



HAL
open science

Multicompteurs $4\pi\gamma$ de grande résolution en énergie

B. Haas

► **To cite this version:**

B. Haas. Multicompteurs $4\pi\gamma$ de grande résolution en énergie. École thématique. Ecole Joliot Curie "Les noyaux en pleines formes", Maubuisson, (France), du 16-21 septembre 1990 : 10ème session, 1991. cel-00647726

HAL Id: cel-00647726

<https://cel.hal.science/cel-00647726v1>

Submitted on 2 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.

Multicompteurs $4\pi\gamma$ de grande résolution en énergie

B.HAAS

Centre de Recherches Nucléaires, IN2P3-CNRS/Université Louis Pasteur -
BP 20 , F-67037 Strasbourg Cedex, France

Résumé

Les propriétés et performances des spectromètres 4π gamma de grande résolution en énergie sont discutées. Ces multicompteurs ont révolutionné le domaine de la spectroscopie γ grâce à l'amélioration considérable de l'efficacité et du rapport signal sur bruit qui ont permis de mettre en évidence des rayonnements γ de très faible intensité. Pour répondre aux questions posées par les résultats obtenus avec les multicompteurs actuels, un nouveau spectromètre, EUROGAM, est en cours de construction, le but étant d'abaisser la limite de sensibilité d'un facteur 100.

Abstract

The design and performance of high-energy resolution 4π gamma-ray spectrometers are described. These arrays have revolutionised the field of γ -ray spectroscopy with their significant improvement in efficiency and signal to background ratios enabling very weak photon lines to be detected in the presence of many stronger γ rays. To answer the new questions posed by results from the current generation spectrometers, a new array EUROGAM is being built with the aim of increasing the sensitivity by a factor of 100.

I. INTRODUCTION

Les multicompteurs γ se sont développés initialement dans le but d'étudier les mécanismes de réaction : par exemple étude du plan (E^*, I) où E^* et I représentent respectivement l'énergie totale et le moment angulaire disponibles en voie de sortie après émission de particules, mesures de distributions de moment angulaire du noyau composé dans le cas de réactions de fusion... Pour cela, il fallait donc pouvoir disposer, autour de la cible, d'un grand nombre de détecteurs, ceux-ci étant aussi efficaces que possible. C'est pourquoi tous les multicompteurs furent construits à l'aide de scintillateurs comme l'iodure de sodium (NaI), le germanate de bismuth ($\text{Bi Ge}_3 \text{O}_{12}$ noté BGO) ou le fluorure de baryum (BaF_2). C'est sur ce modèle que se sont construits les premières "boules" multicompteurs dans les années 1980 à Heidelberg¹⁾ ou Oak Ridge²⁾ couvrant un angle solide proche de 4π stéradian. C'est également dans cette optique qu'a été construit l'équipement national français le "château de cristal"³⁾. Dans tous ces multidétecteurs, l'information de spectroscopie fine (haute résolution en énergie) était obtenue par l'adjonction de quelques détecteurs germanium (Ge).

Les résultats des premières mesures (énormes difficultés d'extraire une information de qualité concernant le plan (E^*, I) à cause des résolutions expérimentales) jointes à la moisson de résultats originaux obtenus avec un ensemble de 6 détecteurs Ge avec système anti-Compton⁴⁾ a conduit à une profonde évolution de la nature de ces multicompteurs.

Dans les nouveaux systèmes, le spectromètre central (de grande efficacité) est utilisé pour sélectionner une région d'entrée dans le plan (E^*, I) et l'accent est mis sur la qualité et le nombre de détecteurs Ge entourés de blindages anti-Compton.

