiques, en fonction de la fréquence de rotation. Pour quantifier cette identité de bandes, le moment d'inertie dynamique n'est plus suffisant. Il a donc fallu définir des grandeurs spécialement adaptées à cette étude. Ce point sera discuté plus loin.

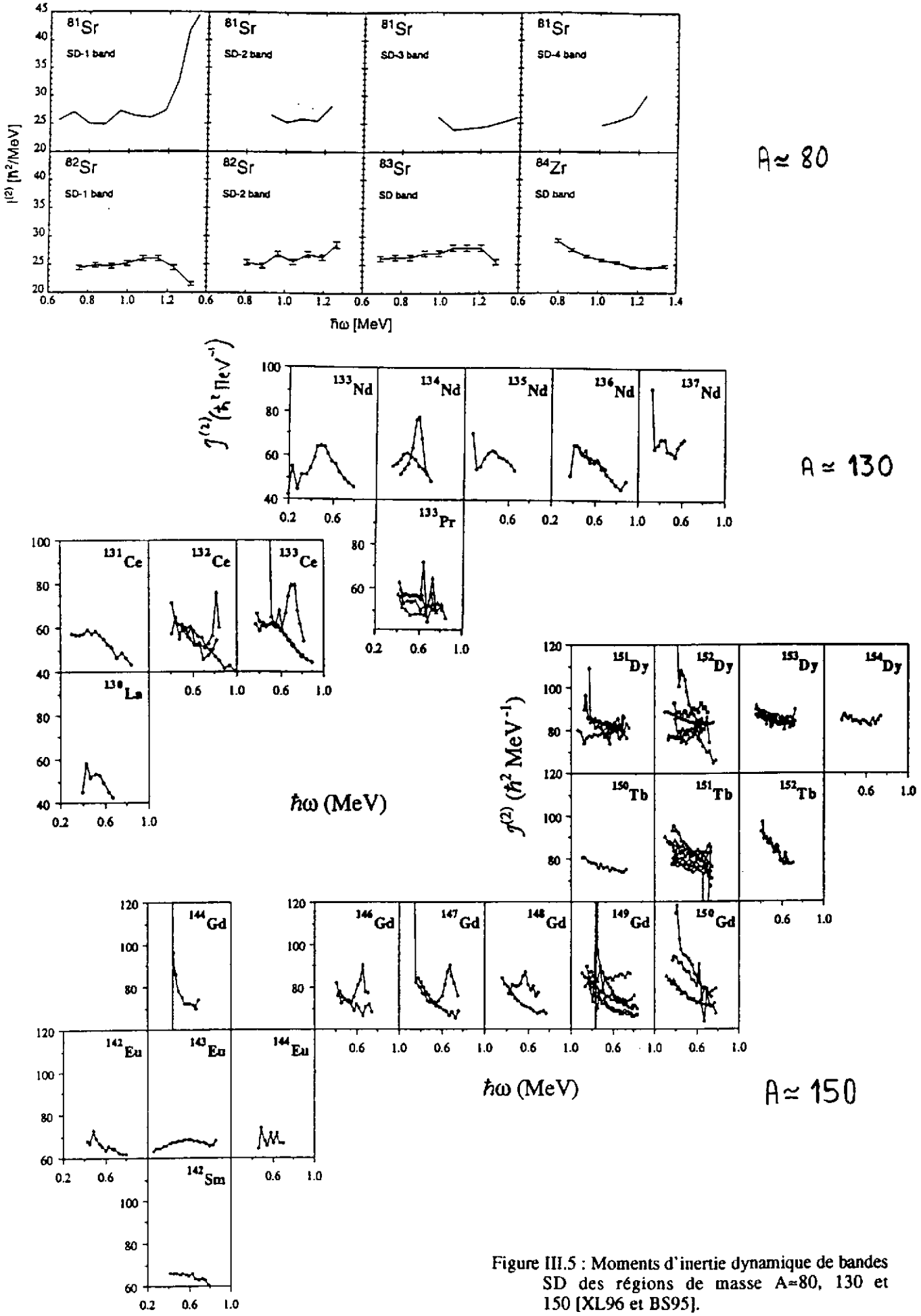


Figure III.5 : Moments d'inertie dynamique de bandes SD des régions de masse A=80, 130 et 150 [XL96 et BS95].

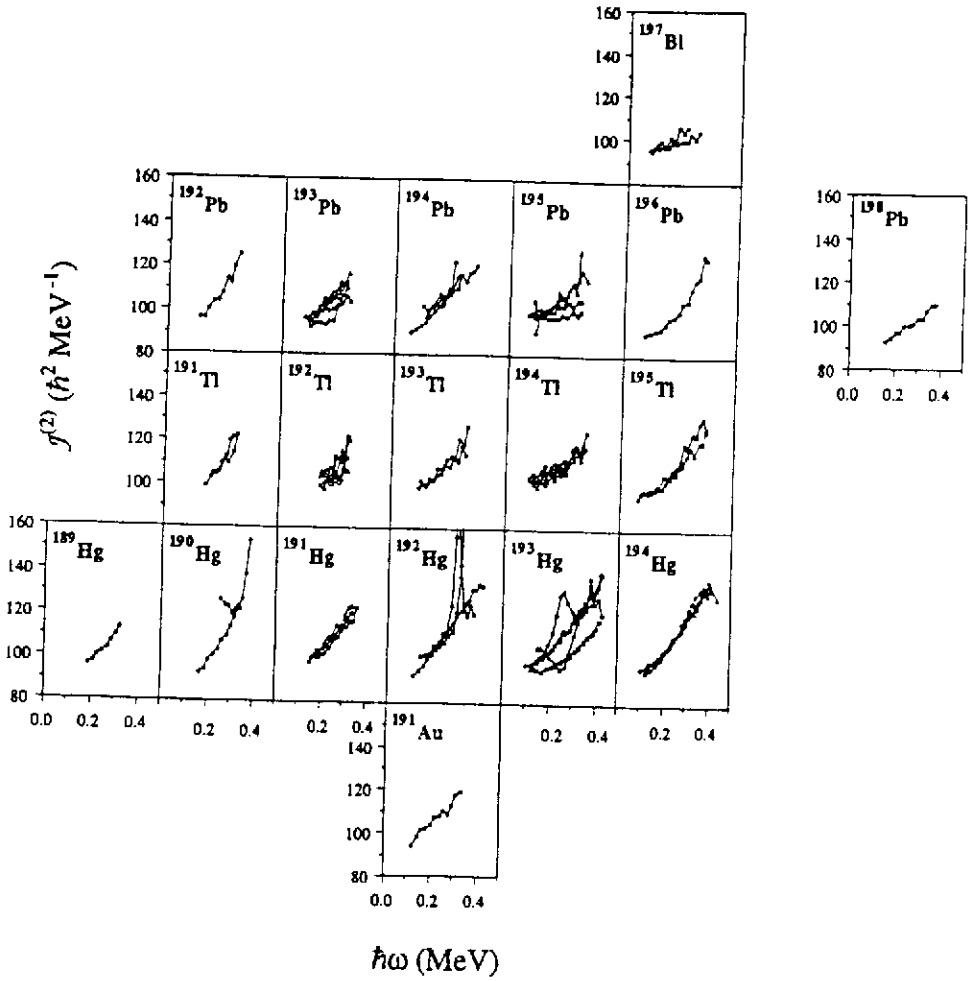


Figure III.6 : Moments d'inertie dynamique de bandes SD des régions de masse A≈190 [XL96].

III.5.2. Moment d'inertie : région de masse A≈190 :

Quelques exemples de moments d'inertie dynamique de bandes superdéformées [XL96] de la région de masse A≈190 sont reportés sur la figure III.6. On constate que, contrairement aux cas de la page précédente, la majeure partie des moments d'inertie présentent une croissance régulière en fonction de la fréquence de rotation, et ce, indépendamment des nombre de nucléons présents. Certaines bandes superdéformées font exception. C'est par exemple le cas pour ^{194}Tl et ^{193}Hg. Ces deux cas seront discutés dans les paragraphes qui suivent.

III.6 Croisements d'orbitales.

L'énergie liée à une orbitale quantique n'a aucune raison de rester constante lorsque le noyau se met à tourner. Les différents états vont donc voir leur énergie varier avec l'augmentation de la fréquence de rotation et les Routhians correspondants vont traduire ces variations. On va donc fatalement observer des croisements d'orbitales ce qui ne présente aucun problème tant que les nombres quantiques des états considérés sont différents.

Si par contre, deux orbitales A et B de mêmes nombres quantiques (parité et signature) venaient à se croiser, n'importe quelle interaction résiduelle viendrait lever la dégénérescence accidentelle ainsi produite. On assisterait donc à un quasi-croisement : les caractéristiques des

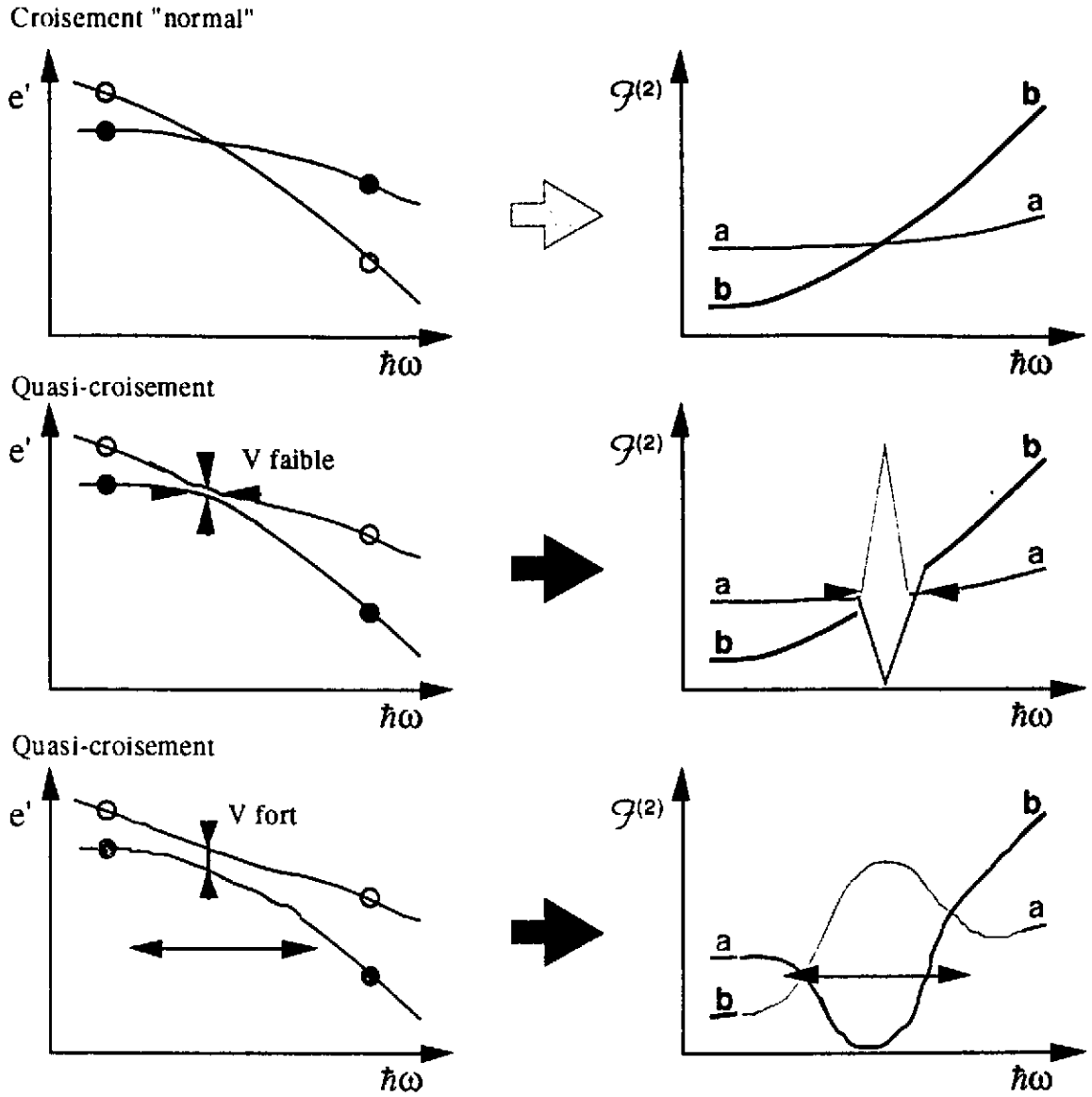


Figure III.7 : Illustration de l'influence du croisement d'orbitales (visibles sur les Routhians situés sur la gauche) sur l'évolution, en fonction de la fréquence de rotation, du moment d'inertie dynamique (à droite). Le premier cas (croisement normal) correspond au croisement de deux orbitales de nombre quantiques (parité et signature) différents et les deux autres à un quasi-croisement lié au croisement de deux orbitales de mêmes nombres quantiques. La dégénérescence accidentelle est levée par une interaction résiduelle d'amplitude V forte (faible) en bas (milieu).

orbitales sont échangées par l'interaction qui fait évoluer les coefficients de mélange avec la fréquence de rotation. Ainsi, si un nucléon occupait l'orbitale A à basse fréquence il se retrouvera sur l'orbitale B après le quasi-croisement ce qui va sensiblement modifier l'inertie du noyau.

On peut par exemple mettre un quasi-croisement en évidence en comparant les Routhians expérimentaux des bandes 1 et 4 de ^{193}Hg [Jo93] aux Routhians théoriques neutrons de ^{192}Hg [Ga94] (voir figure 8a).

Si on compare maintenant le moment d'inertie dynamique de la bande 1 de ^{193}Hg à celui de la bande 2 de ^{192}Hg on constate qu'ils présentent tous deux l'allure caractéristique d'un quasi-croisement. Or le comportement de ces deux bandes SD est attribué au croisement des mêmes orbitales : [512]5/2 et [761]3/2.

