



HAL
open science

Analyse multidimensionnelle : application à la physique des noyaux en rotation rapide

F. Hannachi

► **To cite this version:**

F. Hannachi. Analyse multidimensionnelle : application à la physique des noyaux en rotation rapide. École thématique. Ecole Joliot Curie "Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix", Maubuisson, (France), du 12-17 septembre 1994 : 13ème session, 1994. cel-00648805

HAL Id: cel-00648805

<https://cel.hal.science/cel-00648805>

Submitted on 6 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.

Analyse multidimensionnelle : Application à la physique des noyaux en rotation rapide

F. Hannachi

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse 91405 Orsay

Résumé

Les multidétecteurs $4\pi\gamma$ tels EUROGAM ont révolutionné le domaine de la structure nucléaire grâce à leur grande résolution en énergie et à leur efficacité accrue de détection des événements de haute multiplicité. Des formes nucléaires très exotiques et des phénomènes inattendus ont ainsi été mis en évidence par le biais de l'étude des spectres γ de désexcitation des noyaux formés à haut moment angulaire. L'analyse des données issues de ces nouveaux spectromètres nécessite la mise au point de techniques adaptées, étant donné le grand nombre de paramètres à traiter par événement. Les plus utilisées d'entre elles sont présentées dans ce cours.

Abstract

The new generation of high energy-resolution and efficiency 4π γ -ray spectrometers such as EUROGAM has remodeled nuclear structure studies with the significant improvement of the high-fold data efficiency and the high selectivity achieved. Unexpected exotic phenomena have thus been observed in the study of the γ -ray spectra emitted by nuclei at high angular momentum. The analysis of these new data requires the development of dedicated techniques. The mostly used ones are presented.

I - Introduction : spectres γ émis par les noyaux à haut moment angulaire

Les noyaux à haut moment angulaire sont produits dans des réactions de type fusion-évaporation dans lesquelles un noyau composé est formé à des énergies d'excitation (E^*) et des moments angulaires (I) très élevés, typiquement, $E^* = 54$ MeV et $I_{\max} = 60 \hbar$ pour le noyau ^{164}Er formé dans la réaction $^{124}\text{Sn} + ^{40}\text{Ar}$ à une énergie incidente de 147 MeV (figure 1). Dans la réaction, au bout d'environ 10^{-22} sec, le noyau composé en rotation très rapide ($\omega \approx 0,75 \text{ MeV}/\hbar \approx 2.10^{20}$ tours/sec) est formé si le système a survécu au processus de la fission. La désexcitation de ce noyau est schématisée sur la partie droite de la figure 1. Elle commence avec l'émission de particules légères, des neutrons dans le cas ici considéré, mais des protons ou des particules alpha peuvent aussi être émis. Chaque neutron emporte 8 à 10 MeV d'énergie d'excitation et très peu de moment angulaire ($\sim 1 \hbar$ en moyenne). Sur la partie gauche de la figure 1 sont représentées dans le plan (E^*, I), les zones associées aux différents noyaux résiduels après émission de 1, 2, 3, 4 et 5 neutrons.

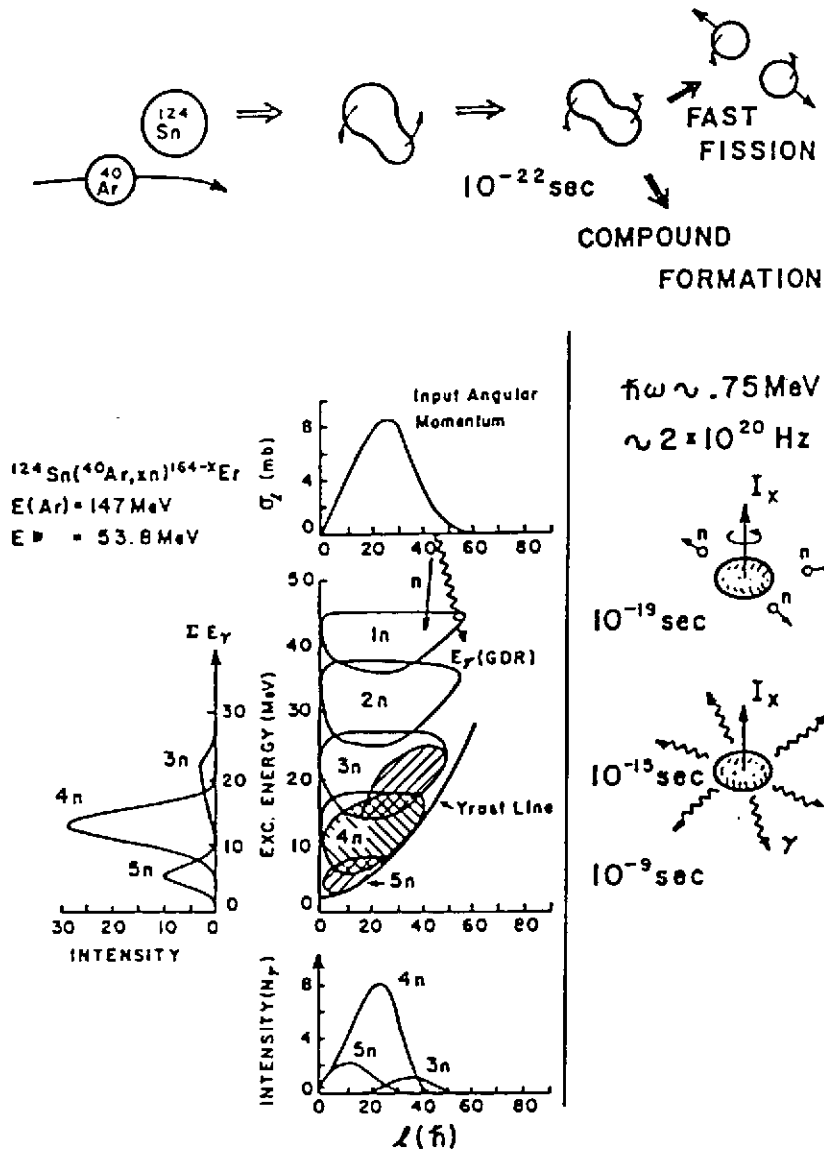


Figure 1 : Représentation schématique de l'évolution en fonction du temps de la formation et de la désexcitation du noyau composé ^{164}Er (en haut et à droite de la figure 1). Les résultats donnés dans la partie gauche concernent la désexcitation de ce noyau. Ils sont issus d'un modèle statistique qui utilise, pour le moment angulaire du noyau composé la distribution σ_1 . Les zones d'arrivée dans le plan (\bar{E}, I) après émission de 1 à 5 neutrons sont indiquées ainsi que leurs projections respectives sur les deux axes de ce plan. Les zones hachurées définissent les régions à partir desquelles l'émission γ peut avoir lieu.

Environ 10^{-15} sec après le début de la réaction, l'émission de neutrons conduit le noyau dans une région d'énergie d'excitation à moins de 8 MeV au dessus de la ligne yrast (ligne joignant les états de plus basse énergie pour un spin donné). Ces zones dites zones d'entrée dans le plan (E^*, I) sont hachurées sur la figure 1. Les projections de ces zones sur les deux axes de ce plan sont aussi représentées.

Comme on peut le voir sur cette figure, plusieurs noyaux différents sont produits dans la réaction. La désexcitation de ces noyaux procède essentiellement par émission de rayonnements γ . Ils atteignent leur état fondamental après $\sim 10^{-9}$ sec, après avoir effectué de l'ordre de 10^{12} rotations et émis en moyenne 30 à 40 photons. Un spectre γ typique d'émission de tels noyaux est montré sur la figure 2. Il comprend des transitions γ non résolues (qu'on ne peut pas séparer) formant un "continuum" et des transitions γ discrètes. Ces deux types de transitions proviennent de différentes régions du plan (E^*, I) .

Soit U l'énergie d'excitation au dessus de la ligne yrast d'un noyau donné. La densité de niveaux d'un tel noyau à l'énergie U peut s'écrire ²⁾ :

$$\rho(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} (aU)^{-1/4} U^{-1} \exp(2\sqrt{aU}) \quad (1)$$

où a est un paramètre qui dépend de la masse du noyau considéré (typiquement $A/8 < a < A/12$).

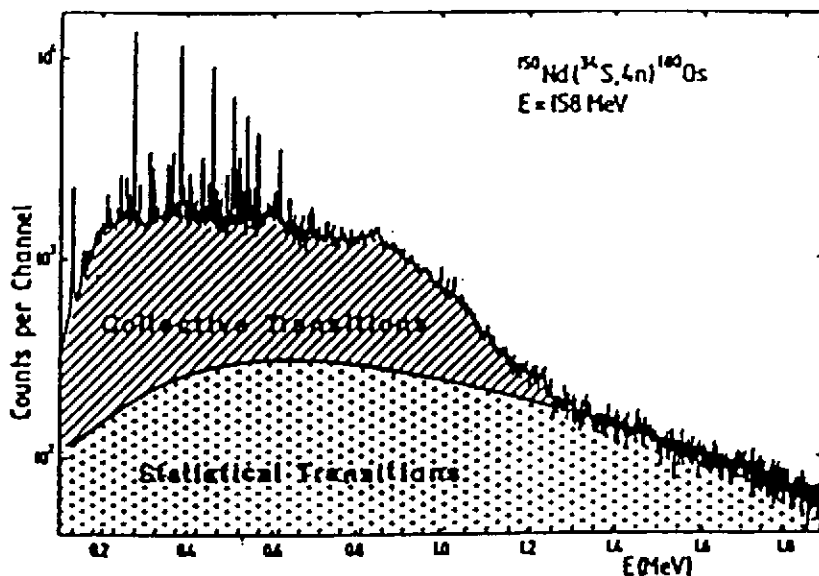


Figure 2 : Spectre d'énergie typique de la désexcitation γ d'un noyau rotationnel formé à haut moment angulaire ³⁾. Le fond continu dû aux transitions statistiques est indiqué en pointillés, en hachurée, est représentée la distribution des transitions collectives du quasicontinuum.