Sur les multicompteurs déjà existants, on essaya alors d'adapter des ensembles détecteurs Ge-systèmes anti-Compton et d'utiliser les scintillateurs comme filtre de réaction. En effet en sélectionnant une région du plan (E^*, I) on peut privilégier telle ou telle voie de sortie. C'est ainsi qu'avec le château de cristal il a été possible d'étudier en détail, et pour la première fois, un noyau de la région des actinides (^{218}Ra) et de démontrer la présence dans ce noyau de déformations d'ordre multipolaire impair. Il est à noter sur la Fig.1 qu'il existe dans le schéma de niveaux de ce noyau 5 transitions γ dont l'énergie est comprise entre 429 et 435 keV. Pour ce type d'étude de spectroscopie fine, les scintillateurs mentionnés précédemment, dont les résolutions en énergie varient entre 5-15%, ne sont plus adéquats et ceci impose donc l'utilisation de détecteurs semi-conducteurs Ge.

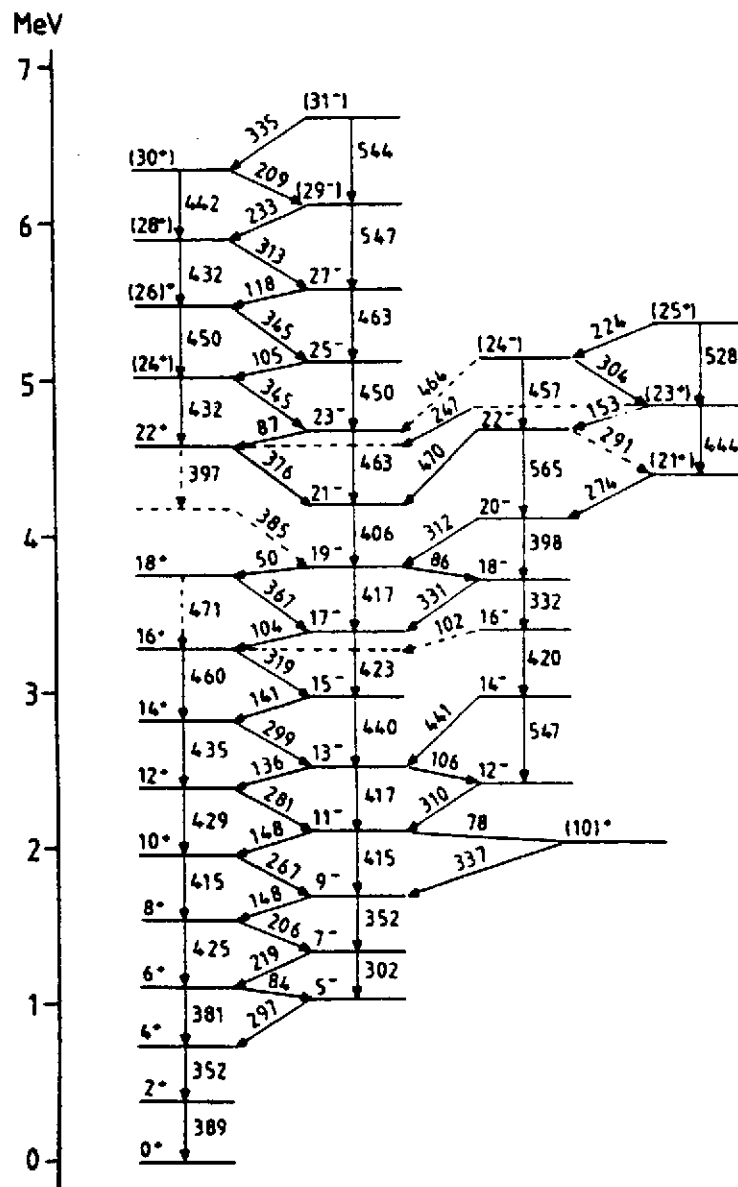


Figure 1: Schéma de niveaux du noyau ^{218}Ra étudié avec le château de cristal¹⁵⁾

Dans la suite de cet exposé nous discuterons donc des propriétés de multidétecteurs γ de grande résolution en énergie composés de détecteurs Ge puisque c'est à l'aide de tels systèmes qu'ont été obtenus les principales informations concernant la forme de noyaux très excités et en rotation rapide. Le dernier chapitre sera consacré à la définition d'un spectromètre γ de nouvelle génération, EUROGAM, actuellement construit et mis au point par une collaboration franco-britannique de spectroscopistes gamma.