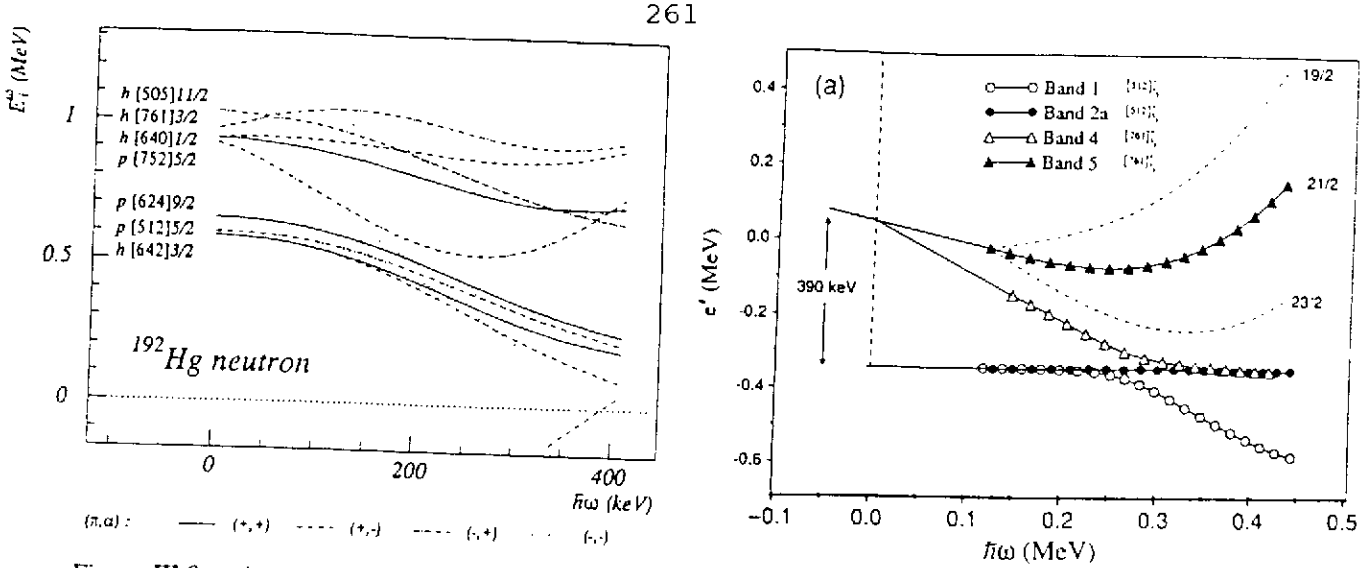


Figure III.8a : A gauche, Routhians expérimentaux des bandes 1, 2, 4 et 5 de ^{193}Hg [Jo93]. A droite, Routhians théoriques neutrons de ^{192}Hg [Ga94].

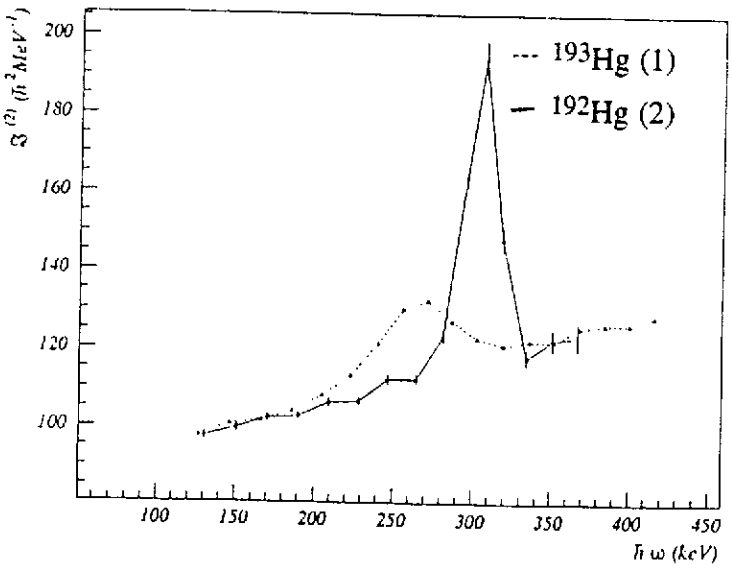


Figure III.8b : Manifestation du croisement des orbitales de neutrons [512]5/2 et [761]3/2 sur les moments d'inertie de la bande 1 de ^{193}Hg et 2 de ^{192}Hg [Ga94].

C'est la pente relative des Routhians qui détermine, à interaction fixée, la plage de fréquence dans laquelle se passe le quasi-croisement. Comme nous pouvons le constater sur l'illustration qui suit, suivant l'intensité de l'interaction responsable du quasi-croisement, la zone d'interaction sera plus ou moins large. On peut donc déduire d'un quasi-croisement une information précieuse sur l'intensité de l'interaction et surtout sur la valeur relative des Routhians des deux orbitales. Or la connaissance de la position relative de deux orbitales constitue une contrainte très forte sur les forces utilisées par les théoriciens.

III.7 Appariement nucléaire.

III.7.1. Appariement et bandes superdéformées :

Lorsqu'on mesure le moment quadrupolaire d'états d'une bande SD de la région de masse A≈190, on se rend compte que la déformation ne varie pas sur la quasi-totalité de la plage de fréquence couverte par la bande. En effet, le puits stabilisant les états SD est bien "rigide". On peut observer cela sur la figure III.9 sur laquelle sont représentés les moments quadrupolaires mesurés dans la bande SD fondamentale de ^{192}Hg (cercles) et dans la première bande excitée de ^{192}Hg (losanges) [Ko95].

L'appariement nucléaire varie en fonction de plusieurs paramètres tels que la déformation et la rotation. Pour les états de déformation "normale", ces deux paramètres évoluent pratiquement

toujours en même temps. Or, comme nous venons de le voir, les bandes superdéformées constituent des structures en rotation, couvrant une grande plage de fréquence dont les états sont piégés dans un puits de potentiel qui n'autorise pratiquement pas de changements de déformation. En conséquence, elles constituent un laboratoire idéal pour l'étude de l'évolution des corrélations d'appariement en fonction de la rotation seule.

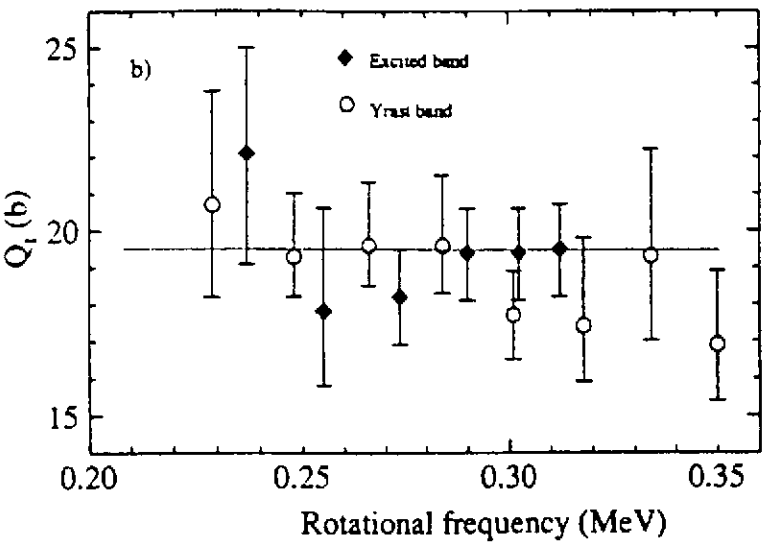


Figure III.9 : moments quadrupolaires mesurés dans la bande SD fondamentale de ^{192}Hg (cercles) et dans la première bande excitée de ^{192}Hg (losanges) [Ko95].

La région de masse A≈190 est la seule s'étendant à très basse fréquence (hormis les isomères de fission). C'est donc naturellement dans ces bandes que l'on va chercher à observer la disparition de l'appariement puisqu'on s'attend à ce que l'appariement n'ait pratiquement plus d'impact sur le comportement des bandes des autres régions de masses. Comme nous l'avons vu, la majeure partie des bandes SD de cette région de masse présentent des moments d'inertie dynamiques croissants (voir figure III.10) : cette évolution a été attribuée à la

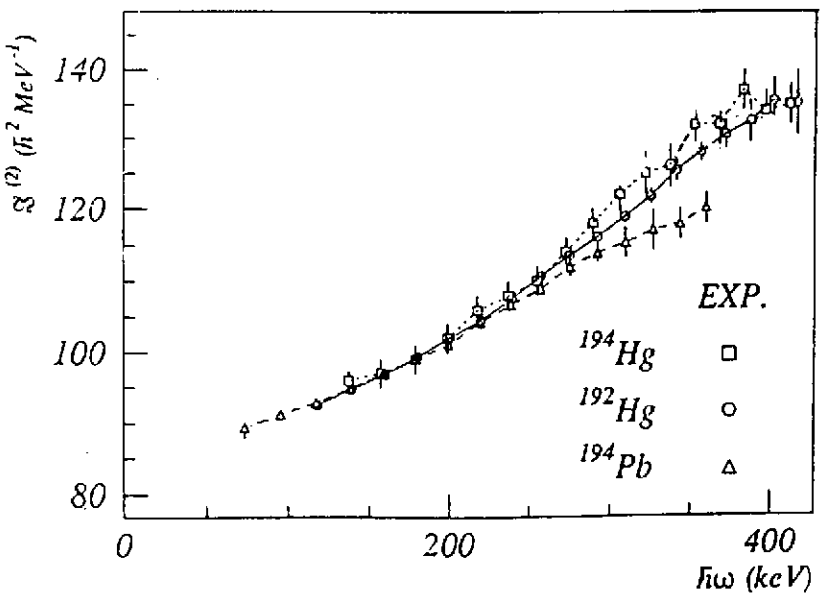


Figure III.10 : Évolution en fonction de la fréquence des moments d'inertie dynamique des bandes SD yrast de ^{192,194}Hg et ^{194}Pb [Ga94]

disparition progressive de l'appariement sous l'effet de la force de Coriolis [Ri90, Dr92 et Ga94].

En effet, l'appariement est basé sur la notion de paires de Cooper : deux nucléons se couplent de manière à avoir un moment angulaire total nul. La paire ainsi formée ne **contribue pas** à la rotation collective du noyau, on a formé un **état superfluide**.

Lorsque la fréquence de rotation devient suffisamment forte, cette paire va se briser sous l'effet de la **force de Coriolis**. Il en résulte un **alignement des moments angulaires** sur l'axe de rotation collective. Le noyau réagit à cette brusque augmentation du moment cinétique total et de l'inertie du noyau en réduisant la fréquence de rotation globale du noyau ("Backbending").

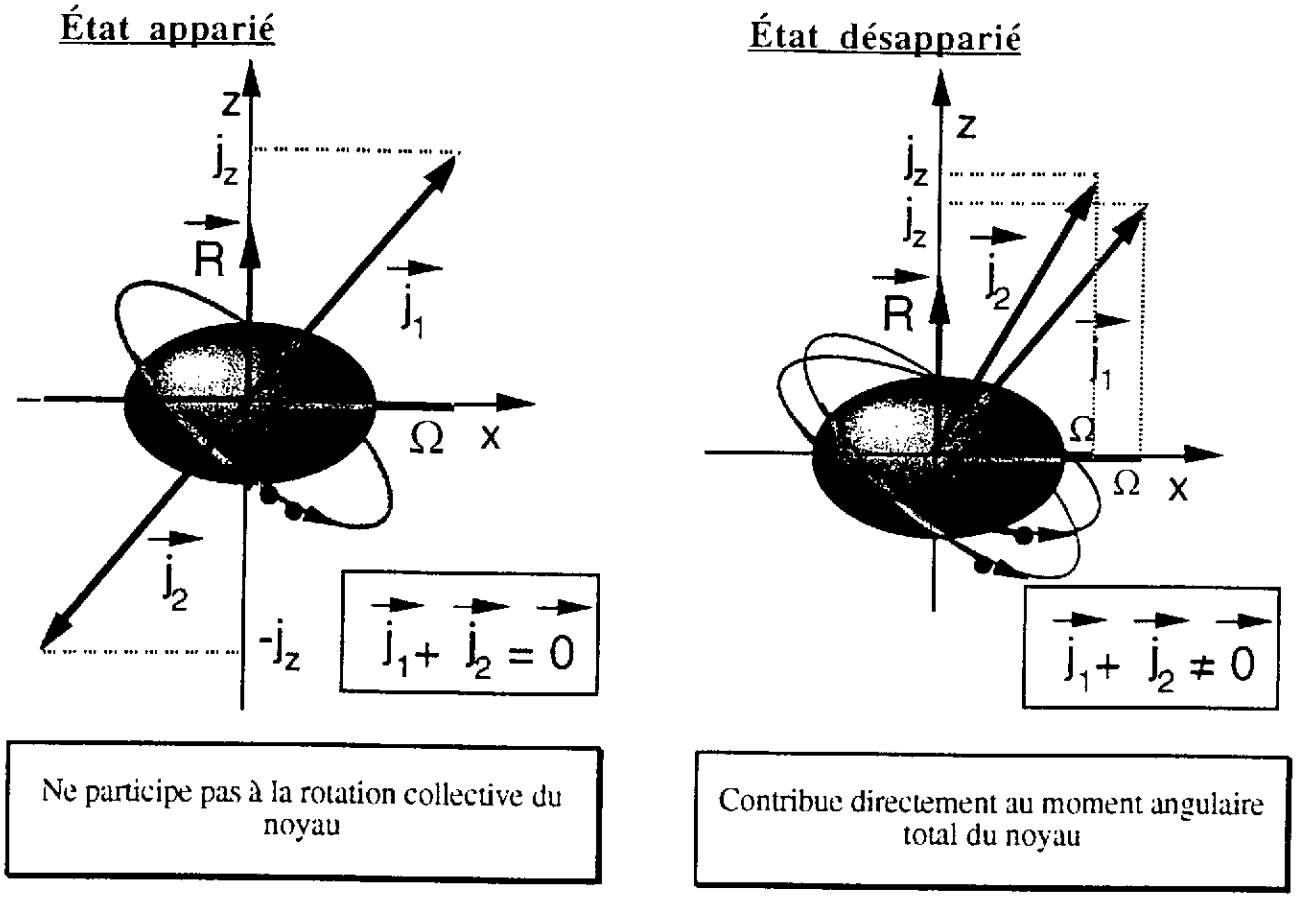


Figure III.11 : Illustration de la brisure d'une paire de nucléons (à gauche) appariés sous l'influence de la rotation. Les moments angulaires des nucléons désappariés viennent s'aligner sur l'axe de rotation (à droite).

III.7.2. Appariement statique-dynamique.

Suivons l'évolution de l'inertie de la bande SD fondamentale du noyau ^{192}Hg. L'expérience suggère donc que la disparition de l'appariement liée à l'augmentation de la fréquence conduise à une croissance régulière du moment d'inertie dynamique suivie d'une **saturation.**

D'un point de vue théorique, un traitement du type Hartree-Fock (HF) conduit, pour cette bande SD, à un moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ presque constant (voir figure III.13).

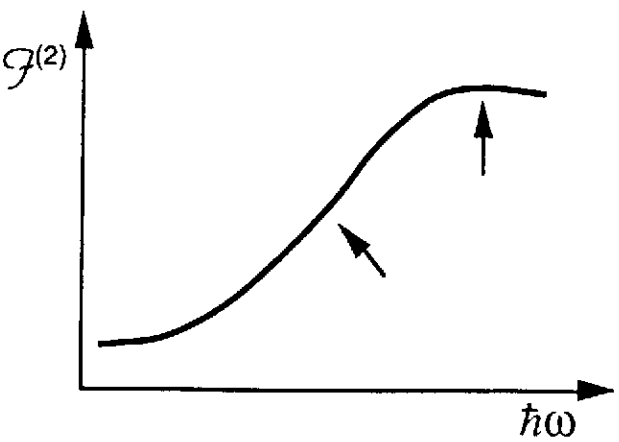


Figure III.12 : Allure du moment d'inertie dynamique de la bande SD yrast de ^{192}Hg.