La densité de niveaux ainsi calculée croît très rapidement avec U et, au delà de 1 MeV par rapport à la ligne yrast la désexcitation d'un état donné peut se faire selon plusieurs cascades différentes. Le nombre de γ alors émis est tellement grand qu'aucun d'entre eux n'aura une intensité suffisante pour être détecté comme une transition "discrète". On parle ici de quasicontinuum de transitions non résolues expérimentalement.

Ce quasi-continuum est en majorité constitué de cascades de transitions quadrupolaires électriques (E2) $\Delta I = 2\hbar$ qui forment la "bosse" indiquée en hachuré sur la figure 2 et de transitions dites "statistiques", dipolaires électriques (E1) $\Delta I = 0-1\hbar$ qui forment le "fond" continu indiqué en pointillé sur la même figure. Ces dernières, émises en premier, refroidissent essentiellement le noyau (leur gamme d'énergie s'étend sur plusieurs MeV), tandis que les transitions E2 collectives emportent l'excès de moment angulaire. Les transitions γ discrètes sont émises lorsque la densité de niveaux nucléaires est plus faible et que le noyau est proche de la ligne yrast ($U \leq 1$ MeV).

La spectrométrie γ consiste à détecter ces rayonnements γ , à mesurer leur énergie et la quantité de moment angulaire qu'ils emportent, et à les ordonner afin de reconstituer les chemins de désexcitation du noyau (schéma de niveaux).

L'allure des cascades ainsi reconstituées est révélatrice de la structure interne du noyau. Par exemple, une séquence de transitions γ émise par un noyau déformé en rotation (caractérisée par une variation progressive des énergies des transitions et de leurs durées de vie) sera très différente de celle correspondant à un noyau peu déformé ou sphérique qui présente des irrégularités et des isomères. Ceci traduit le fait que le moment angulaire n'est pas généré de la même manière dans les deux cas. De plus, la rotation induit des changements de structure dans le noyau. Elle tend par exemple à détruire les corrélations d'appariement présentes dans l'état fondamental. Ceci peut se traduire par des discontinuités dans les séquences de transitions observées.

Les rotateurs dans lesquels les phénomènes induits par la rotation sont les plus spectaculaires, sont les noyaux superdéformés (ellipsoïdes de rapport grand axe/petit axe pouvant atteindre 2⁴). C'est pourquoi, malgré leurs très faibles sections efficaces de production (~1% des noyaux produits) ils sont si intensivement étudiés aujourd'hui.

Expérimentalement, ces études sont très difficiles malgré la mise au point de multidétecteurs γ optimisés pour permettre la détection de phénomènes faibles représentant 10^{-4} à 10^{-5} de la section efficace totale de réaction (EUROGAM-EUROBALL⁵), G.A.S.P.⁶) en Europe et γ SPHERE⁷) aux U.S.A.). Ces spectromètres à haute résolution en énergie, grandes efficacité et granularité (50 à 100 compteurs), et à très bon rapport signal/bruit, permettent de mesurer un nombre de plus en plus important de transitions γ appartenant à la même cascade de désexcitation (fold). Par exemple, en

moyenne, sur 30 transitions émises en coïncidence, EUROGAM II en détectera 5, alors que la génération précédente de multicompteurs tel le CHATEAU de CRISTAL⁸⁾, en détectait seulement 2.

Plusieurs milliards d'événements sont maintenant recueillis dans une expérience standard (un événement est constitué le plus souvent des informations suivantes: énergie, angle de détection, temps d'arrivée du photon dans le détecteur pour chacun des γ détectés dans l'événement). Ces données sont triées puis classées en préservant leurs relations de coïncidence. Des analyses automatiques sont difficiles à mettre en oeuvre.

Dans ce cours, sont présentées les techniques les plus utilisées pour l'analyse des événements γ de coïncidence d'ordre élevé dans le cadre de spectres γ discrets et continus.

II - Multidétecteurs γ : rappels

Plusieurs cours ont déjà été dans le cadre des écoles Joliot-Curie, consacrés aux détecteurs⁹⁾ et aux multidétecteurs $4\pi\gamma$ ^{10,11)}. Aussi, ne seront rappelés ici que quelques points concernant la détection des événements de haute multiplicité.

La probabilité de détecter n rayonnements γ avec leurs énergies totales, sans empilement, parmi les M transitions (que nous supposons de même énergie) d'une cascade de désexcitation, avec un multidétecteur composé de N systèmes Ge + anti-Compton est donnée par¹¹⁾:

$$P_n^N(M) = \frac{M!}{n!(M-n)!} N(N-1)(N-2)\dots(N-n+1) (\Omega \varepsilon_p P_\gamma)^n (1 - N\Omega \varepsilon_p)^{M-n} \quad (2)$$

où

P_γ est la probabilité de détecter un photon et un seul dans l'un des compteurs

Ω est l'angle solide de détection sous-tendu par chaque compteur

ε_p est l'efficacité de détection dans le pic de pleine énergie pour chaque système Ge + anti-Compton utilisé

Le taux de coïncidences γ^f peut être déduit en décomposant tous les événements de fold $n \geq f$ en

événements de coïncidence d'ordre f . Il s'écrit $\gamma^f = \sum_{n=f}^M C_f^n P_n^N(N)$. A titre d'exemple, l'efficacité

totale $N\varepsilon_p\Omega P_\gamma$ est égale à 0,5% pour le multidétecteur anglais TESSA3 ($N=16$; $\varepsilon_p = 0,13$; $\Omega = 2,5 \cdot 10^{-3}$) et est de l'ordre de 5% pour EUROGAM1 ($N=45$; $\varepsilon_p = 0,22$; $\Omega = 5,1 \cdot 10^{-3}$) ce qui veut dire que si la probabilité de détecter un photon est 10 fois plus grande avec EUROGAM1 qu'avec TESSA3, le taux de coïncidences triples obtenu est 10^3 plus élevé ! Ceci explique pourquoi ce n'est

qu'aujourd'hui que des événements de coïncidence (γ)^f, avec $f > 3$ sont collectés en quantités significatives dans les expériences.

L'intérêt de tels événements s'explique par le rôle qu'ils jouent dans la définition du pouvoir de résolution du multidétecteur dans la détection de bandes rotationnelles "régulières".

$$R_n = (SE_\gamma / \Delta E_\gamma \times P/T)^n \quad (3)$$

où ΔE_γ est la résolution en énergie et P/T est le rapport pic/total des systèmes Ge + anti-Compton utilisés,

SE_γ est la séparation moyenne en énergie entre 2 transitions de la cascade considérée,

n est le fold moyen des coïncidences collectées

C'est ce facteur qui entre en jeu dans la détermination de l'intensité minimale détectable par un multicompteur donné. En passant de coïncidences d'ordre n à des coïncidences d'ordre n+k, le gain en pouvoir de résolution est de R^k , ce qui explique l'intérêt des coïncidences γ d'ordre élevé en particulier pour l'étude des voies de désexcitation les plus rares du noyau.

III - Analyse des données de coïncidence d'ordre élevé

III.1) Analyse d'une matrice de coïncidence ($E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}$)

Sur la figure 3 est montrée une matrice de coïncidences bidimensionnelles γ - γ obtenue dans le type de réactions précédemment décrites. Les axes X et Y de cette matrice représentent les énergies des transitions γ détectées "en coïncidence" dans chaque paire de détecteurs utilisés durant l'expérience. En Z est porté le nombre de fois que chaque paire d'énergies est présente dans les événements (la figure 3 est une projection dans le plan X-Y). Par exemple, un événement dans lequel 3 photons ont été détectés en coïncidence sera décomposé en $C^3_2 = 3$ couples d'énergies (x,y). La matrice présentée ici est symétrique : chaque paire d'énergie détectée ($E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}$) a contribué aux 2 points de la matrice de coordonnées ($E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}$) et ($E_{\gamma_2}, E_{\gamma_1}$). Ceci permet de restreindre la taille de l'espace nécessaire en mémoire pour stocker ce type d'objets et minimiser leur temps d'accès.

L'intensité des coïncidences dans cette matrice est très contrastée. Pour $E_\gamma < 1$ MeV, la majeure partie des événements est contenue dans les lignes sombres parallèles aux 2 axes E_{γ_1} et E_{γ_2} qui proviennent de coïncidences de type (énergie totale x Compton). Un fond continu dû aux coïncidences de type (Compton x Compton) est aussi présent sous ces raies.

Pour $E_\gamma > 1$ MeV, les événements de pleine énergie proviennent essentiellement des transitions non résolues de la bosse E_2 du continuum et font que les événements (énergie totale x Compton) produisent un fond homogène, alors que la contribution des événements (Compton x Compton) est presque négligeable.

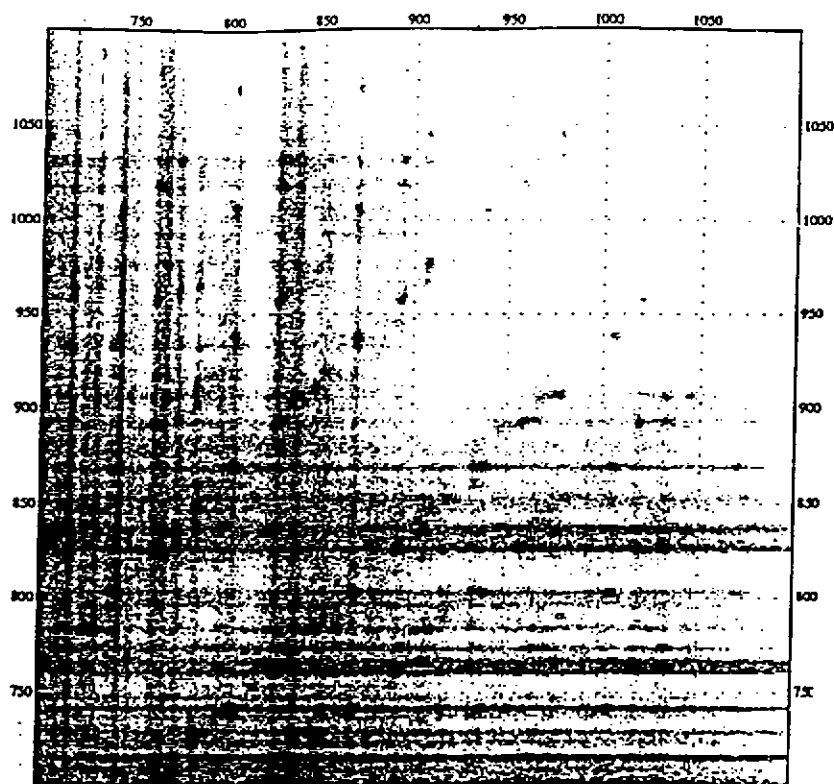


Figure 3 : portion de la matrice γ - γ construite pour la réaction $^{124}\text{Sn} (^{48}\text{Ca}, 4n-5n) ^{167,168}\text{Yb}$ à une énergie incidente de 208 MeV¹²⁾.

Il est bien connu que même pour de très bons détecteurs au germanium avec suppression Compton et un rapport pic sur total (P/T) de 60%, les spectres de double coïncidence γ (ou matrice) sont fortement dominés par le type d'événements décrit ci-dessus.

Dans cette matrice, toutes les coïncidences γ - γ de toutes les cascades de tous les noyaux produits dans la réaction sont présentes. Sur la figure 4a, est montré un exemple de projection sur l'un des axes de la matrice construite avec les données issues de la réaction $^{36}\text{S} + ^{160}\text{Gd}$ à 159 MeV¹³⁾. Dans ce spectre, les intensités relatives des transitions sont obtenues après correction des surfaces des raies correspondantes pour tenir compte de l'efficacité des détecteurs¹⁴⁾ et du processus de conversion interne.

Pour chaque fenêtre en énergie ΔE_γ , le spectre des transitions γ détectées en coïncidence avec la (les) transition(s) contenue(s) dans la fenêtre (donc appartenant à la même cascade de désexcitation) peut être extrait de la matrice. En effet, la matrice (x,y) de dimensions (Nx,Ny) peut être considérée comme Ny spectres de transitions en coïncidence avec les transitions d'énergies y et vice versa.

Un exemple de spectre obtenu en coïncidence avec une fenêtre de 3 keV centrée à 258 keV, énergie d'une transition appartenant à la bande superdéformée du noyau ^{192}Hg produit dans la réaction précédemment citée est montré figure 4b.

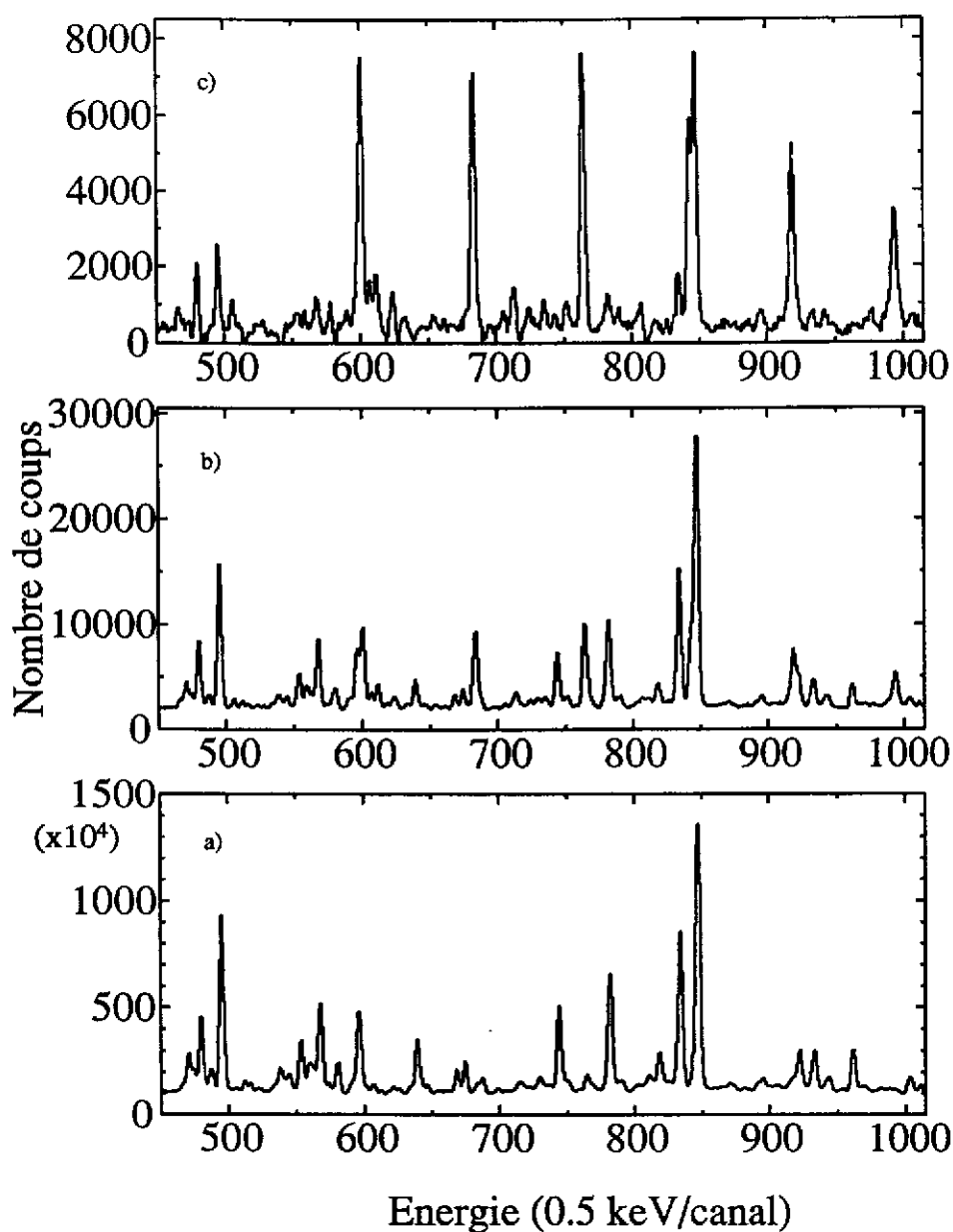


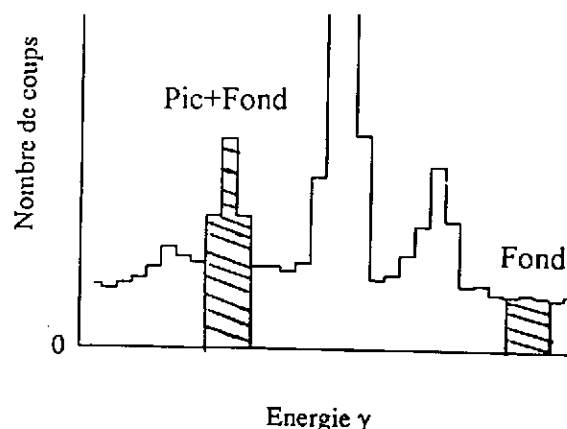
Figure 4 :

- a) projection totale de la matrice γ - γ construite dans la réaction $^{36}\text{S} + ^{160}\text{Gd}$ à 159 MeV produisant, dans la voie $4n$, le noyau ^{192}Hg .
 b) spectre en coïncidence avec une fenêtre centrée sur la raie à 258 keV dans le spectre ci-dessus
 c) même spectre que b) après soustraction de fond.