Le noyau étant en rotation, un formalisme du type BCS, couramment utilisé en physique nucléaire pour introduire l'appariement n'est pas suffisant ; il faut recourir à une transformation de Bogoliubov pour introduire les couplages entre les bons états [RS80].

Dans le noyau ^{192}Hg, un calcul du type Hartree-Fock-Bogoliubov (**HFB**) donne lieu à une deux discontinuités dans le moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ correspondant à la **disparition brutale** de l'appariement **(STATIQUE)** neutron et proton.

Ce traitement "**statique**" de l'appariement ne préserve le bon nombre de particules qu'en valeur moyenne. On peut restaurer le bon nombre de nucléons par une méthode de projection. Ainsi, une projection approchée par la méthode de Lipkin-Nogami (**LN**) donne lieu à ce qu'on appelle un appariement "**dynamique**" [Ga94].

Comme nous pouvons le voir sur la figure ci-dessus, le calcul du type **HFB-LN** reproduit le comportement suggéré par l'expérience [Ga94]. La surprise associée à ce traitement vient du fait que, comme on peut pour le voir pour ^{150}Gd, l'appariement joue encore un rôle à très haute fréquence de rotation dans certains noyaux SD de la région de masse A≈150 [Ri97].

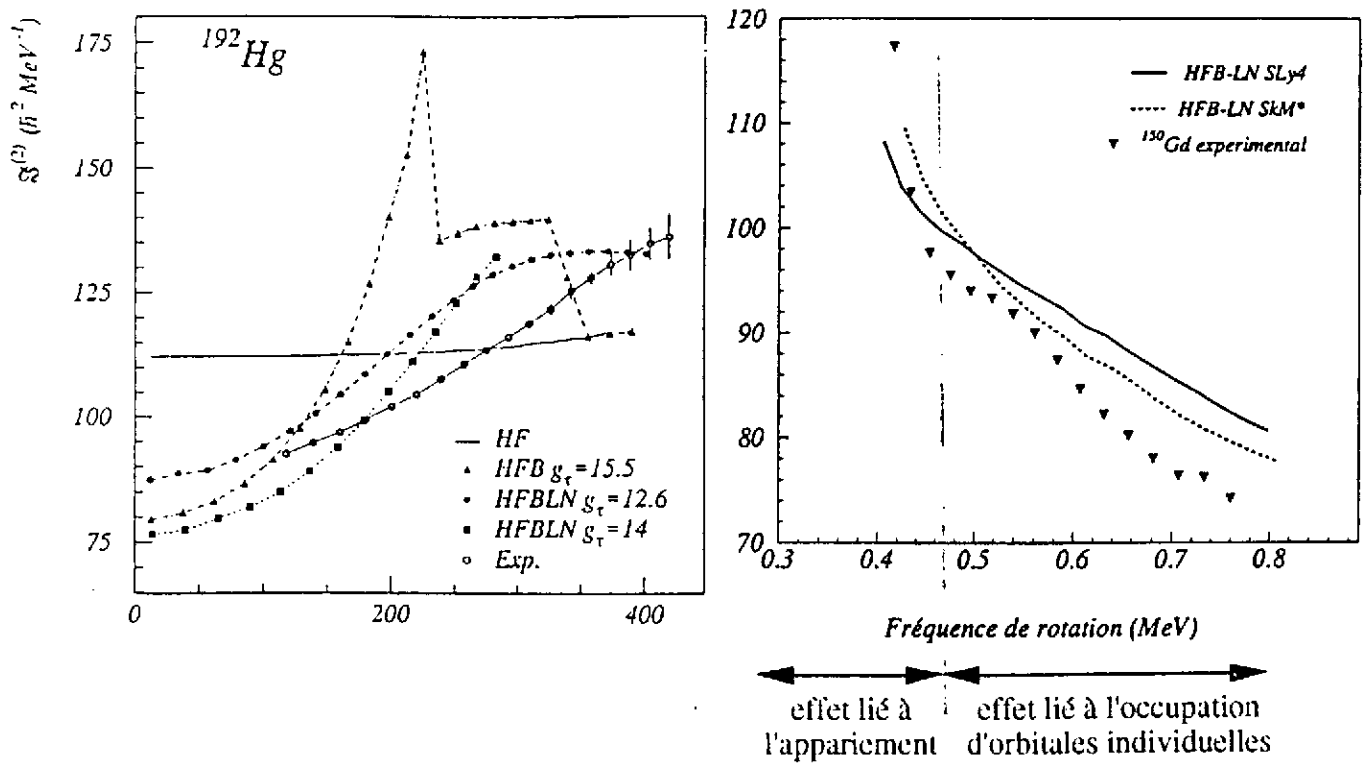


Figure III.13 : A gauche, résultats de différents calculs du type Hartree-Fock (HF pur, HFB et HFBLN) comparés aux données expérimentales pour ^{192}Hg [Ga94]. A droite, Comparaison de calculs du type HFBLN utilisant deux forces effectives de Skyrme différentes (SkM* et Sly4) et des résultats expérimentaux pour ^{150}Gd [Ri97].

III.7.3. Phénomène de blocage :

Comme nous l'avons vu précédemment, certaines bandes SD de la région de masse A≈190 ne présentent pas la forte croissance du moment d'inertie dynamique en fonction de la fréquence de rotation. C'est le cas pour deux bandes de ^{194}Tl qui ne présentent qu'une croissance relativement modérée. Ce comportement a été interprété comme un phénomène de "blocage" [Az91 et Li92] de l'appariement. En effet, ce noyau est un noyau impair en neutrons (N=113) et en protons (Z=81). Les deux nucléons célibataires vont empêcher la participation au phénomène d'appariement des orbitales qu'ils occupent.

Or, on constate expérimentalement que seule l'occupation des **orbitales intruses** par un nucléon célibataire conduit à un fort effet de réduction d'appariement. Le phénomène est très spectaculaire dans deux bandes de ^{194}Tl sujettes à un double blocage de l'appariement [Bo96 et Du95] ; en effet à la fois le neutron célibataire et le proton célibataire occupent une orbitale intruse. Un tel effet avait déjà été observé dans ^{192}Tl [Fa92].

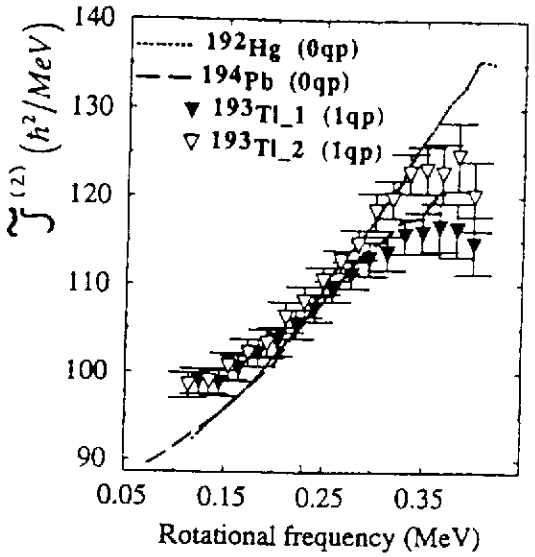


Figure III.14 : Comparaison des comportements des bandes SD 3a et 3b de ^{194}Tl à celui de ^{192}Hg[Bo96 et Du95].

III.8 Mesure de facteur gyromagnétique.

La rotation brise la symétrie par renversement du sens du temps et lève donc la dégénérescence de Kramers. En conséquence, on observe une séparation des énergies des deux partenaires de signature d'autant plus forte que la fréquence de rotation est élevée. Cet effet transparaît par exemple sur le moment d'inertie de bandes SD de ^{194}Tl reportés dans la partie III.4.1.

Du fait des fortes probabilité de transition E2 à "l'intérieur" d'une bande SD, on n'observe que très rarement les transitions M1 entre états d'une bande SD et états de sa partenaire de signature. En effet le rapport d'embranchement est en général largement en faveur des transitions E2. Cependant, cette balance s'inverse à très basse énergie ; on observe ainsi des transitions M1 inter-bandes qui emportent d'autant plus d'intensité que l'énergie est basse. Un tel effet ne peut donc être observé que dans la région de masse A≈190.

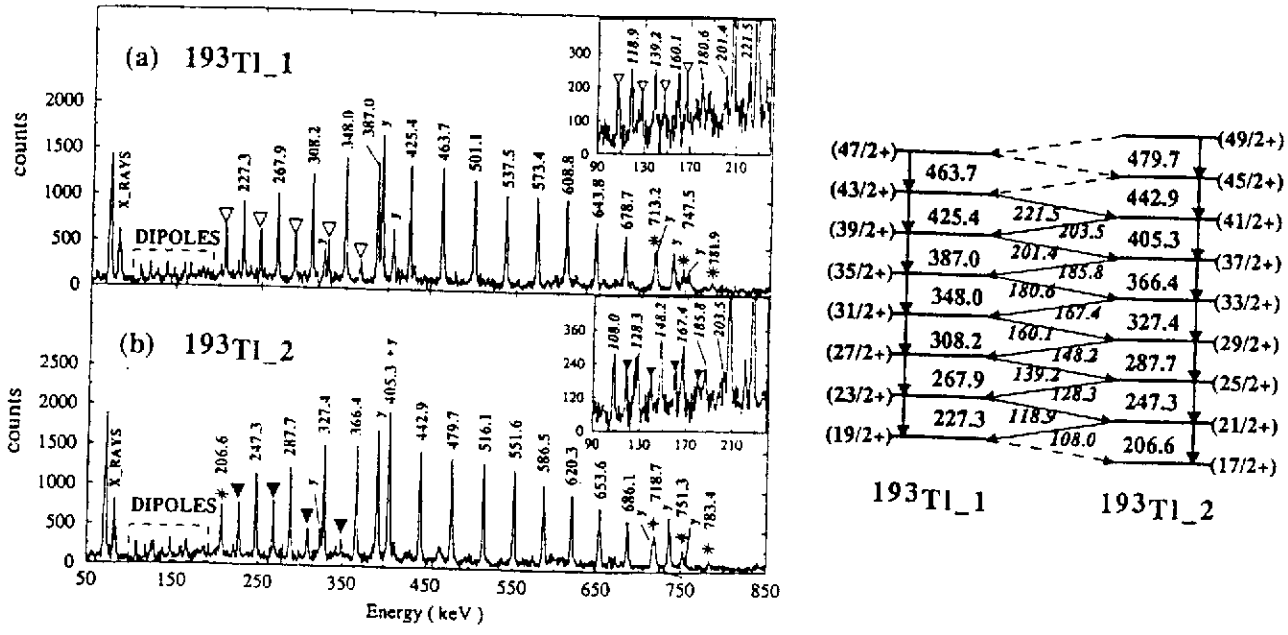


Figure III.15a : Spectres des bandes SD 1 et 2 de ^{193}Tl (partenaires de signature) et schéma de niveaux correspondant [Bo96]. On remarquera dans les encarts les transitions dipolaires reliant les deux structures.

Les distributions angulaires ont confirmé le caractère quadrupolaire électrique (E2) des transitions intra-bandes et les coefficients de conversion interne le caractère dipolaire magnétique (M1) des transitions inter-bandes (voir figure III.15b).

De ce fait, les rapports d'embranchement mesurés fournissent la valeur B(M1)/B(E2) qui donne accès, via un modèle, aux **propriétés magnétiques** de ces deux partenaires de signature. Une telle mesure a été réalisée à l'aide d'EUROGAM II pour le noyau SD ^{193}Tl, impair en protons [Bo96]. Les bandes 1 et 2 de ce noyau étaient attribuées aux deux partenaires de signature de l'orbitale [642]5/2 pour laquelle le facteur gyromagnétique $\mathbf{g_k}$ théorique vaut **1,45**. Un facteur gyromagnétique $\mathbf{g_k}$ expérimental de **1,46 ∓ 0,17** a pu être déduit des rapports B(M1)/B(E2) (voir figure III.15b). On peut donc confirmer l'attribution de ces deux partenaires à l'orbitale [642]5/2.

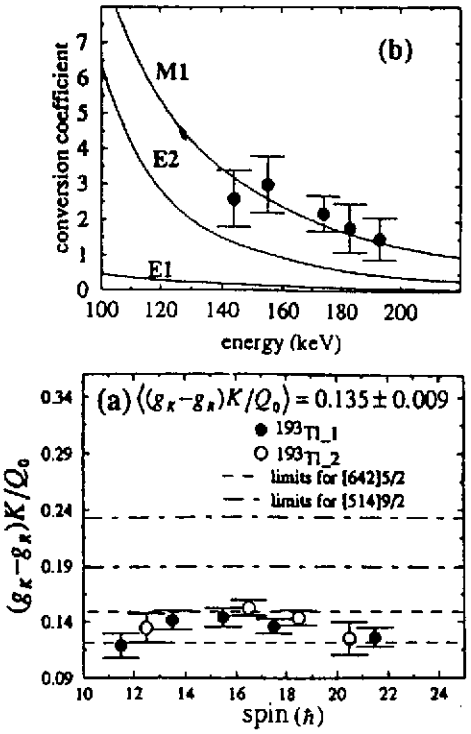
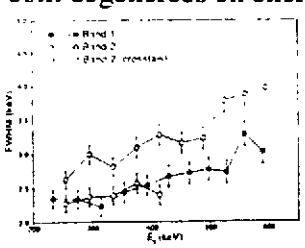


Figure III.15b : Coefficients de conversion des transitions reliant les deux bandes et facteur gyromagnétiques déduits des données expérimentales [Bo96]

Une telle mesure a été réalisée dans des noyaux SD pour la première fois à l'aide d'EUROGAM I pour le noyau ^{193}Hg, impair en neutrons [Jo93]. Les bandes 1 et 2 de ce noyau étaient attribuées aux deux partenaires de signature de l'orbitale [512]5/2 pour laquelle le facteur gyromagnétique $\mathbf{g_k}$ théorique vaut **-0.61**. Un facteur gyromagnétique $\mathbf{g_k}$ expérimental de **-0,65 ∓ 0,14** a pu être déduit des rapports B(M1)/B(E2). On peut donc confirmer l'attribution de ces deux bandes SD à l'orbitale [512]5/2. De plus, la valeur de la projection Ω=**2,8 ∓ 0,8** du moment angulaire sur l'axe de symétrie du noyau extraite des B(M1) semble être en accord avec la valeur Ω=5/2 de l'orbitale [512]5/2. Les bandes SD de ce noyau présentent une autre particularité : la bande 2 semble avoir deux partenaires de signature de parités opposées (les bandes 1 et 3) ce qui n'est pas possible. De plus, la largeur de ses raies gamma est deux fois plus grande que celle des bandes 1 et 3 [Jo93] (cf. figure III.16). En fait, les raies gamma des partenaires de signature (bandes 2a et 2b) des bandes 1 et 3 sont dégénérées en énergie



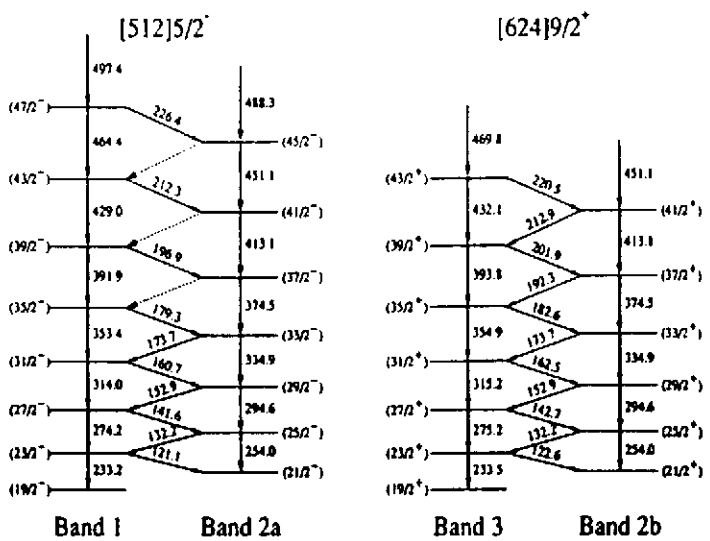


Figure III.16 : Schémas de niveaux des bandes 1, 2a, 2b et 3 de ^{193}Hg et comparaison des largeurs à mi-hauteur des transitions de la bande 2 à celles de la bande 1. [Jo93]

III.9 Bandes identiques.