On peut constater que si certaines raies sont plus intenses dans ce spectre, celui-ci ressemble toujours beaucoup à la projection totale. Il renferme en effet une majorité de coïncidences de type (Pic de pleine énergie x Compton) et (Compton x Compton) déjà mentionnées ci-dessus. Pour obtenir le spectre des coïncidences avec la transition d'intérêt, il est nécessaire de soustraire à ce spectre (Pic+Fond) la contribution des coïncidences provenant du fond présent sous la raie dans la projection totale (figure 4a). Ce spectre de fond est construit comme la projection d'une fenêtre

(Fond) convenablement choisie dans une région ne contenant pas de raies (figure 5). Le résultat obtenu après un tel traitement est montré sur la figure 4c. Dans ce spectre, seules les raies en coïncidence avec la transition d'énergie de 258 keV dans le noyau ^{192}Hg sont présentes.

Figure 5 :
exemple de fenêtres Pic+Fond et Fond
utilisées pour étudier les relations de
coïncidence dans les matrices γ - γ



Ce type de traitement des matrices bidimensionnelles s'effectue en mode interactif à l'aide de logiciels graphiques dédiés^{15,16)}. Il a permis d'établir tous les schémas de niveaux discrets des noyaux étudiés jusqu'au début des années 1990. C'est aussi en déplaçant et projetant une fenêtre de quelques keV de largeur dans une matrice γ - γ que les premières bandes superdéformées discrètes ont été trouvées¹⁷⁾.

Il existe plusieurs méthodes de soustraction de fond^{18,19)} et, dans certains cas, le spectre de fond est simplement une fraction de la projection totale de la matrice γ - γ sur l'un des axes. Quelle que soit la méthode utilisée, l'étape de soustraction de fond est l'une des étapes les plus délicates de l'analyse des données car elle peut altérer l'information physique. Dans ce qui suit, nous détaillons les 2 méthodes les plus fréquemment utilisées dans l'étude des spectres de coïncidence γ du continuum et dans l'analyse des spectres de coïncidence γ bidimensionnels.

III.2) Soustraction des événements Compton: méthode de déconvolution des spectres γ

Cette technique est utilisée dans l'analyse des composantes continues des spectres γ émis par les noyaux à haute énergie d'excitation et à haut moment angulaire²⁰⁾. Dans le passé, de tels spectres étaient étudiés à l'aide de détecteurs au NaI(Tl), choisis pour leur grande efficacité de détection. Aujourd'hui, les détecteurs au germanium de gros volume (80%) sont préférés pour leur excellente résolution en énergie⁹⁾.

La fonction de réponse d'un détecteur est mesurée en fonction de l'énergie du photon incident. En principe, si on connaît la forme du spectre associé aux diffusions Compton dans le détecteur (en incluant les pics de rétrodiffusion) et le rapport pic/total pour chaque transition γ détectée, on peut extraire du spectre mesuré dans le détecteur le spectre constitué seulement avec les événements d'énergie totale. Dans la pratique, les spectres γ émis par des sources monoénergétiques

sont utilisés pour déterminer un maximum de points de la fonction de réponse des détecteurs Ge+Anti-Compton. Celle-ci est ensuite interpolée et extrapolée sur toute la gamme d'énergie d'intérêt et utilisée pour déterminer la forme du fond Compton associé à chaque raie dans le spectre issu de l'expérience. Deux exemples de spectres obtenus après déconvolution sont montrés sur les figures 6a et 6b.

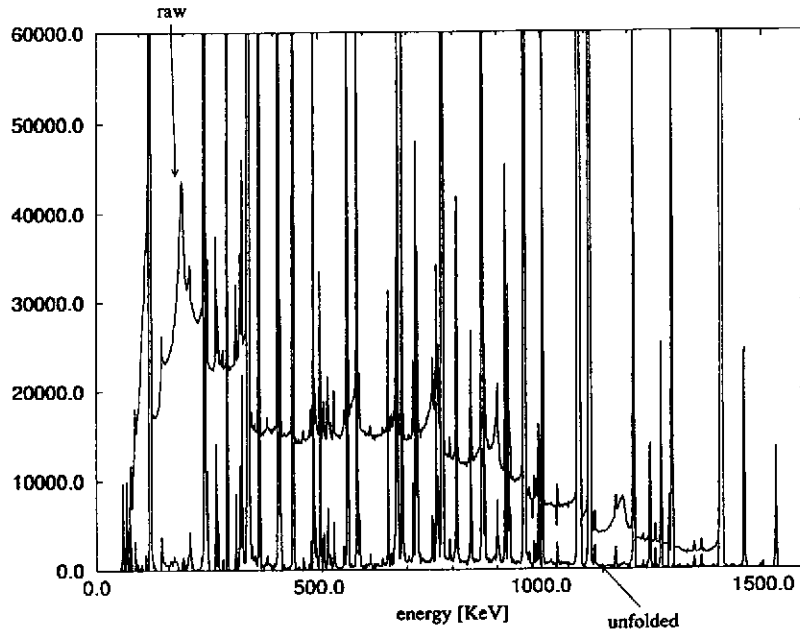


Figure 6a : spectre γ obtenu avec une source de ^{152}Eu placée dans EUROGAM1, avant et après la prise en compte de la fonction de réponse du détecteur par la méthode dite de déconvolution²¹⁾.

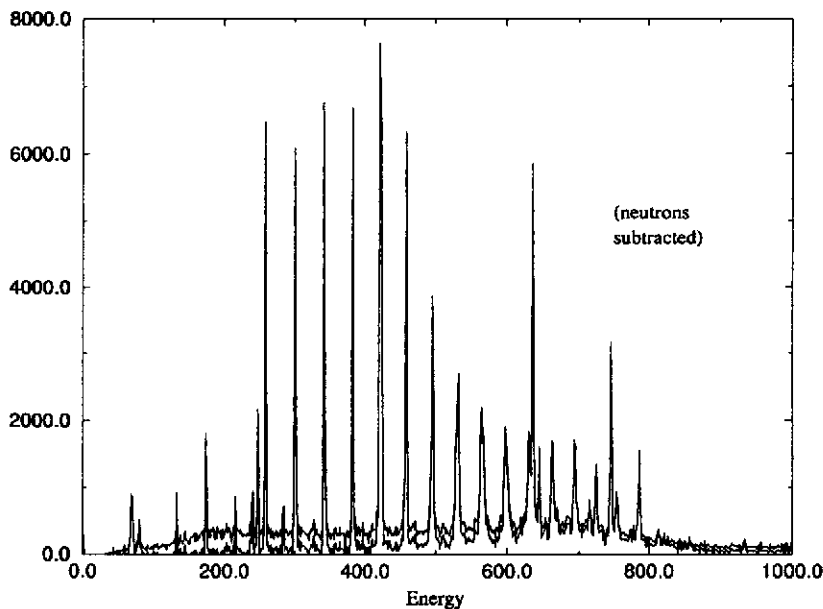


Figure 6b : spectre γ obtenu pour la bande superdéformée de ^{192}Hg avec EUROGAM1, avant et après la prise en compte de la fonction de réponse du détecteur par la méthode dite de déconvolution²¹⁾.

III.3) Soustraction de fond dans une matrice à 2 dimensions : méthode dite "cor"

Pour séparer les événements (énergie totale x énergie totale) des événements (Compton x Compton, énergie totale x Compton) dans la même cascade ou dans un ensemble d'événements, on applique la technique de réduction appelée COR à la matrice originale de coïncidences γ - γ (appelée RAW)^{18,19}.

Si la matrice RAW ne contenait que des événements non corrélés, le nombre de coups dans chaque canal (x,y) de la matrice serait donné par le produit des probabilités de détecter un événement au canal x dans un détecteur (P_x) et un événement au canal y dans un autre détecteur (P_y) multiplié par le nombre total d'événements dans la matrice: c'est-à-dire :

$$Uncor(x, y) = P_x * P_y * \sum_{x,y} Raw(x, y)$$

$$Uncor(x, y) = \left(\frac{\sum_y Raw(x, y)}{\sum_{x,y} Raw(x, y)} \right) * \left(\frac{\sum_x Raw(x, y)}{\sum_{x,y} Raw(x, y)} \right) * \left(\sum_{x,y} Raw(x, y) \right)$$

$$Uncor(x, y) = \left(\frac{\sum_y Raw(x, y) * \sum_x Raw(x, y)}{\sum_{x,y} Raw(x, y)} \right)$$

En fait, les matrices RAW et UNCOR diffèrent uniquement par la présence d'événements corrélés ; ceux qui nous intéressent.

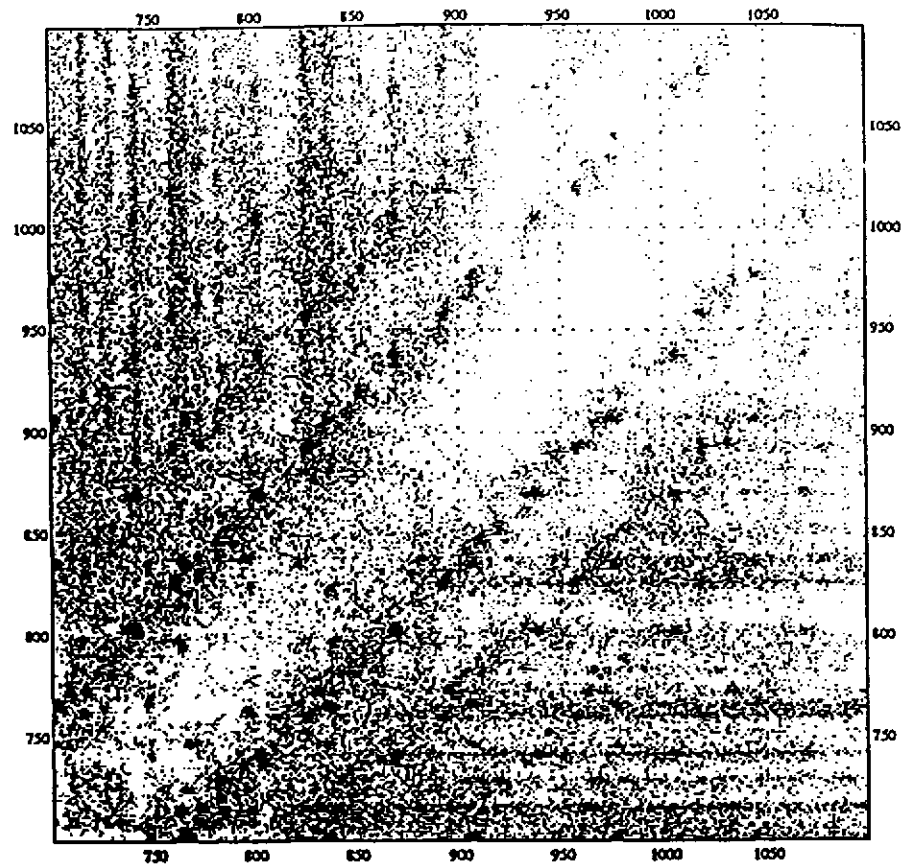
La matrice COR est obtenue en soustrayant la matrice événements non corrélés UNCOR à la matrice RAW. Elle contient essentiellement tous les événements corrélés avec leurs vraies intensités. La validité de cette procédure est basée sur le fait que le nombre total d'événements corrélés est petit, de l'ordre de 20% du nombre total d'événements contenus dans la matrice RAW. En réalité, la matrice soustraite UNCOR est surestimée car les projections $\sum_x Raw(x, y)$ et $\sum_y Raw(x, y)$

contiennent également les événements corrélés. C'est pour cette raison que dans la pratique, seule une fraction de la matrice UNCOR est soustraite à la matrice RAW :

$$Cor(x, y) = Raw(x, y) - C(x, y) * Uncor(x, y)$$

le facteur de normalisation $C(x, y)$ dépend de l'énergie. Le résultat obtenu après soustraction de fond sur la matrice montrée figure 3 est illustré figure 7. Une grille de points intenses, régulièrement espacés est maintenant décelable. Elle est typique d'une bande rotationnelle d'un noyau de forme ellipsoïdale.

Figure 7 : même matrice que celle montrée sur la figure 3 après soustraction du fond ¹²⁾.

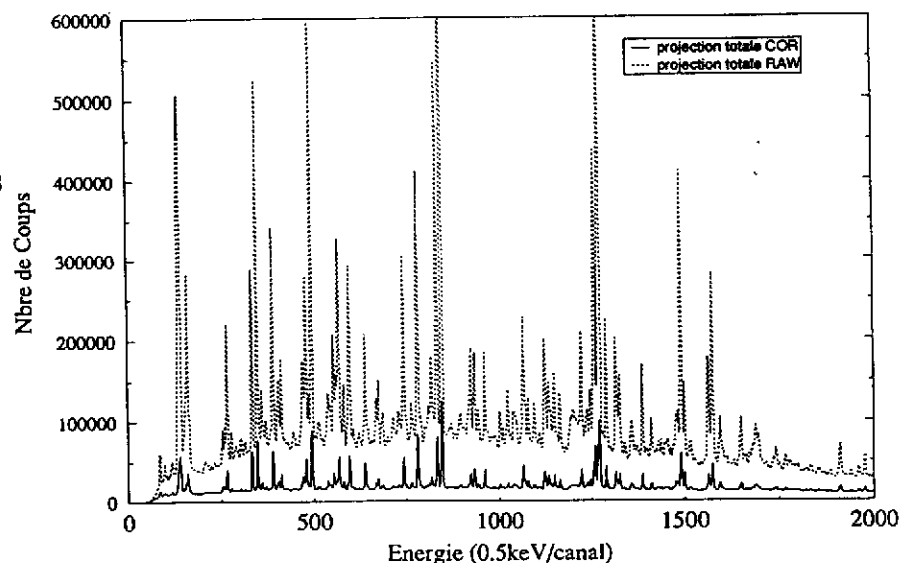


Les énergies des transitions dans une telle cascade sont régulièrement espacées, car les transitions ($\Delta I=2$) ont lieu entre des états nucléaires d'énergie d'excitation

$$E^* = \left[\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \right] I(I+1)$$

\mathcal{J} est le moment d'inertie du noyau. Il n'y a donc pas deux transitions de même énergie dans une cascade rotationnelle ce qui explique l'absence de coups le long de la diagonale (vallée) de la grille visible sur la figure 7. La largeur de cette vallée est égale à $8\hbar^2/\mathcal{J}$ ²²⁾.

Figure 8 : exemple de projections totales d'une matrice γ - γ avant et après soustraction du fond ¹³⁾.



Les projections totales des matrices de coïncidence COR et RAW obtenues avec les données de la réaction $^{36}\text{S} + ^{160}\text{Gd}$ à $E_{\text{incidente}} = 159 \text{ MeV}$ sont montrées sur la figure 8. Le rapport des intensités des transitions dans les deux spectres Cor/Raw ou rapport des événements utiles/ total explique pourquoi des spectromètres toujours plus sélectifs sont recherchés en spectrométrie γ .

III.4) Analyse de spectres bidimensionnels dans le continuum: Fluctuation Analysis Method

La désexcitation γ de noyaux déformés, formés à grande énergie d'excitation et haut moment angulaire, ne peut être étudiée à l'aide des méthodes de la spectrométrie γ discrète décrites ci-dessus, que dans une région étroite au dessus de la ligne yrast (quelques centaines de keV). Dans cette région, l'intensité des bandes rotationnelles discrètes est assez grande pour permettre l'identification de toutes les transitions γ une à une. Cependant, on sait aussi que des transitions collectives non résolues sont émises deux à trois MeV au-dessus de la ligne yrast avant que le noyau n'atteigne la région "froide" des γ discrets.

Les figures de corrélations caractéristiques obtenues à chaque étape de la désexcitation d'un noyau à comportement rotationnel formé à haut moment angulaire et grande énergie d'excitation sont rappelés sur la figure 9.¹²⁾

La figure 9b montre la matrice de coïncidences γ - γ obtenue pour une bande rotationnelle idéale isolée. La figure de corrélation est très simple, chaque point de la matrice est séparé du point voisin par un intervalle d'énergie inversement proportionnel au moment d'inertie du noyau ($\Delta E_{\gamma} \sim 4\hbar / \mathcal{I}^2$), et il n'y a pas d'événements le long de la diagonale ($E_{\gamma_1} \neq E_{\gamma_2}$). Sur une coupe perpendiculaire à la diagonale on voit des pics ("ridges") régulièrement espacés par des vallées. Les figures suivantes décrivent des noyaux à plus haute énergie d'excitation. Dans le cas d), le noyau se désexcite le long de plusieurs cascades rotationnelles discrètes caractérisées par des moments d'inertie différents. La diagonale de la matrice est toujours vide et des pics et des vallées sont toujours visibles sur la coupe perpendiculaire f). Dans le cas g), le noyau est à environ 1 MeV au-dessus de la ligne yrast, la densité de niveaux nucléaires est telle que les bandes sont très mélangées. La figure de corrélation obtenue est beaucoup moins contrastée, plus uniforme, la vallée est moins bien définie et les "ridges" ont disparu (figure 9h). En fait, à chaque point de la matrice précédente, correspond maintenant une surface représentée par les cercles sur la figure. On montre que la profondeur de la vallée est reliée au nombre de niveaux nucléaires peuplés en moyenne à chaque étape de la désexcitation. Ce nombre est fini ce qui induit des fluctuations dans le nombre d'événements enregistrés dans les spectres de coïncidence. Ces fluctuations s'ajoutent aux fluctuations dites statistiques qui elles sont reliées au taux de comptages dans les expériences.

Une analyse statistique de ces fluctuations a été récemment proposée^{12,23,24)}. Elle permet d'extraire des informations quantitatives sur les propriétés globales des noyaux dans les régions d'énergie d'excitation où la résolution expérimentale ne permet pas d'isoler les transitions γ individuelles. Elle est basée sur la propriété suivante : plus le nombre de choix possibles pour un événement de type $(E\gamma_1, E\gamma_2)$ est grand, plus les fluctuations associées au nombre de coups correspondant sont petites et vice versa. Ceci implique pour un noyau que les fluctuations d'intensité des coïncidences seront plus élevées dans les "ridges" que dans les vallées qui elles ne sont "remplies" que lorsque le nombre de niveaux atteint à chaque désexcitation est suffisamment élevé. En d'autres termes, dans la région des bandes rotationnelles discrètes, peu de chemins sont très souvent empruntés par le noyau alors qu'à plus haute énergie d'excitation, plusieurs chemins sont en moyenne beaucoup moins souvent utilisés.

La quantité physique que l'on extrait de ce type d'analyse est typiquement le nombre de chemins de désexcitation empruntés par le noyau à chaque étape. Un chemin est défini comme un ensemble $(E\gamma_1, E\gamma_2)$ de deux transitions γ consécutives entre états nucléaires I-4, I-2 et I (il y a un nombre fini de tels chemins pour un noyau entre son point de formation et son état fondamental).