Nous venons de voir un cas de bandes SD identiques bien que bâties sur des configurations différentes du même noyau. Ce phénomène d'identité de bandes a été découvert bien plus tôt dans la région de masse A≈150 [By90]. En effet, une bande SD (bande 2) de ^{151}Tb présente des énergies égales (à 1,5 keV près) à celles des transition de la bande SD yrast de ^{152}Dy.

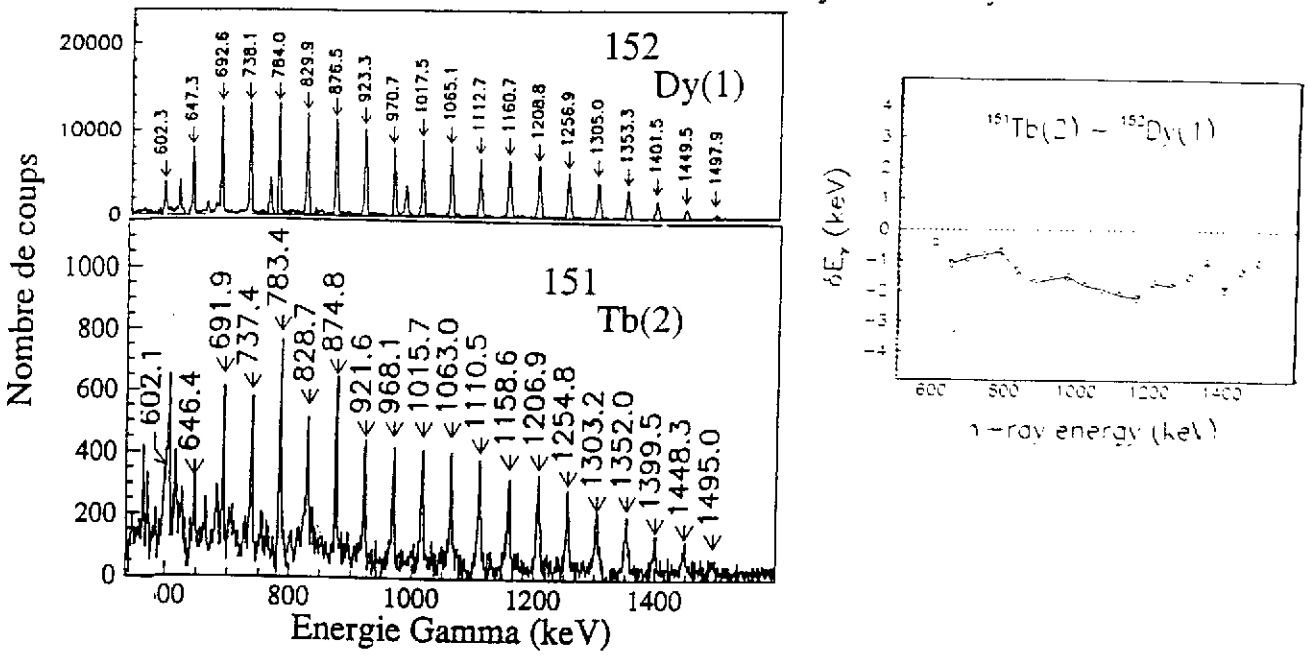


Figure III.17 : A gauche, bandes SD yrast de ^{152}Dy comparée à la première bande SD excitée de ^{151}Tb [By90]. A droite, évolution en fonction de la fréquence de la différence des énergies gamma de ces deux bandes.

D'un point de vue classique, l'inertie d'un rotor rigide varie comme $A^{5/3}$. Les énergies gamma varient donc comme l'inverse de l'inertie soit $A^{-5/3}$. De ce fait une variation d'une unité de masse conduirait à une variation de l'ordre de 11 keV pour une transition gamma de 1 MeV. En pratique cette loi en $A^{5/3}$, représentée par un trait plein sur la figure ci contre, est suivie de façon globale alors que, dans chaque région de masse, on observe des variation d'inertie ne suivant en rien cette loi [Wi92].

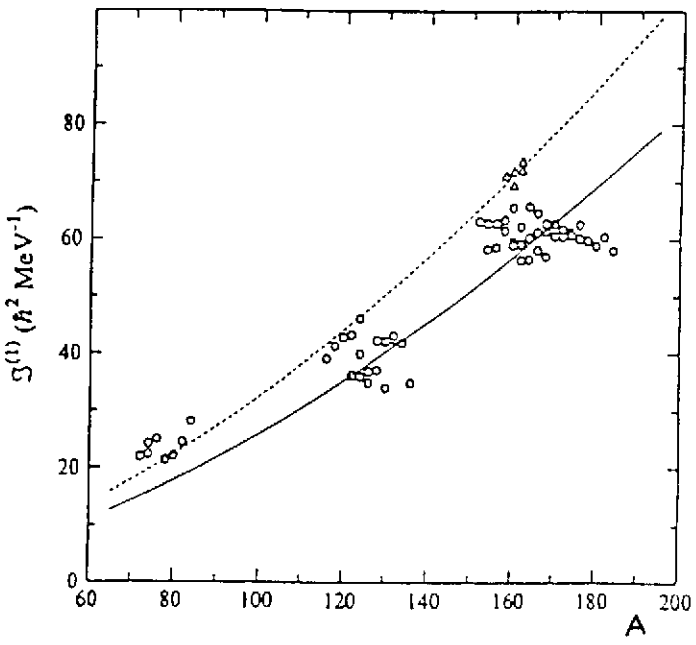


Figure III.18 : Évolution de l'inertie en fonction de la masse des noyaux [Wi92].

III.9.1. Cas de la région de masse A≈150 :

Le phénomène de bandes identiques conduit à des moments d'inertie dynamiques semblables. On peut cependant avoir le même moment d'inertie dynamique en ayant des énergies gamma différentes. On comprend aisément cet effet pour deux partenaires de signature dont la

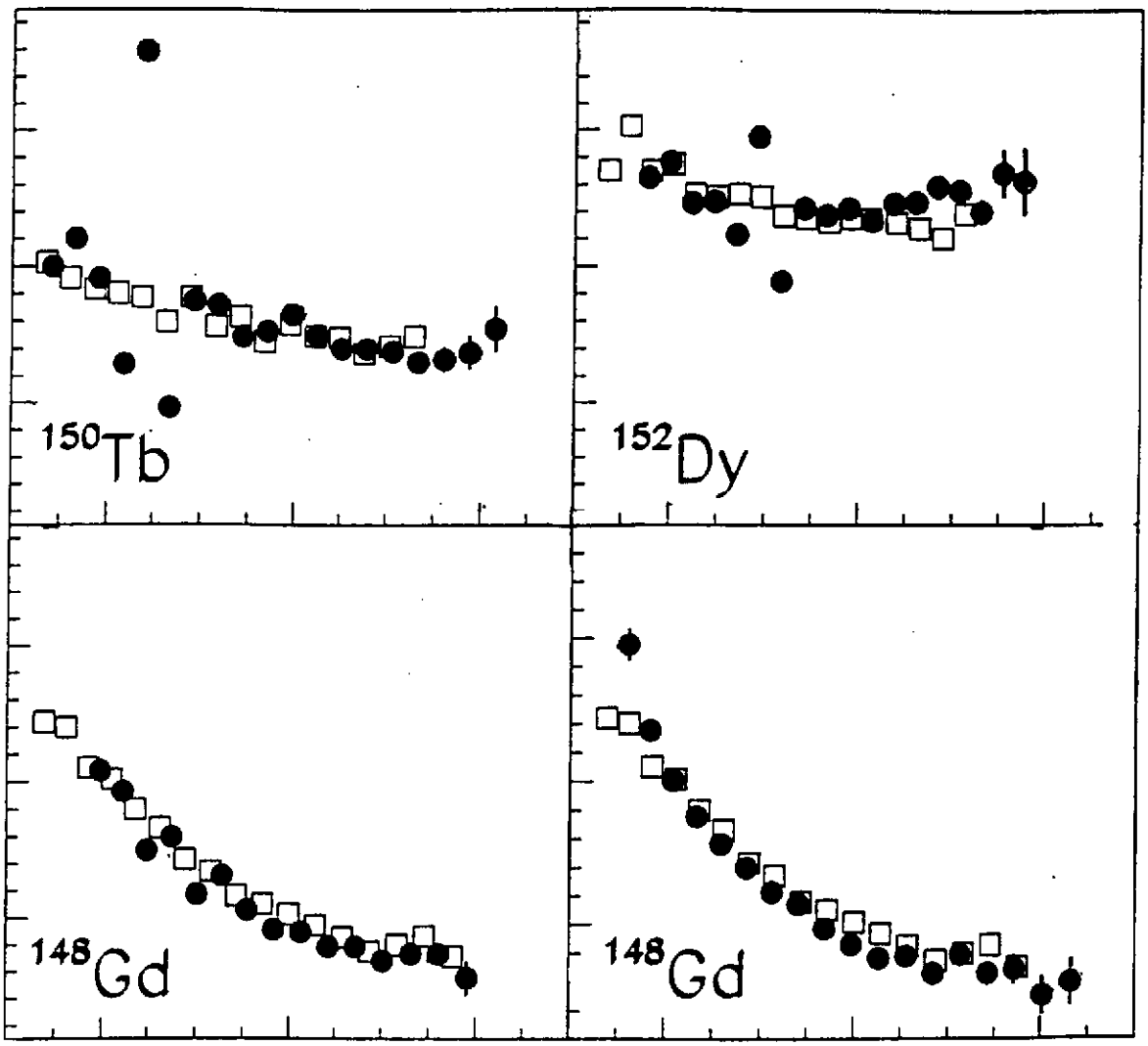


Figure III.19 : Comparaison des moments d'inertie dynamique des bandes c, d, e et f de ^{149}Gd (cercles) respectivement à la bande yrast de ^{150}Tb, de ^{152}Dy et, pour les deux dernières à celle de ^{148}Gd (carrés). On constate une identité de comportement en fonction de la fréquence de rotation [Du97].

levée de dégénérescence n'est pas forte. Cependant de nombreux "couples" de bandes présentent ce phénomène. Ainsi, la bande 3 de ^{149}Gd est identique à la bande yrast de ^{150}Tb, la bande 4 de ^{149}Gd est identique à la bande yrast de ^{152}Dy et la bande 5 de ^{149}Gd est identique à la bande yrast de ^{148}Gd [Du97].

Par comparaison avec de modèles, on constate que les bandes identiques ont la même composition en orbitales intruses ; ainsi ^{149}Gd(3) et ^{150}Tb(1) ont tous deux 3 protons (π) dans les orbitales intruses de nombre quantique principal N=6 et 1 neutron (ν) dans les orbitales intruses N=7 (cette configuration est notée $\pi 6^3 \nu 7^1$). Ils diffèrent donc que par le nombre d'orbitales non intruses. Il semble donc que les orbitales non intruses n'aient quasiment aucune influence sur l'inertie de la bande SD. Cependant, l'étude des différents cas connus ne permet pas de donner une explication définitive à ce phénomène [Ba95].

III.9.2. Cas de la région de masse A≈190 :

Comme nous l'avons vu précédemment, la majorité des moments d'inertie dynamiques des bandes SD de cette région de masse ont un comportement semblable du fait de l'existence des

corrélations d'appariement. La présence de cette interaction résiduelle conduit à une diffusion de la surface de Fermi. De ce fait, l'influence des orbitales intruses individuelles se moyenne (leur occupation ne change que très peu d'un noyau à un autre) et est plus difficile à mettre en évidence. Dans la région de masse A≈190, on s'attend donc à des bandes ayant des comportements très similaires.

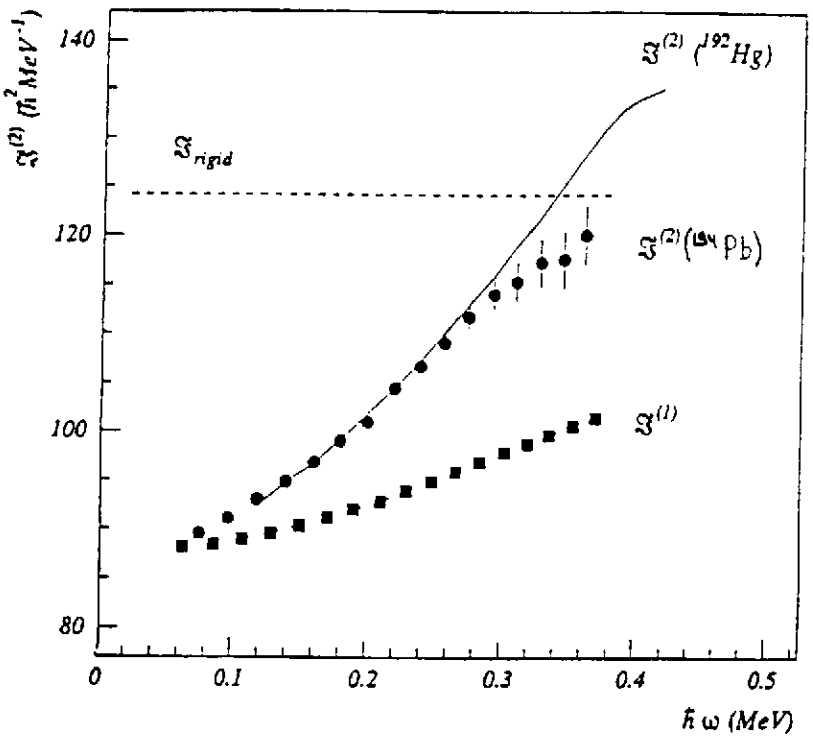


Figure III.20 : Comparaison des moments d'inertie dynamique des bandes ^{192}Hg (ligne continue) et ^{194}Pb (cercles). On constate uniquement à basse fréquence une identité de comportement en fonction de la fréquence de rotation [Ga95b].