Dans un secteur de la matrice de coïncidence, de dimensions $4\hbar/\mathfrak{I}^2 \times 4\hbar/\mathfrak{I}^2$, défini de façon que chaque cascade ne contribue que par un coup à ce secteur (typiquement 60 keV x 60 keV pour un noyau de la région des terres rares), le nombre de chemins est donné par la relation suivante¹²⁾ :

$$N_{\text{chemins}} = \frac{N_{\text{eve}}}{\frac{\mu_2 - 1}{\mu_1}} \cdot \frac{P^{(2)}}{P^{(1)}} \quad (4)$$

où N_{eve} est le nombre d'événements dans le secteur,

le rapport $P^{(2)}/P^{(1)}$ est un terme correctif pour tenir compte de la résolution finie du multidétecteur utilisé,

$$P_j^{(n)} = \int (P_j(E))^n dE / \int dE$$

où : $P_j^n(E_i) = P_{j1}^n(E_{i1}) \times P_{j2}^n(E_{i2})$ est la probabilité de détecter deux transitions γ en coïncidence dans le canal j de la matrice γ - γ .

μ_1, μ_2 sont respectivement les premier et second moments de la distribution du nombre de coups. Ils sont calculés en chaque point (x_0, y_0) du secteur considéré à l'aide de la relation suivante :

$$\mu_n(x_0, y_0) = \frac{1}{N_{\text{ch}}^2} \sum A_n(x, y) f_G(x - x_0, y - y_0) \quad (5)$$

$$\text{où } A_1 = N(x, y) \text{ et } A_2 = (N(x, y) - \text{Fit}(x, y))^2$$

$\text{Fit}(x, y)$ est un spectre de référence. Il est calculé par ajustement des données expérimentales (après soustraction de fond et des pics correspondant aux transitions γ discrètes connues) à l'aide de

polynômes d'ordre 3, à l'intérieur d'un carré centré autour de (x,y) . Cette surface reproduit les propriétés moyennes du spectre original $N(x,y)$.

f_g est une fonction de poids de type gaussien. Elle est normalisée à 1 sur le secteur considéré.

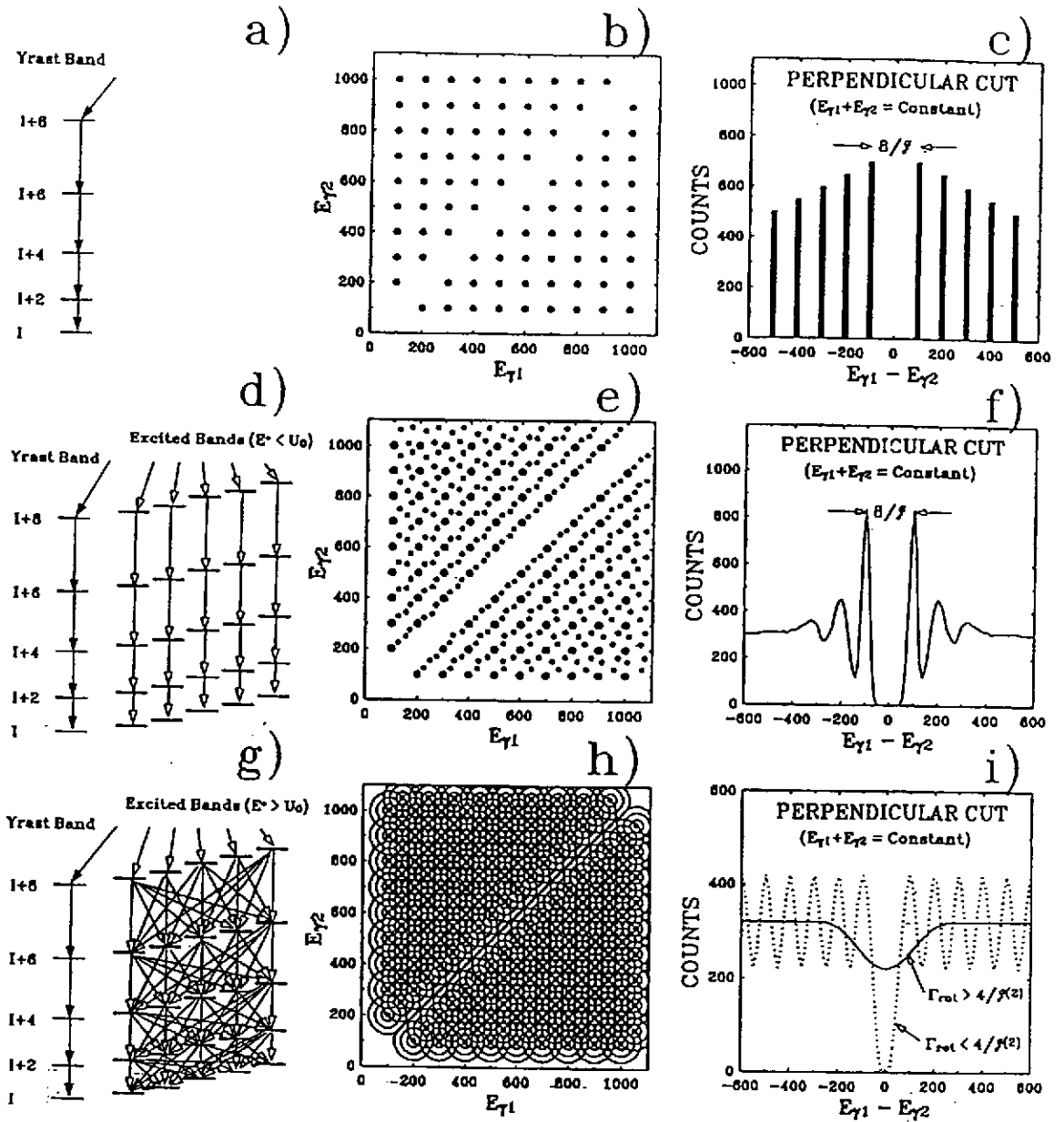


Figure 9 : matrices de coïncidences γ - γ (b,e,h) obtenues à trois étapes différentes de la désexcitation d'un noyau formé à haut moment angulaire et grande énergie d'excitation (a,d,g) dans une réaction de type fusion-évaporation ¹²). Les projections sur un axe perpendiculaire à la première diagonale de chaque matrice sont aussi montrées (c,f,i).

Dans la pratique, les différentes étapes dans le calcul du nombre de chemins empruntés par le noyau lors de sa désexcitation sont schématisées sur la figure 10.

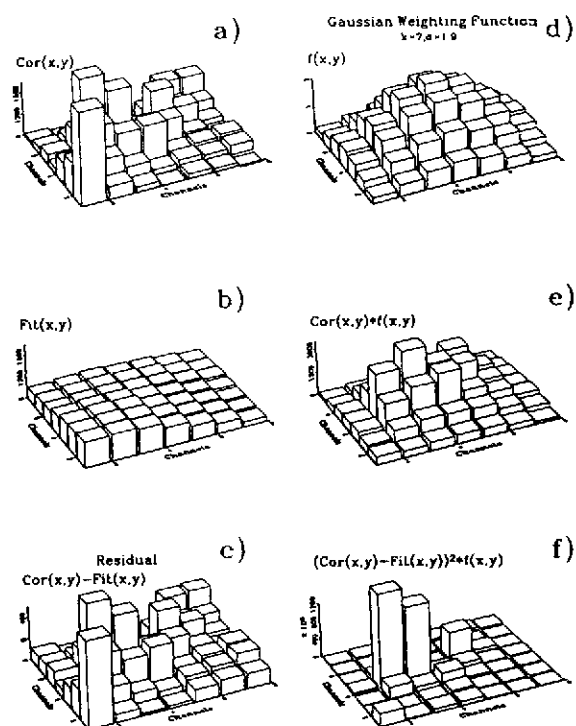


Figure 10 : Représentation schématique des différentes étapes du calcul de $N_{\text{chemins}}^{12)}$.

Un exemple de tels spectres bidimensionnels obtenus dans le cas des noyaux d'Ytterbium est montré figure 11. Le nombre de chemins dans une zone donnée est obtenu en intégrant ces différents spectres dans la zone étudiée et en injectant les valeurs obtenues dans l'équation (4). Le nombre de chemins ainsi obtenu, dans une région appartenant au continuum (région des "ridges" dans la matrice γ - γ), est montré sur la figure 12 en fonction de l'énergie des transitions γ . Il indique que dans le noyau ^{168}Yb , environ 30 bandes rotationnelles discrètes existent dans une région d'énergie d'excitation de l'ordre de 700 à 800 keV au-dessus de la ligne yrast.

Figure 11 : spectres de désexcitation des noyaux $^{167,168}\text{Yb}$ ¹²⁾

- a) matrice γ - γ fond soustrait
 b) matrice de référence
 c) matrice de fluctuations (dans la partie droite de la matrice, les raies discrètes ont été soustraites)

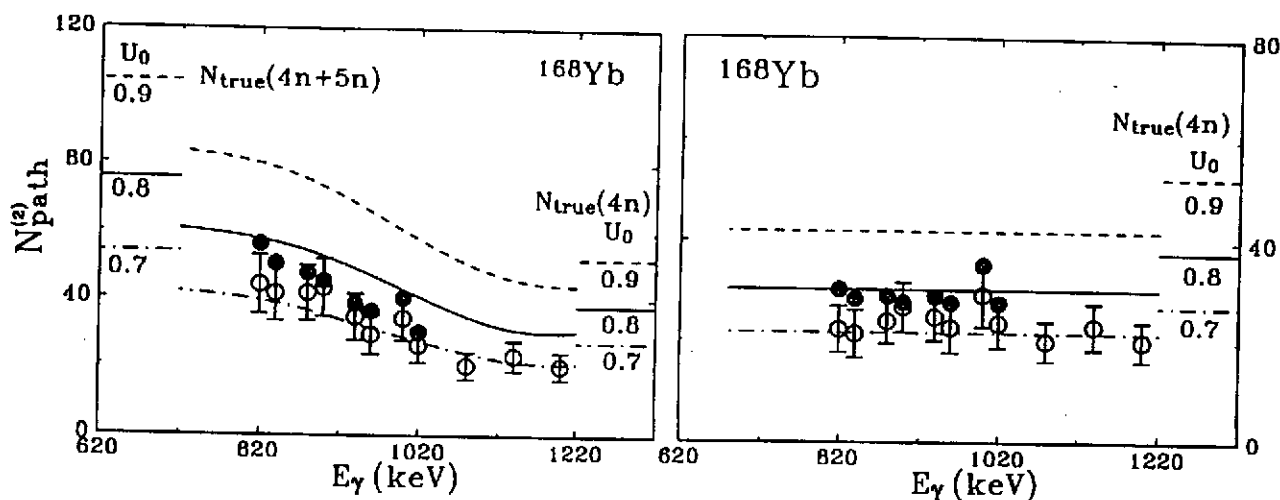
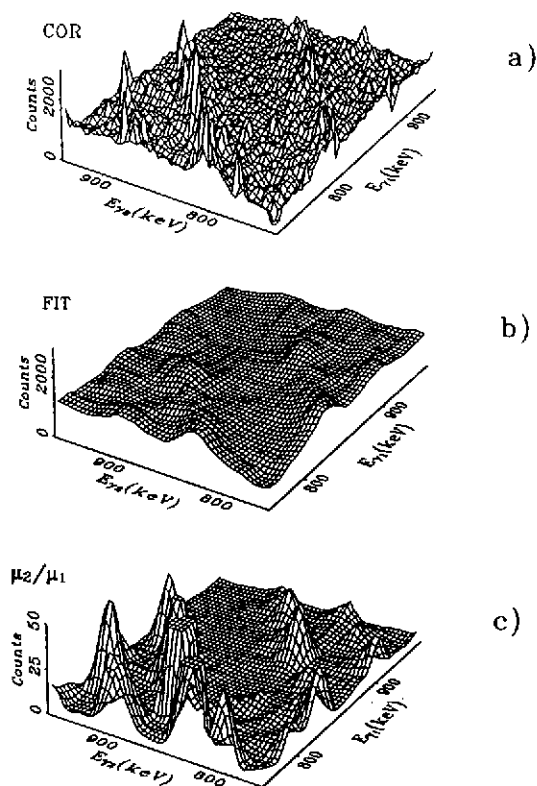


Figure 12 : nombre de cascades de désexcitation obtenues dans la région du premier "ridge" en fonction de l'énergie des transitions γ , pour l'ensemble des noyaux $^{167,168}\text{Yb}$ et pour le noyau ^{168}Yb seul sélectionné ¹²⁾, quand on tient compte des cascades discrètes (cercles pleins) et, quand leur contribution est soustraite (cercles creux).

III.4) Analyse des spectres de dimensions $n \geq 3$

Sur la figure 13 est indiquée la distribution de multiplicité des événements collectés dans EUROGAM1 pour la réaction $^{36}\text{S} + ^{160}\text{Gd}$ à $E = 159$ MeV.

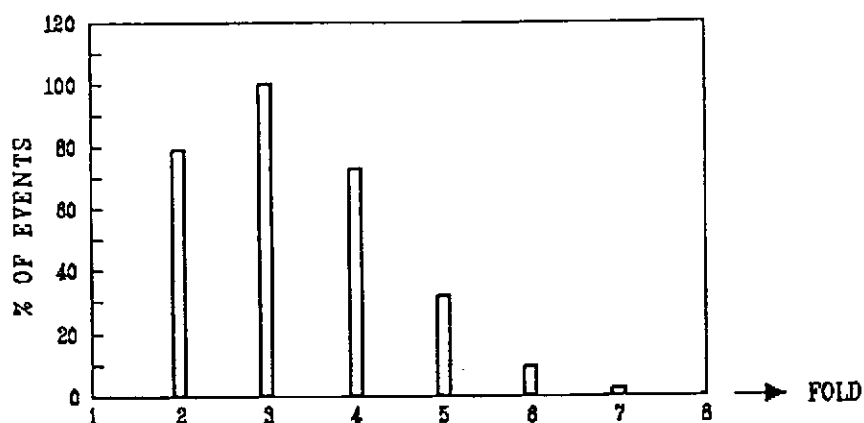


Figure 13: distribution de nombre de compteurs touchés (fold) dans la réaction $^{36}\text{S} + ^{160}\text{Gd}$ à $E = 159$ MeV étudiée avec EUROGAM1²⁵⁾.

On peut constater qu'en moyenne 3 à 4 transitions γ sont simultanément détectées par réaction. Ces événements de haute multiplicité peuvent être stockés dans des spectres de dimensions 3, 4, 5, et plus et analysés de façon analogue aux spectres bidimensionnels précédemment décrits: d'un espace de dimension 4, on pourra par exemple, extraire des spectres conditionnés trois fois c'est-à-dire résultant de la projection sur le quatrième axe du contenu de 3 fenêtres choisies sur les trois premiers axes de l'espace. Il existe aussi des procédures de reconnaissance de grilles de corrélations ou d'analyse des fluctuations de l'intensité γ dans des espaces à trois dimensions (E_i, E_j, E_k) ^{12,26)}.

Les événements de haute multiplicité permettent de sélectionner et d'étudier des phénomènes représentant moins de 1% de la section efficace totale de réaction. Un exemple d'une telle sélection est montré sur la figure 14 (spectres construits sans soustraction de fond pour l'étude de la bande superdéformée yrast du noyau ^{192}Hg avec EUROGAM1²⁵⁾).

On constate que plus le nombre de transitions détectées par événement est grand, plus le nombre de contraintes que l'on peut imposer lors du tri de ces événements est élevé, meilleure est la sélectivité obtenue. Dans le spectre montré figure 14-d), le rapport pic/fond est tel que la soustraction de fond n'est même plus nécessaire !

Différentes techniques de stockage sur disque et d'analyse des événements de haut fold sont utilisées. Elles résultent toutes de la recherche d'un compromis entre la taille de l'espace mémoire mobilisé et le temps d'accès à ces données durant l'analyse^{16,27,28,29,30)}. A titre d'exemple, une matrice de 4000 canaux * 4000 canaux en mots de 16 bits occupe 33 Mega-octets de mémoire et, un cube de dimension (4000 canaux)³ nécessite 137 Giga-octets. Ces chiffres importants font que dans la plupart des cas, les événements de multiplicité ≥ 4 ne sont pas analysés dans leurs espaces respectifs à n dimensions. On construira plutôt des spectres et des matrices n fois conditionnés que l'on traitera de la façon précédemment décrite.