Par contre , lorsque l'appariement devient faible (à haute fréquence), les différences d'occupation des orbitales intruses auront une incidence sur le comportement des différents noyaux. C'est, par exemple, le cas pour les bandes yrast de ^{194}Pb et ^{192}Hg : jusqu'à une fréquence de rotation de 280 keV, elles présentent des énergies identiques, alors qu'à plus haute fréquence leurs comportements n'ont plus rien de commun [Ga95b].

III.9.3. Analyse systématique :

Pour analyser la pertinence du concept de bandes identiques (BI), il faut un **critère de comparaison** des différents cas observés. Comme le moment d'inertie dynamique est la sonde la plus sensible permettant de décrire des changements dans le noyau, le Changement Fractionnaire (**FC**) du moment d'inertie dynamique d'un noyau à un autre ("**Fractionnal change**") [De96] a été défini comme suit :

$$FC_{X,Y} = \frac{\left[\mathfrak{I}_X^{(2)} - \mathfrak{I}_Y^{(2)}\right]}{\mathfrak{I}_X^{(2)}} = \frac{\Delta\mathfrak{I}^{(2)}}{\mathfrak{I}_X^{(2)}}$$

On supposera que le noyau Y est toujours plus léger que le noyau X.

L'analyse du FC nécessite un nombre suffisant de cas. La région de masse A≈130 présente trop peu de données pour arriver à exploiter le FC (18 bandes). Par contre la région de masse A≈150 présentant 54 bandes (1250 paires de bandes dont 6% de BI), il a donc été possible d'exploiter le FC [De96]. Après avoir imposé le fait qu'une des deux bandes SD doit **Yrast,** cette étude conduit à un pic centré à FC=0, de largeur 0,025, composé de 17 paires de bandes SD.

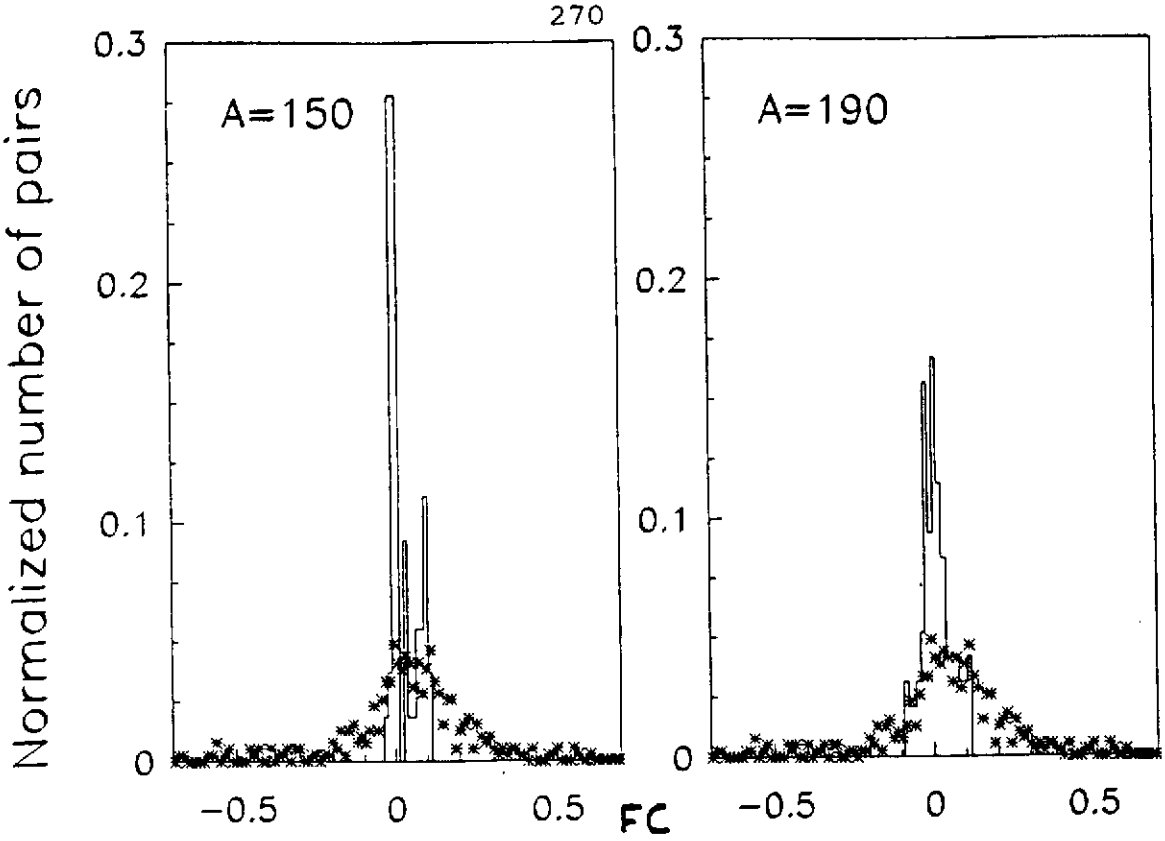


Figure III.21 : Distribution de **changement fractionnaire d'inertie** (FC) pour des paires de bandes SD de la région de masse A≈150 (à gauche) et A≈190 (à droite). Les étoiles correspondent à la distribution de FC de près de 400 bandes de déformation normale dans la région des terres rares [De96].

Le même travail a été fait dans la région de masse A≈190 avec les 45 bandes (790 paires de bandes dont 12% de BI) connues au moment de cette étude. La distribution de FC ainsi obtenue est également centrée autour de FC=0, mais présente une largeur 0,05. Cette valeur double de celle obtenue dans la masse 150 a été attribuée à la présence de corrélations d'appariement.

Si maintenant on exporte ce traitement à des structures rotationelles de déformation normales (ND) pour lesquelles les effets d'appariement sont encore plus marqués, on obtient, pour les deux régions de masse, une largeur nettement supérieure (≈0,28). Sur la figure III.21 les distributions correspondantes ont été normalisées.

On constate, comme nous l'avions annoncé dans le paragraphe III.9.2, que l'intensité de l'appariement influe directement sur la largeur de la distribution des bandes identiques en "lissant" les effets d'orbitales individuelles. D'autre part, dans le cas des bandes identiques de la région de masse 150, les 17 paires de bandes comprises dans le pic FC=0, contient, paires par paires, les mêmes orbitales intruses.

III.10 Population des bandes superdéformées.

Lorsqu'on étudie la population des différents états d'un noyau, on se rend compte que les états superdéformés sont issus des composantes à grand moment angulaire de la distribution en spin. Or la fission impose une limite supérieure au moment angulaire d'un noyau, elle peut donc avoir un effet non négligeable sur les profils d'intensité de bandes SD. Ainsi, on peut légitimement se demander si le moment angulaire maximum observé dans une bande SD est imposé par la cinématique ou par la fission.

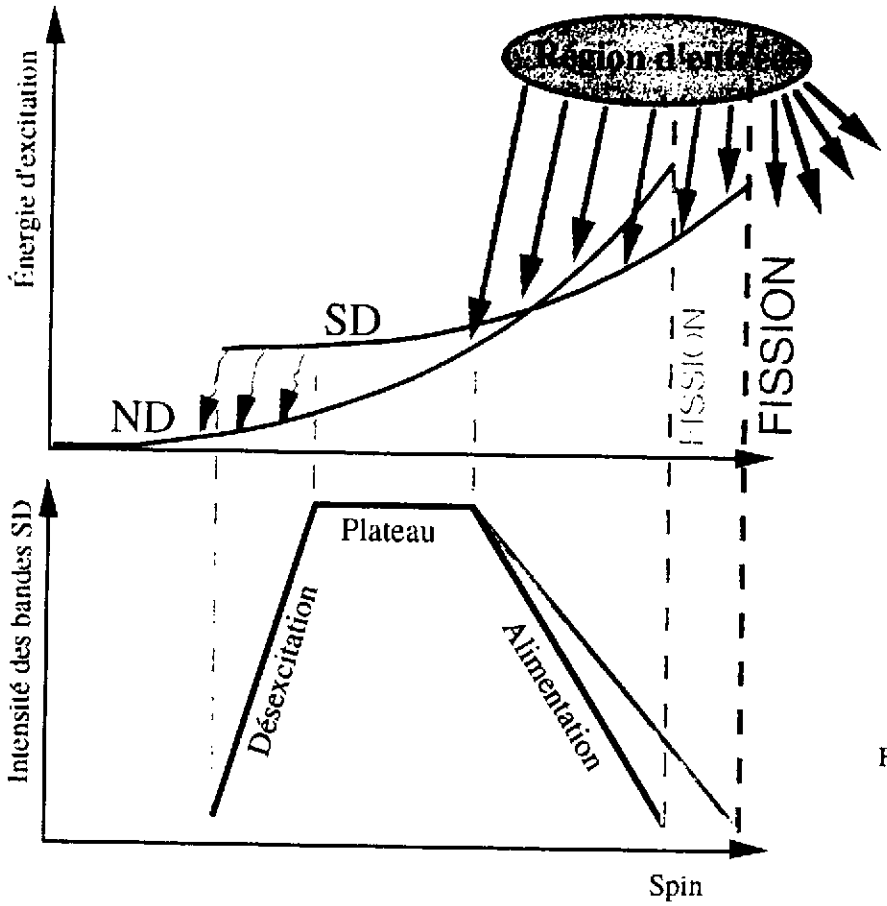


Figure III.22 : Influence de la fission sur le profil d'intensité d'une bande SD de la région de masse 190.

Pour répondre à cette question, il suffit de mesurer le rapport I_{SD}/I_{ND} pour différentes valeurs d'asymétrie ($A_{Faisceau}/A_{Cible}$), dans des conditions d'énergie d'excitation (E^*) et de moment angulaire maximum (l_{max}) similaires. Il a été montré que dans la région de masse 150, la population des bandes SD semble être augmentée pour des réactions plus symétriques [Sm92 et Fl92]. Cet effet de voie d'entrée pourrait être expliqué par un temps de fusion plus long pour les réactions symétriques durant lequel des particules légères pourraient être évaporées favorisant ainsi la voie fusion-évaporation [Fl92]. Ce type d'études peut donc nous donner des renseignements sur les mécanismes de réaction.

Pour la région de masse 190, une étude a été menée pour le noyau ^{194}Pb [De95b]. Les taux de production ne semblent pas dépendre de l'énergie d'excitation E^* et présenter, en fonction de l_{max} une très légère augmentation suivie d'une saturation. Une systématique des populations des bandes SD de cette région de masse montre que le moment angulaire maximum atteint est corrélé au paramètre de fissilité Z^2/A [De97]. Ceci démontre que, dans cette région de masse, le profil d'alimentation est imposé par le phénomène de fission.

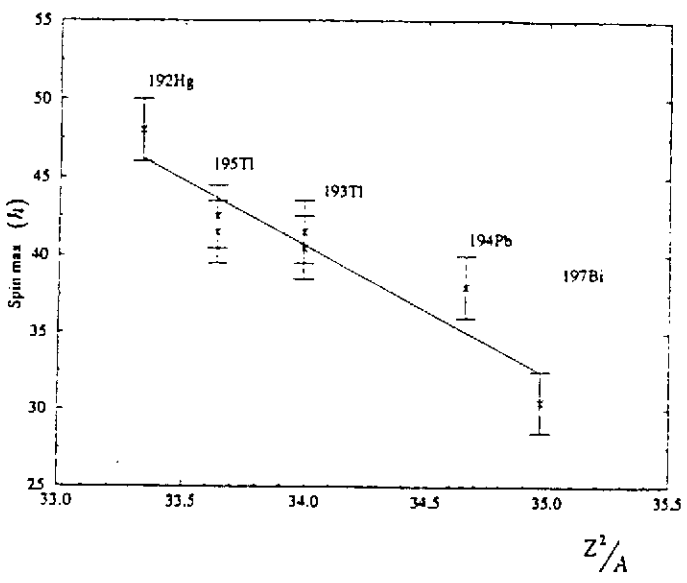


Figure III.23: Évolution du moment angulaire maximum atteint en fonction du paramètre de "fissilité" Z^2/A du noyau résiduel [De97].

III.11 Désexcitation vers des états de déformation "normale".

III.11.1. Problématique :

Le passage du puits superdéformé au puits de déformation normale correspond à la traversée d'une barrière de potentiel par effet tunnel. La probabilité de transmission est donc proportionnelle au nombre d'états accessibles et à l'énergie des transitions (différence d'énergie entre les 2 puits) et inversement proportionnelle à la taille de la barrière.

$$P_{SD\to ND}\alpha\sum_i \langle ND_i|\hat{O}_l|SD\rangle E_\gamma^{2l+1}$$

On voit donc apparaître deux modes de désexcitation qui sont généralement en compétition :

- la désexcitation par transitions gamma discrètes reliant un puits à l'autre peut avoir lieu si l'énergie d'excitation du puits superdéformé est suffisamment grande. La détection de telles transitions est très difficile car, à leur faible intensité s'ajoute une probabilité de détection relativement faible (du fait de leur grande énergie). On peut cependant, lorsqu'on les observe, en déduire l'énergie d'excitation, le spin et la parité des états de la bande.

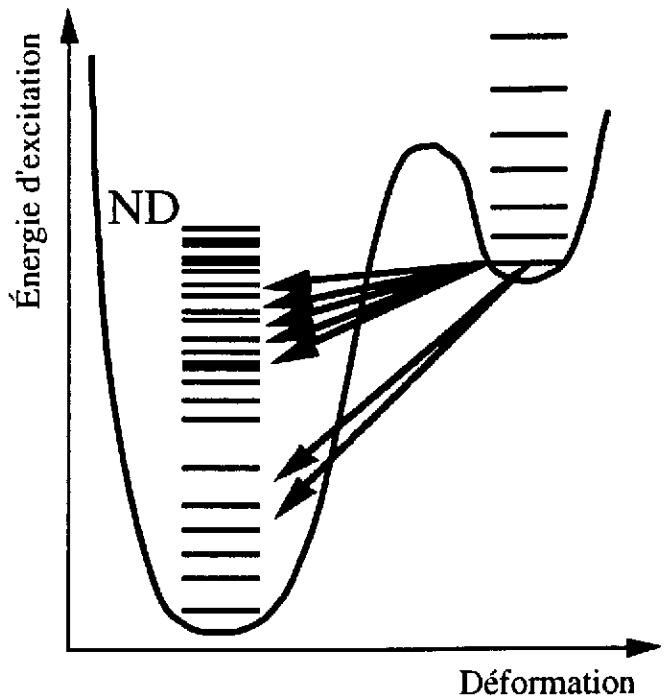


Figure III.24 : Vue schématique de la décroissance d'une bande SD.

- la désexcitation statistique est basée sur des états d'arrivée très nombreux et ne nécessite quand à elle pas une grande différence d'énergie entre les états SD et ND. L'étude de ce type de désexcitation ne donne pas accès à une mesure de la parité des états SD et la détermination de l'énergie d'excitation est faite à 15 % près.

III.11.2. Cas de la masse A≈190 :

Dans cette région de masse le puits SD persiste jusqu'aux spins les plus bas. Il faut donc traverser une barrière de potentiel relativement importante pour passer des états SD aux ND. On observe, dans cette région de masse, une compétition entre les deux modes de désexcitation.

Une étude de désexcitation par un continuum a été réalisée dans le cas de ^{192}Hg. Le spectre correspondant est reporté sur la figure III.25. On y observe une bosse correspondant à la désexcitation statistique : Il a été possible d'en extraire le nombre moyen de photons par désexcitation (3,2 ∓ 0,6), l'énergie moyenne emportée (4,5 ∓ 0,9 MeV) ainsi que l'énergie d'excitation moyenne des états SD les plus bas (6,8 ∓ 0,9 MeV) [He94].

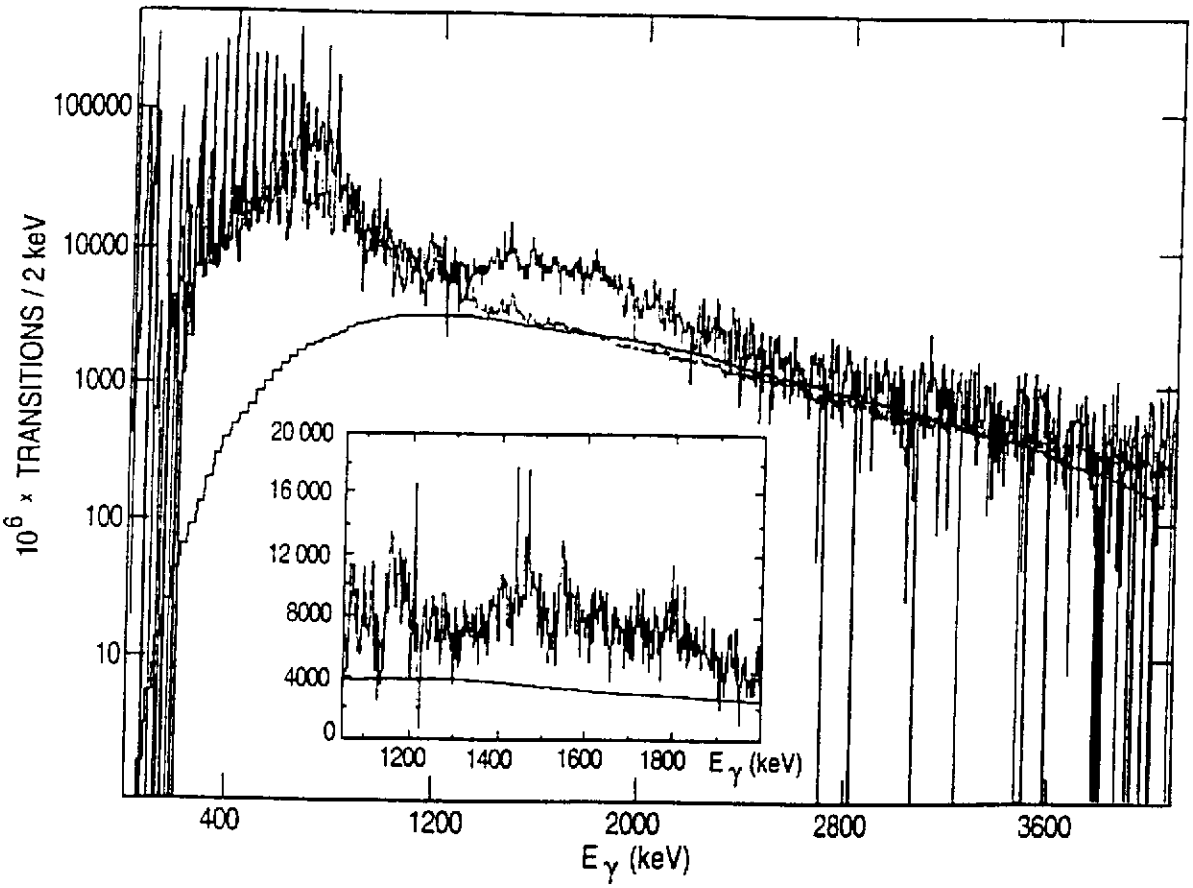


Figure III.25 : Spectre en coïncidence avec des transitions de la bande SD yrast de ^{192}Hg. On peut y observer une bosse (de 1300 à 2500 keV) correspondant à la désexcitation statistique de la bande SD [He94].

Des transitions de grande énergie reliant les états superdéformés aux états de déformation normale ont également été observées dans cette région de masse. Sur la figure III.26, sont représentées les transitions reliant les états SD et ND de ^{194}Pb [Lo97]. On constate que les gammas reliant les deux puits ont chacun une intensité inférieure à 3% de l'intensité de la bande. De plus, la somme des intensité de ces transitions est inférieure à l'intensité de la bande SD, ce qui laisse place à d'autres types de désexcitations.

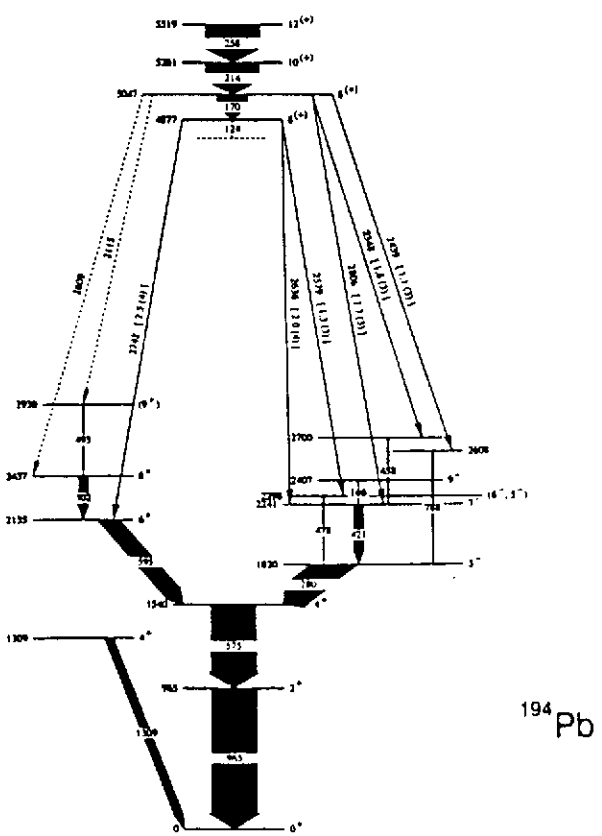


Figure III.26 : Transitions discrètes reliant les états SD aux états de déformation normale [Lo97].

III.11.3. Cas de la masse A≈150 :

Dans cette région de masse le puits SD disparaît aux environs du spin 32 $\hbar$. De ce fait, la barrière de potentiel à traverser est d'autant plus faible qu'on se trouve près des dernières transitions

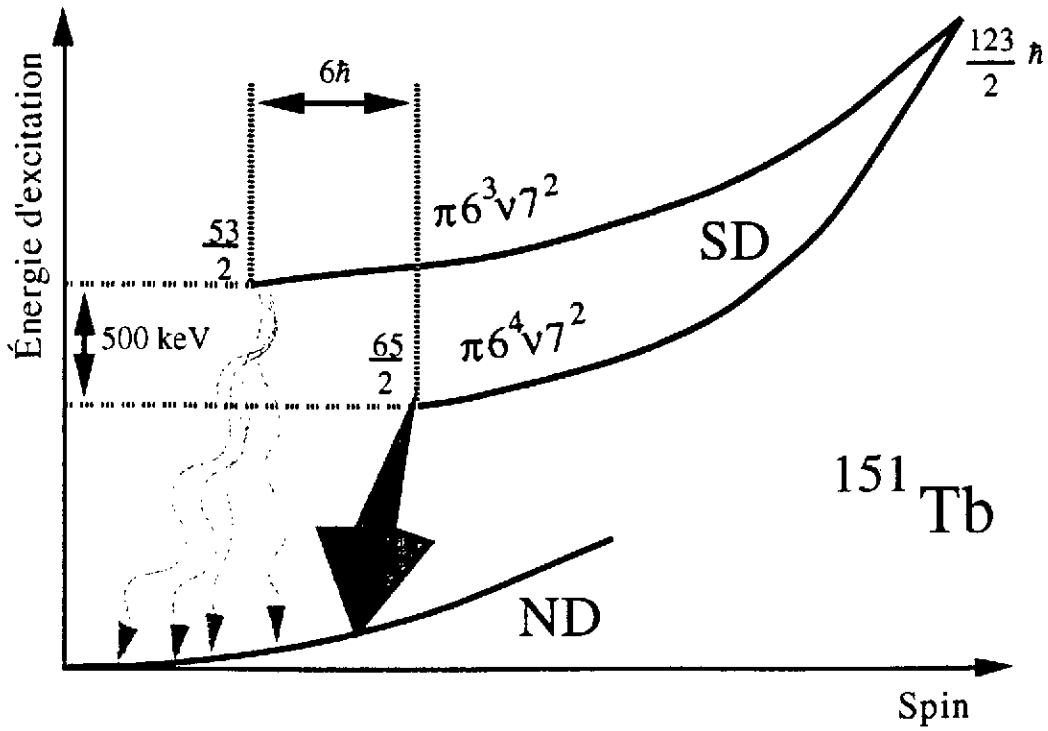


Figure III.27a: Vue schématique de la situation dans ^{151}Tb : la bande SD excitée décroît à plus basse fréquence que la bande SD yrast.

observées à moyen spin. Cette région de masse semble être dominée par des décroissances statistiques.

On peut voir sur la figure III.27a le cas particulier de deux bandes de ^{151}Tb. En supposant qu'à haut spin les deux bandes aient la même énergie d'excitation, la bande excitée se trouve, à bas spin, environ 500 keV au dessus de la bande yrast et décroît à plus bas spin que cette dernière [Cu93]. Sa décroissance alimente des états de spins compris entre 35/2 et 45/2 ayant tous, hormis un, une parité positive. Par contre la bande yrast n'alimente que des états de parité négative (hormis un état) de spins compris entre 45/2 et 63/2. On s'attend, dans ce cas, à ce que l'excès d'énergie d'excitation de la bande excitée puisse jouer sur la balance Discret/Continu. L'analyse des spins moyens de sortie des bandes SD et des spins moyens d'entrée dans les états ND donne pour les deux bandes une différence de l'ordre de 6 $\hbar$ [Fi97].

Ce noyau pose donc le problème de l'influence de l'occupation des états intrus sur la décroissance vers les états ND. En effet, les états ND disponibles pour la décroissance sont les mêmes, et ces deux bandes SD choisissent chacune un chemin différent ce qui traduit soit un effet de structure dans le puits SD soit un effet liée à la différence d'énergie d'excitation. Plus généralement, on peut voir sur la figure III.27b, les profils d'intensité de bandes SD de cette région de masse. Ils se répartissent en trois groupes. Tout d'abord les structures[1] $\pi 6^2\nu 7^1$, $\pi 6^3\nu 7^1$ et $\pi 6^4\nu 7^1$, qui décroissent toutes à un spin de l'ordre de 26 $\hbar$ et semblent indiquer que l'occupation d'orbitales intruses de neutrons ne jouent pas de rôle particulier. Par contre, les structures $\pi 6^2\nu 7^2$ et $\pi 6^3\nu 7^2$, qui décroissent toutes à un spin de l'ordre de 32 $\hbar$ (six unités plus haut que le groupe précédant) et semblent indiquer que l'occupation d'orbitales intruses de protons ont une influence sur le processus de décroissance. Enfin, un troisième groupe est constitué des structures $\pi 6^4\nu 7^2$

[1] $\pi 6^x\nu 7^y$: x protons dans les orbitales intruses de proton N=6 et y neutrons dans les orbitales intruses de neutrons N=7.

	Nucleus (band number)	Symbol	Intruder orbital SD band configuration	Decay-out spin ($\hbar$)
①	^{149}Gd(1)	○	$\pi 6^2\nu 7^1$	25.5
	^{150}Gd(3)	□	$\pi 6^2\nu 7^1$	26
	^{150}Tb(1)	△	$\pi 6^3\nu 7^1$	26
	^{149}Gd(3)	♡	$\pi 6^3\nu 7^1$	26.5
	^{151}Dy(1)	◇	$\pi 6^4\nu 7^1$	25.5
②	^{150}Gd(1)	○	$\pi 6^2\nu 7^2$	32
	^{149}Gd(2)	□	$\pi 6^2\nu 7^2$	31.5
	^{151}Tb(1)	△	$\pi 6^3\nu 7^2$	32.5
	^{150}Gd(2)	◇	$\pi 6^3\nu 7^2$	31
③	^{152}Dy(1)	●	$\pi 6^4\nu 7^2$	26
	^{151}Tb(2)	★	$\pi 6^4\nu 7^2$	26.5

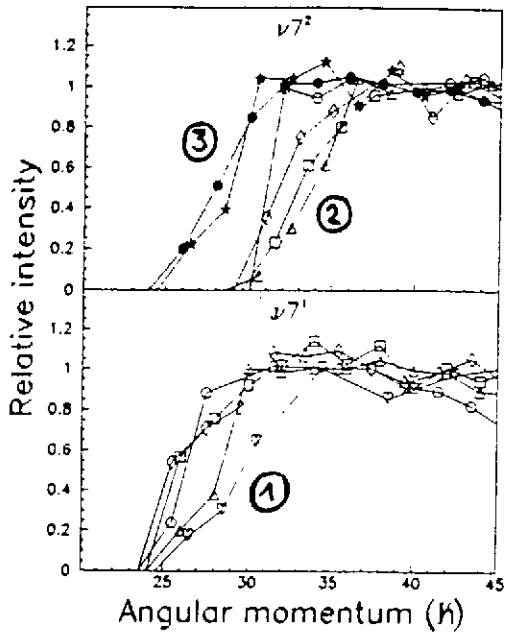


Figure III.27b: Étude systématique de l'influence de l'occupation des orbitales intruses sur le spin de sortie des structures SD de la région de masse A≈150 [Cu93].

(fermeture des couches intruses neutron et proton) qui décroissent elles aussi à un spin de l'ordre de 26$\hbar$. On voit donc que, dans cette région de masse, le processus de décroissance peut être fortement influencé par l'occupation des orbitales intruses [Cu93].

III.11.4. Cas de la masse A=60 : Désexcitation par émission d'un proton :

Des bandes SD ont récemment été découvertes dans la région de masse A≈60 [Sv97] à l'aide du multidétecteur américain GAMMASPHERE [Le90].

L'étude de la décroissance de la bandes SD du noyau ^{58}Cu (N=Z) a mis en évidence une décroissance par transitions gamma discrètes[Ru98].

Voyant apparaître, en coïncidence avec les transitions de la bande SD de ^{58}Cu, des transitions gamma appartenant à ^{57}Ni, les données de particules émises en coïncidences ont été étudiées. Ainsi, l'utilisation d'un détecteur additionnel 4π au CsI MICROBALL[Sa95] a permis de démontrer que 8% de l'intensité passe par l'émission d'un proton de 2,345 MeV lors de la décroissance des états SD de ^{58}Cu (sur la figure ci-contre les épaisseurs de traits sont proportionnelles aux intensités des transitions gamma)[Ru98].