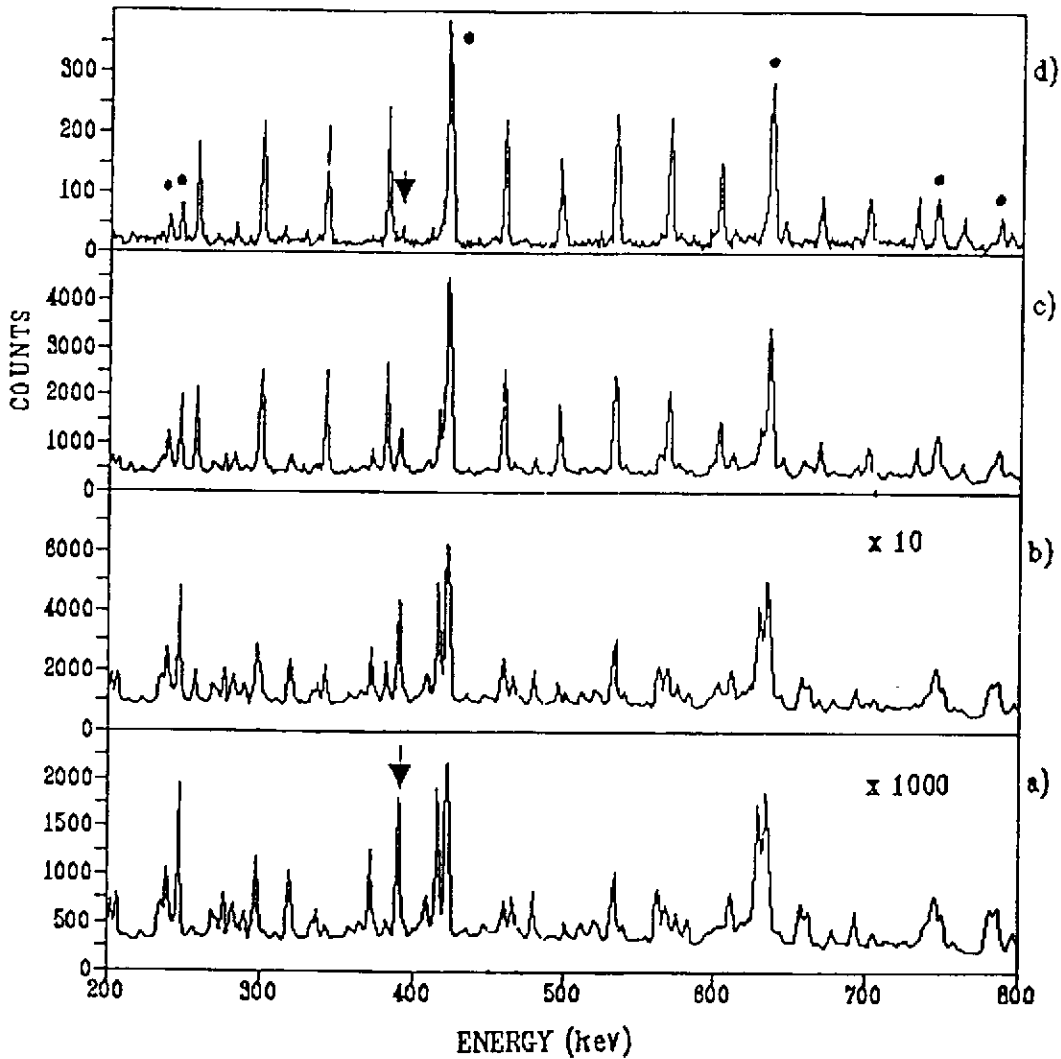


Figure 14 : spectres construits avec les données collectées dans la réaction $^{36}\text{S} + ^{160}\text{Gd}$ à $E = 159$ MeV étudiée avec EUROGAMI²⁵⁾.

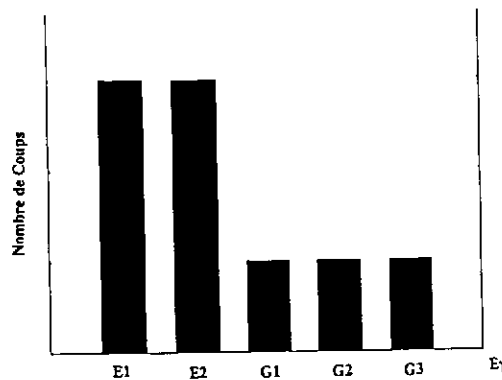
- a) spectres de tous les événements collectés
- b) spectre construit avec les événements qui contiennent au moins une énergie parmi six sélectionnées dans la bande superdéformée du noyau ^{192}Hg produit dans la réaction
- c) spectre construit avec les événements qui contiennent au moins deux énergies parmi les six sélectionnées
- d) spectre construit avec les événements qui contiennent au moins trois énergies parmi les six sélectionnées.

Les raies indiquées par des ronds correspondent à des transitions yrast en coïncidence avec cette bande superdéformée. On constatera que la raie (indiquée par une flèche) appartenant au ^{191}Hg , noyau produit dans la voie 5n de la réaction, a disparu de ce dernier spectre.

Dans certains cas, ces traitements peuvent être sources de distorsion dans les intensités relatives des transitions dans les spectres : par exemple, on veut construire le spectre de toutes les transitions γ détectées en coïncidence avec 2 ($n=2$) transitions parmi 6 sélectionnées (G1, G2, ... G6) dans l'expérience. Considérons à titre d'exemple un événement contenant les 5 énergies suivantes : E1, E2, G1, G3, G5. Il contient $n=3$ énergies parmi les 6 sélectionnées. Si cet événement est décomposé en événements de triple coïncidence et stocké dans un cube non

symétrisé, alors on incrémentera $C_3^5 = 10$ canaux dans le cube de coordonnées respectives : (E1,E2,G1), (E1,E2,G3), (E1,E2,G5), (E1,G1,G3), (E1,G1,G5), (E1,G3,G5), (E2,G1,G3), (E2,G1,G5), (E2,G3,G5) et (G1,G3,G5).

Parmi ces 10 triplets d'énergies, 7 ($n_t=7$) contiennent au moins 2 énergies parmi les 6 sélectionnées. Si on construit le spectre de ces 7 événements sans ranger les énergies G_i , on obtient le diagramme suivant dans lequel la distorsion des intensités relatives des transitions est évidente.



Cette distorsion est d'autant plus importante que $n_g < n_G$. En effet, si on construisait un spectre triplement conditionné avec le même événement, alors le nombre de coups dans les pics aux énergies E1 et E2 serait égal à 1 et les rapports d'intensités seraient respectés ($n_g = n_G$).

Conclusions

Dans chaque expérience réalisée aujourd'hui à l'aide d'un multidétecteur γ , des milliards d'événements de coïncidences d'ordre élevé sont collectés. Ils permettent d'étudier des domaines jusque là inaccessibles de la structure nucléaire (grandes déformations, très hauts moments angulaires etc...). Nous avons passé en revue les méthodes d'analyse les plus utilisées dans ce type d'études, en insistant sur l'apport des événements de haute multiplicité qui sont à l'origine de la grande sélectivité des multidétecteurs actuels.

En 1997, EUROBALL, un multidétecteur γ Européen d'efficacité jamais égalée (11%) mettra à la disposition des physiciens des événements de multiplicité encore plus élevée. L'extraction de l'information physique contenue dans ces données ne se fera pas par simple extrapolation des méthodes jusque là utilisées. Une première limitation vient de l'outil informatique doté de puissance de calcul et d'espace en mémoire finis. La deuxième contrainte résultera de la grande efficacité de détection qui imposera une sélection encore plus sévère des événements. Dans ce but, de nouvelles méthodes d'analyse de données sont à mettre en oeuvre et à éprouver dès aujourd'hui.

REFERENCES

- 1 - B. Herskind, Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Florence, Italie, (1983) p. 117.
- 2 - S. Aberg, Nucl. Phys. A 477 (1988) 18-36.
- 3 - R. M. Lieder, School on New Experimental Techniques on Gamma-Ray Spectroscopy, May 21-31, 1991, The Niels Bohr Institute, University of Copenhagen.
- 4 - M. Meyer et J.P. Vivien, Ann. Phys. Fr. 17 (1992) 11.
- 5 - P.J. Nolan, Nucl. Phys. A 250 (1990)- 657c,
F.A. Beck, Prog. Part. Nucl. Phys. 28 (1992) 443.
- 6 - D. Bazzacco et al., Proc. of Int. Conf. of Nuclear Structure at high angular momentum, Ottawa, 1992, AECL 10613 p. 376.
- 7 - I.Y. Lee et al., Nucl. Phys. A520 (1990) 641c.
- 8 - F.A. Beck et al., 9ème Session d'Etudes Biennale de Phys. Nucl. Aussois 1987.
- 9 - Ch. Bourgeois, "Des processus de base aux détecteurs", Ecole Joliot-Curie, 1994.
- 10 - J.P. Vivien, "Boules et Châteaux de cristal : détecteurs et multicompteurs 4π ", Ecole Joliot-Curie, 1983, p. 119.
- 11 - B. Haas, "Multicompteurs $4\pi\gamma$ de grande résolution en énergie", Ecole Joliot-Curie, 1991, p. 207.
- 12 - S. Leoni, "Study of the High-Spin Quasi-Continuum in Rotational Nuclei", Thèse de doctorat, Université de Milan, 1992.
- 13 - A. Lopez Martens et al., communication privée.
- 14 - B. Jackel et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A261(1987) 543-548.
- 15 - R. Vanin et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A284 (1989) 452-458.
- 16 - D.C. Radford, Proc. of Int. Conf. of Nuclear Structure at high angular momentum, Ottawa, 1992, AECL 10613 p. 403.
- 17 - P. Twin, Phys. Rev. Lett., Vol 57 (1986) 811.
- 18 - M.A. Deleplanque et al., Phys. Rev. Lett., Vol.45 N°3 (1980).
- 19 - G. Palameta et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A234 (1985) 476-478.
- 20 - D.C. Radford et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A258 (1987) 111-118.

- 21 - T. Lauritsen, communication privée.
- 22 - H. Sergolle, "Structure Nucléaire à Haut Spin et très Haut Spin", Ecole Joliot-Curie, 1983, p. 41.
- 23 - B. Herskind et al., Prog. Part. Phys. 28 (1992) 235.
- 24 - B. Herskind et al., Phys. Rev. Lett. Vol68 (1992) 3008.
- 25 - F. Hannachi et al., Nucl. Phys. A557 (1993) 75c-82c.
- 26 - B. Herskind et al., Phys. Lett. B276 (1992) 4.
- 27 - J.A. Kuehner et al, Proc. of Int. Conf. of Nuclear Structure at high angular momentum, Ottawa, 1992, AECL 10613 p. 413.
- 28 - S. Flibotte et al., Nucl. Instr. and Meth., A 320 (1992) 325.
- 29 - I. Deloncle et al., communication privée.
- 30 - W. Urban, EUROGAM Data Analysis Meeting, C.S.N.S.M. Orsay, 1991.
D. Santos, EUROGAM Data Analysis Meeting, C.S.N.S.M. Orsay, 1991.