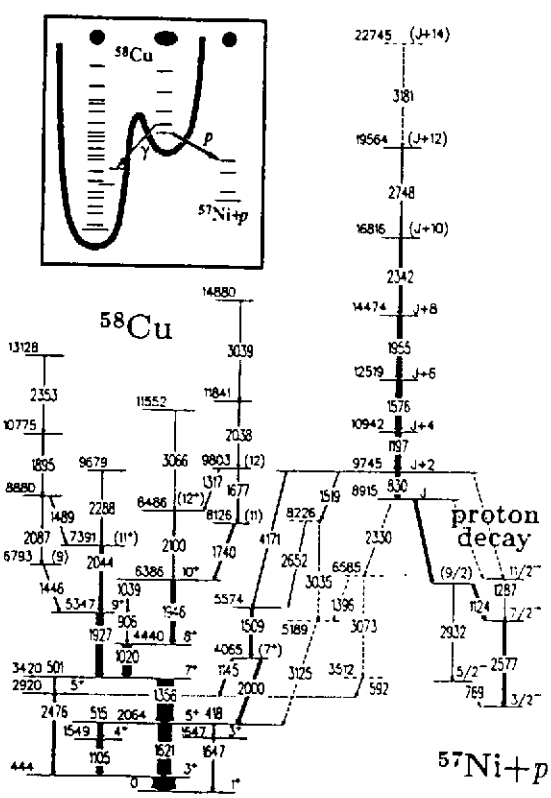


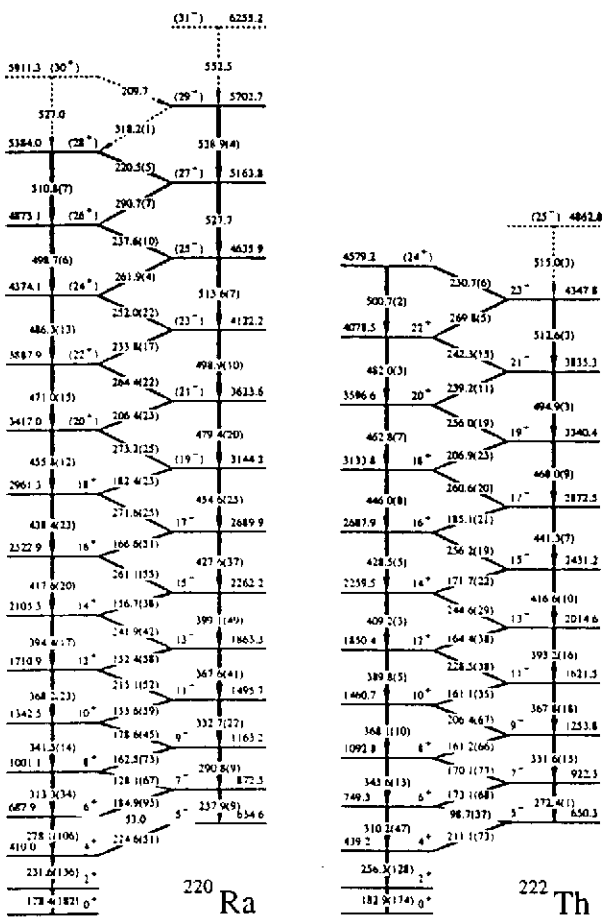
Figure III.28 : Schéma d'excitations proposé pour ^{58}Cu reliant la bande SD aux états ND de ce noyau et du noyau voisin ^{57}Ni via l'émission d'un proton [Ru98].

On peut donc envisager d'autres voies de désexcitation des bandes SD telles que l'émission de particules légères ou encore par fission. Ce dernier cas est d'ailleurs connu depuis longtemps dans la région de masse A≈240. En effet, du fait de la plus faible valeur de la barrière de fission pour ces noyaux, et comme leur nom l'indique, les isomères de fission ont une forte probabilité de décroître par fission.

III.12 Déformation et vibration octupolaires.

L'étude des bandes SD de la région de masse 190 a donné lieu à l'observation de la désexcitation de la première bande excitée de ^{190}Hg vers les états de la première bande SD de ce même noyau [Cr94, Cr95b] (Un phénomène similaire a été observé dans le noyau ^{152}Dy [Da94]). Or du fait de la forte collectivité de ces bandes induite par la rotation, les transitions gamma intra bandes sont nettement favorisées par rapport aux transitions inter-bandes. Nous avons vu qu'il a été possible, dans le cas de bandes partenaires de signature, de tirer parti de ce type de transitions pour obtenir des informations sur les caractéristiques magnétiques de la structure SD.

Dans le cas présent, l'analyse précise des rapports d'embranchements met en lumière la présence de vibrations octupolaires. En effet les mesures de corrélations angulaires ainsi que des considérations d'intensité indiquent que les transitions inter-bandes sont du type E1 et que la valeur de la probabilité de transition B(E1)=1,5 10^{-3} uW est deux ordres de grandeur plus grande que ce qu'on attend [Cr94, Cr95b]. Or on sait que, pour des noyaux présentant une déformation octupolaire (région des actinides), on observe de telles valeurs de B(E1). Ceci suggère la présence de vibrations octupolaires dans le noyau ^{190}Hg.



La forme octupolaire brisant la parité donne lieu à deux séquences de parité opposées reliées entre elles par des transitions E1. De tels états ont par exemple été observés dans les états de haut spin des isotones ^{220}Ra et ^{222}Th [Sm95] (voir figure III.29).

Certains noyaux riches en neutrons produits par fission spontanée présentent une forme triaxiale, d'autres des effets de corrélations octupolaires. Pour ces deux points, je vous renvoie au cours de W. R. PHILLIPS dans le cadre des études réalisées auprès du multidétecteur EUROGAM.

Figure III.29 : Schémas de niveaux des noyaux ^{220}Ra et ^{222}Th présentant deux bandes à parité alternées signant un effet octupolaire [Sm95].

III.13 Symétrie C4.

Nous avons déjà illustré à plusieurs reprises l'extrême sensibilité du moment d'inertie dynamique. C'est dans le noyau ^{149}Gd que ce fait est encore le plus frappant. On observe en effet des oscillations régulières dans le comportement de la bande yrast sur une grande plage de fréquence (voir figure ci-dessous à gauche [Fl93]). Ce phénomène a été mis en évidence avec EUROGAM I [Fl93], mais il a fallu toute la puissance d'EUROGAM II pour écarter tout soupçon d'artefact résultant du traitement des hauts folds et des soustraction de fonds.

Si on observe maintenant les écarts en énergie entre les transitions gamma successives de cette bande (encart de la figure III.30 à gauche [Vi97]) on constate que les oscillations sont nettement plus importantes que les barres d'erreur. Pour reproduire ce comportement on doit introduire un déplacement des états des la bande SD de l'ordre de 60 eV alternativement vers le haut et vers le bas (ci-dessous à droite [Vi97]). Ceci suppose donc la présence d'une perturbation $\Delta I=4$ qui pourrait être engendrée par une symétrie C4 du noyau, c'est à dire une légère déformation hexadécapolaire. Ce phénomène a suscité une activité des théoriciens [Ha94] d'autant plus forte qu'une dizaine de candidats de bandes SD présentant ce phénomène ont été proposés dans les régions de masse 130, 150 et 190.

L'étude des différents cas doit se faire avec grande prudence. En effet, un croisement de deux orbitales peut entraîner des oscillations du moment d'inertie dynamique sur une faible plage de fréquence. On n'observe cet effet dans la région de masse 190 que dans une plage de fréquence restreinte (^{194}Hg bande 2 et 3 et ^{192}Tl bande B [Vi97]). Pour les bandes SD de ^{131,132,133}Ce, le phénomène est présent à bas spin et disparaît lorsque le fréquence augmente [Se96]. Pour le moment seuls trois cas (ayant la même configuration en orbitales intruses) restent sans ambiguïté : les bandes yrast de ^{149}Gd, ^{148}Eu et une bande excitée de ^{148}Gd(bande 6) [Vi97].

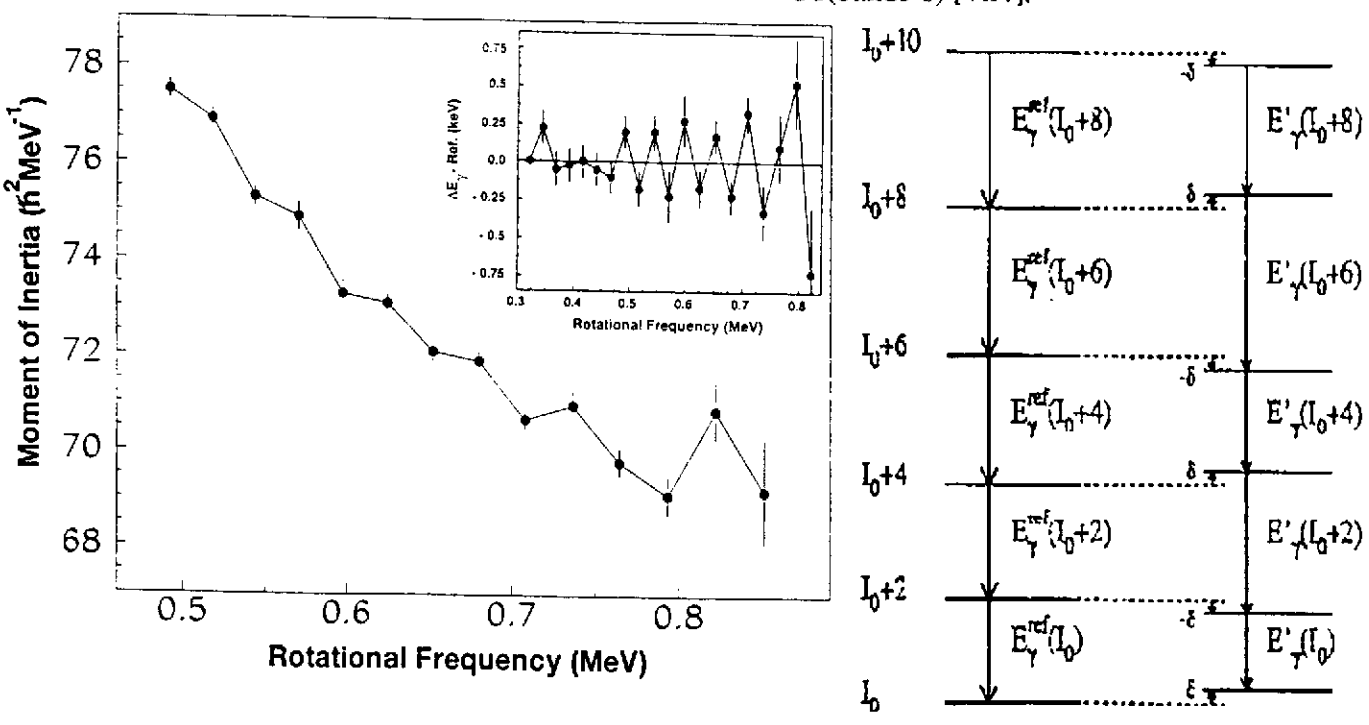


Figure III.30: A gauche : évolution en fonction de la fréquence de rotation du moment d'inertie dynamique et de l'écart $\Delta E\gamma$ entre deux raies gamma successives (encart) de la bande SD de ^{149}Gd. A droite : représentation schématique de l'influence d'une perturbation du type C4 sur une bande de rotation de référence [Vi97].

III.14 Bandes dipolaires.

Le développement des multidétecteurs a permis de favoriser l'observation de cascades de grande multiplicité. On a ainsi pu acquérir une connaissance détaillée des phénomènes liés aux états superdéformés. On a également pu accéder à des cascades de grande multiplicité correspondant au comportement à haut spin de noyaux dans le puits de déformation normale (ND). De nombreuses structures régulières comparables à des bandes rotationnelles ont ainsi été mises en évidence dans les isotopes de plomb déficients en neutrons [Du96]. La particularité de ces structures vient du fait que les transitions dipolaires de ces bandes (ΔI=1) sont dominantes (B(M1)=0,3 à 6 uW) et les transitions quadrupolaires ΔI=2 ne sont que très rarement observées. En effet les probabilité de transition B(E2) correspondantes sont de l'ordre de 12 à 50 uW [Ka96]. Pour mémoire on peut se souvenir que dans le cas de bandes SD partenaires de signature de noyaux impairs, les transitions M1 reliant les deux bandes n'ont pu être observées qu'à bas spin dans la région de masse 190.

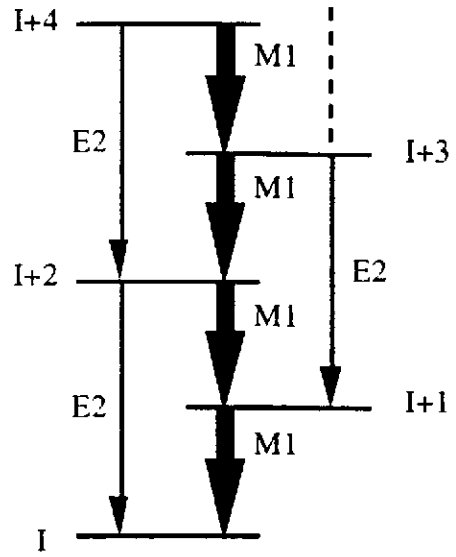


Figure III.31 : Vue schématique d'une cascade de transitions dipolaires reliées par des transitions E2 "cross over".

Ce phénomène peut s'expliquer par la dépendance en K^2/Q^2 (où K est la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie et Q le moment quadrupolaire) du rapport B(M1)/B(E2). Ainsi, une structure bâtie sur un état de haut K et de faible moment quadrupolaire pourra engendrer une telle séquence à haut spin. Or les isotopes légers de plomb présentent des isomère de haut K identifiés dans le puits ND. Ces noyaux sont donc naturellement candidats pour accueillir de telles structures.

Le spin, la parité et l'énergie d'excitation des états de ces bandes dipolaires sont connus que pour les noyaux A≤197 dans cette région de masse, car les transitions les liant aux états de basse énergie d'excitation n'ont été observées que dans ces noyaux [Ka96].

III.15 Terminaison de bandes.

Les bandes SD sont en général bien "piégées" dans un puits de potentiel qui maintient la déformation constante. On qualifie ces puits de puits "rigides". Les noyaux ND présentent par contre une mollesse du puits vis-à-vis de la déformation. La puissance d'EUROGAM ayant permis d'étendre la connaissance des structures excitées dans le premier puits à des grandes valeurs de moment angulaire, il a été possible d'observer dans certains noyaux un passage graduel d'une forme prolate ($\gamma = 0°$) à une forme oblate ($\gamma = 60°$). Ces derniers peuvent ainsi augmenter le moment angulaire tout en diminuant le moment d'inertie. Cet effet peut se passer sur quelques transitions comme dans ^{157,158}Er [Si94,Ga95a] ou bien très progressivement comme dans le noyau ^{113}I [Pa93].

Or la forme oblate (gamma = 60°) présente une symétrie autour de l'axe de rotation ce qui interdit la rotation collective. Le noyau doit donc générer le moment angulaire par un

processus d'alignement sur l'axe de rotation des moments angulaires des orbitales de valence ce qui implique que la bande de rotation se termine au moment où tous les nucléons de valence sont alignés au maximum sur l'axe de rotation.

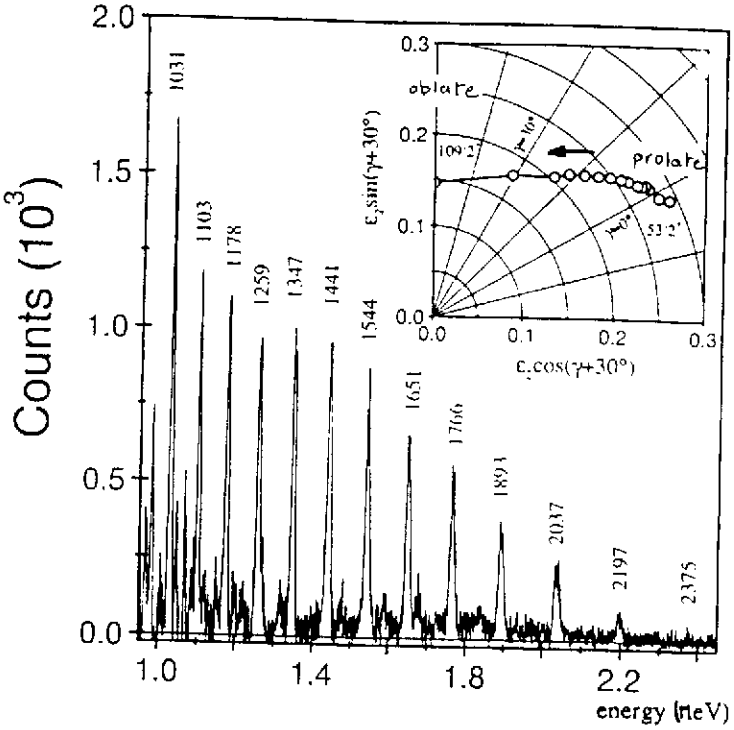


Figure III.32 : Exemple typique d'une terminaison de bande dans ^{113}I [Pa93]. On peut suivre, dans l'encart, l'évolution progressive de la déformation d'une forme prolate (γ=0°) vers une forme oblate (γ=60°). A ce changement de déformation correspond un changement progressif d'inertie donc d'espacement entre les raies gamma. La bande se termine lorsque le noyau est oblate.

III.16 Polarisation du coeur.

Nous avons tous appris que le modèle en couches prédit une forme sphérique pour toutes les couches entièrement remplies et qu'un nucléon de valence pouvait "dicter" une déformation au noyau. Le coeur dur pourra bien évidemment réagir pour compenser en partie cet effet (polarisation du coeur). Il était donc bien tentant d'appliquer ce principe aux bandes superdéformées. Or nous avons vu que l'incertitude sur les pouvoirs d'arrêt électroniques empêche d'accéder à une mesure précise des déformations nucléaires. On peut par contre procéder par comparaison de résultats obtenus dans des situations "d'arrêt" similaires. On obtient ainsi des barres d'erreurs relatives faibles tout en conservant les valeurs des barres d'erreur absolues.

Ainsi les déformations de différentes bandes SD de ^{149}Gd et des bandes yrast de ^{148}Gd et ^{152}Dy ont été déterminées en utilisant une méthode de DSAM dans des expériences utilisant la même cible [Sa96, Ri97].

On constate que les mesures se regroupent suivant la valeur du moment quadrupolaire pour ces bandes : les bandes correspondant à la même composition en orbitales intruses présentent un même moment quadrupolaire Q_o et ce, indépendamment de la masse du noyau. En effet, les bandes identiques ^{149}Gd(5), ^{148}Gd(4) et ^{152}Dy(1) ont, par exemple, le même moment quadrupolaire Q_o=17,5 eb[2].

	Bande	assignation	Q_o(exp)	ε_2
^{148}Gd	1	$\pi 6^2 \nu 7^1$	14,6(2)	0,545
	2	$\pi 6^2 \nu 7^1$	14,8(3)	0,545
	5	$\pi 6^4 \nu 7^2$	17,8(13)	0,618
^{149}Gd	1	$\pi 6^2 \nu 7^1$	15,0(2)	0,555
	2	$\pi 6^2 \nu 7^2$	15,6(5)	0,556
	3	$\pi 6^3 \nu 7^1$	15,2(6)	0,576
	4	$\pi 6^4 \nu 7^2$	17,5(8)	0,612
^{152}Dy	1	$\pi 6^4 \nu 7^2$	17,5(4)	0,582

[2]Comme le moment quadrupolaire tient compte de la masse, une même valeur de Q_o mesurée dans des noyaux de masse A différente, implique une valeur différente de la déformation (ε_2) pour chacun des noyaux.

Il semble donc que les orbitales non intruses n'aient pas non plus d'influence sur le moment quadrupolaire dont la valeur serait "dictée" par la composition en orbitales intruses du noyau.

Conclusion.

Nous avons parcouru, au fil de ce cours, l'horizon de recherche ouvert par les récents développements de multidétecteurs gamma. Nous avons ainsi abordé le phénomène de superdéformation, ses apports et les questions qu'il laisse encore sans réponse à ce jour. Nous avons aussi effleuré les phénomènes étudiés dans les noyaux de déformation normale tels que les structures dipolaires, les coexistences et transitions de formes, les terminaisons de bandes et les vibrations octupolaires.

Nous avons vu que l'étude des bandes superdéformées apporte des informations sur la collectivité nucléaire. En effet, la mesure du moment quadrupolaire donne l'évolution de la déformation et l'étude de l'inertie permet d'extraire des informations précieuses sur l'évolution des forces nucléaires en fonction de la fréquence de rotation. Ce dernier point a d'ailleurs permis, grâce à une collaboration étroite entre expérimentateurs et théoriciens, de faire un grand pas dans le traitement de l'appariement nucléaire. Les données des bandes SD de la région de masse 150 donnent des informations sur les très faibles appariements et celles de la région de masse 190 sur la disparition et les effets de blocage de l'appariement.

Les bandes superdéformées donnent également des renseignements sur la structure quantique du noyau. En effet, la mesure de nombreuses bandes superdéformées excitées a permis d'étudier en profondeur le phénomène de bandes identiques et de mettre en lumière l'influence des orbitales intruses. La mesure de facteurs gyromagnétiques dans certains noyaux impairs de la région de masse 190 a donné accès aux caractéristiques quantiques de l'orbitale occupée par le nucléon célibataire. Les bandes superdéformées fournissent ainsi des indications expérimentales extrêmement précises sur les orbitales nucléoniques situées au voisinage du niveau de Fermi et sur leur position relative dans les cas où on observe un croisement de deux niveaux quantiques. Ceci impose des contraintes pointues sur les calculs théoriques et sur les développements de forces nucléaires.

De nombreuses avancées technologiques ont été associées au passage d'EUROGAM à EUROBALL, notamment le développement des détecteurs composites CLOVER et CLUSTER et d'un standard d'électronique intégrée VXI. Ce programme a également permis l'élaboration d'autres multidétecteurs tels EXOGAM, destiné à des mesures utilisant des faisceaux radioactifs. Les nouvelles campagnes de mesures auprès d'EUROBALL incluant de plus en plus des détecteurs additionnels devraient nous amener à bien des découvertes encore et nous permettre d'éclaircir les nombreux points restant encore dans l'ombre. C'est notamment le cas pour la décroissance des bandes superdéformées, l'hyperdéformation et les états superdéformés de bas spin dans la région de masse 190.

Remerciements

Je tiens ici à remercier les organisateurs de l'École Joliot-Curie, en particulier Y. Abgrall, d'avoir bien voulu m'inviter à donner ce cours. Je tiens également à remercier mes collègues de l'IReS et de la collaboration EUROBALL ayant contribué de près ou de loin à la réalisation de ce cours notamment Marie-Madeleine Aléonard pour son aide efficace et Norbert Schulz pour ses conseils avisés. Je dédie ce cours à Marie Geneviève Porquet qui a su me transmettre sa passion pour la spectroscopie nucléaire.

Bibliographie.

[Ai97a] M. Aiche et al., NIM A391(1997)329.
[Ai97b] M. Aiche et al., Zeit. f. Physik A358(1997)175.
[Al92] J. Alexander, IEEE Transactions on nuclear Science Vol 39 N°4 (1992).
[Az91] F. Azaiez et al., Phys. Rev. Lett. 66(1991)1030.

[Ba95] C. Baktash, B Haas et W. Nazarewicz, ann. rev. Nucl. Part. Sci. 45(1995)485.
[Be92] F. A. Beck, Prog. Part. Nucl. Phys 28(1992)443.
[Be96] C. W. Beausang et J. Simpson J. Phys. G22(1996)527.
[Bi91] G. Bizar et al., Conférence Ierapetra (1991) world scientific ISBN 981-02-0861-8.
[Bo96] S. Bouneau et al., Phys Rev C53(1996)R9.
[BS95] Balraj Singh, R. B. Firestone et S. Y. Frank Chu, Table of Superdeformed Nuclear Bands and Fission Isomers, Second Edition LBL-380034(Nov 1995) Lawrence Berkeley Laboratory.
[By90] T. Byrsky et al., Phys Rev Lett 64(1990)1654.

[Ch83] R. Chapman et al., Phys. Rev. Lett. 51(1983)2265.
[Cr94] B. Crowell et al., Phys. Lett. B333(1994)320.
[Cr95a] A.J. Cresswell et al., Phys. ReV C52(1995)1934.
[Cr95b] B. Crowell et al., Phys. C51(1995)R1599.
[Cu88] D. Curien, thèse de l'université Louis Pasteur (Strasbourg I) (1988), CRN/PN 88-17.
[Cu93] D. Curien et al., PRL 71(1993)2559.

[Da94] P. J. Dagnal et al., Phys. Lett. B335(1994)313.
[De95a] I. Deloncle et al., NIM A357(1995)151.
[De95b] I. Deloncle et al., J. Phys. G21(1995)L35.
[De96] G. De France et al., Phys Rev C53(1996)R1070.
[De97] I. Deloncle et al., Z. Phys. A358(1997)181.
[Dr92] M. W. Drigert et al., Nucl. Phys. A530(1992)452.
[Du95] J. Duprat, thèse de l'université Paris XI, Orsay (1995), IPNO-T-95.02.
[Du96] L. Ducroux et al., Z. Phys. A356(1996)241.
[Du97] G. Duchêne, communication privée.
[Du98] J. Dudek, communication privée.

[Fi97] C. Finck thèse de l'université Louis Pasteur (Strasbourg I) (1997).
[Fl92] S. Flibotte et al., Phys. Rev. C45(1992)R889.
[Fl93] S. Flibotte et al., Phys. Rev. Lett. 71(1993)4299.

[Ga94] B. Gall, thèse de l'université Paris XI, Orsay (1994) et B. Gall et al., Zeit. Phys. A348(1994)183.
[Ga95a] S. J. Gale et al., J. Phys. G21(1995)193.
[Ga95b] B. J. P. Gall et al., Phys. Lett. B345(1995)124.
[Ga97] C Gautherin et al., Prog. Part. Nucl. Phys. (1997)194.

[Ha89] D. Habs Nucl. Phys. A502(1989)105c.
[Ha91] B. Haas, Cours de l'Ecole Joliot-Curie 1991.
[Ha94] I. Hamamoto et B. Mottelson Phys. Lett. B(1994)294.
[He94] R .G. Henry et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994)777.

[Jo93] M. J. Joyce et al., Phys. Rev. Lett. 71(1993)2176.

[Ka96] M. Kaci, thèse de l'université Paris XI, Orsay (1996) et sous presse.
[Ko95] A. Korichi et al., Phys. Lett. B345(1995)403.

[La90] I. Lazarus et A. Richard, European Ge card instruction manual, 1990
[Le90] I.-Y. Lee Nucl. Phys. A520(1990)641c.
[Li92] Y. Liang et al., Phys. Rev. C46(1992)R2136.
[Lo96] A. Lopez Martens et al., Phys. Lett. B380(1996)18.
[Lu96] R. Lucas, Pour la science, Dossier hors série octobre 1996.

[Mo76] H Morigana et T. Yamazaki, In Beam Gamma-Ray Spactroscopy, North-Holland ISBN 0-7204-0297-2 (1976).
[Mo79] B. Mottelson, High spin phenomena in nuclei (1979) Argonne National Laboratory ANL/PHY-79-4

[No90] P. J. Nolan, Nucl. Phys. A520(1990)657c.

[Pa93] E. S. Paul et al., Phys. Rev. C48(1993)R490.
[Pe94] C. M. Petrache et al., Nucl. Phys. A579(1994)285.
[Po62] S. M. Polikanov Soc Phys JETP 15(1962)1016.
[Po98] M. G. Porquet et al., communication privée et à paraître.

[Ri90] M.A. Riley et al., Nucl. Phys. A512(1990)178.
[Ri97] C. Rigollet thèse de l'université Louis Pasteur (Strasbourg I) (1997).
[RS80] P. Ring et P. Schuck The nucléar many body problem, Springer Verlag 1980.
[Ru98] D. Rudolph et al., submitted to Phys. Rev. Lett. (1998).

[Sa95] D. G. Sarantites et al., Nucl. Instr. Meth. A354(1995)591.
[Sa96] H. Savajol et al., Phys. Rev. Lett. 76(1996)4480.
[Sc97] J. N. Scheurer et al. NIM A 385(1997)501.
[Se92] P. B. Semmes et al., Phys. Rev. Lett. 68(1992)460.
[Se96] A. T. Semple et al, Phys. Rev. Lett. 76(1996)3671.
[Si94] J. Simpson et al., Phys. Rev. Lett. B327(1994)187.
[Sl84] G. Sletten et al., Phys. Lett. B135(1984)33.
[Sm92] G. Smith et al., Phys. Rev. Lett. 68(1992)158.
[Sm95] J. F. Smith et al., Phys. Rev. Lett. 75(1995)1050.
[Sp72] H. J. Specht et al., Phys. Lett. B41(1972)43.
[Sp95] K. Spohr et al., Acta Phys. Polonica B26(1995)297.
[St68] V. M. Strutinsky. Nucl. Phys. A95(1968)420.
[Sv97] C. E. Svensson et al., Phys. Rev. Lett. 79(1997)1233.

[Tw86] P. J. Twin et al., Phys. Rev. Lett. 57(1986)811.

[Vi96] J. P. Vivien et al., communication privée 1996.
[Vi97] J. P. Vivien Journées thématiques de l'IPN 1997.

[Wi92] D. F. Winchell et al., Phys. Lett. B289(1992)267.
[Wi94] P. Willsau et al., Nucl. Phys. A574(1994)570.
[Wu95] C. Y. Wu et al., Phys. Rev. C51(1995)1025.

[XL96] Xiao-Ling Han et Cheng-Li Wu Atomic Data and Nuclear Data Tables Vol 63(1996)117.