II. CARACTERISTIQUES GENERALES DES DETECTEURS GERMANIUM

1) Résolution en énergie intrinsèque

Pour les détecteurs Ge aujourd'hui disponibles, on atteint des résolutions de l'ordre de 2 keV pour la raie de 1,33 MeV du ^{60}Co . Mais à cette résolution intrinsèque, il faut ajouter, dans le cas des réactions nucléaires où les noyaux de recul peuvent avoir des vitesses relativement élevées, l'élargissement Doppler des pics (sera discuté au chapitre IV).

2) Efficacité

L'efficacité photopic (ϵ_p) d'un détecteur est sa caractéristique principale car elle quantifie le nombre d'événements ayant déposé toute leur énergie dans le compteur. De plus, si on mesure une coïncidence d'ordre n , ce nombre d'événements sera proportionnel à $(\epsilon_p)^n$.

Si on appelle :

- $N_{\text{émis}}$ le nombre de rayonnements gamma émis par une source calibrée
- $N_{\text{dét}}$ le nombre de rayonnements gamma détectés
- N_{pic} le nombre d'événements dans le pic de pleine énergie

On définira l'efficacité absolue et l'efficacité photopic comme :

$$\epsilon_{\text{abs}} = \frac{N_{\text{dét}}}{N_{\text{émis}}} \quad \epsilon_{\text{ph}} = \frac{N_{\text{pic}}}{N_{\text{émis}}}$$

Si on appelle Ω la fraction de l'angle solide total sous-tendu par le détecteur, les efficacités absolues et photopic **intrinsèques** s'écrivent :

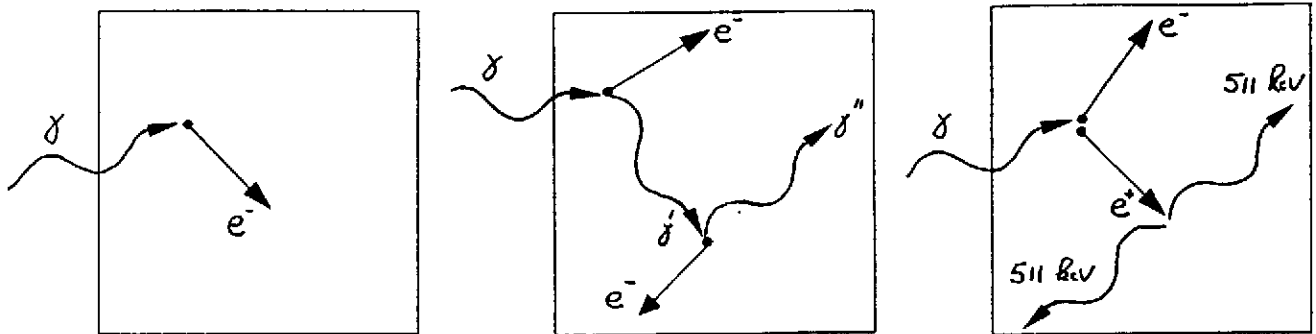
$$\epsilon_a = \frac{N_{\text{dét}}}{N_{\text{émis}}\Omega} \quad (1) \quad \epsilon_p = \frac{N_{\text{pic}}}{N_{\text{émis}}\Omega} \quad (2)$$

La donnée d'une efficacité relative par rapport à un détecteur NaI (diamètre 7,6 cm et longueur 7,6 cm) placé à une distance de 25 cm de la source est aussi très souvent utilisée. Celle-ci sera alors définie comme le rapport des efficacités photopic du détecteur germanium (noté X) et celle du détecteur NaI pris comme référence (généralement à $E_\gamma = 1.33 \text{ MeV}$) :

$$\epsilon_r = \frac{(\epsilon_{\text{ph}})_X}{(\epsilon_{\text{ph}})_{\text{NaI}}}$$

3) Fonction de réponse

Dans le domaine d'énergie qui intéresse les spectroscopistes nucléaires (quelques dizaines de keV à quelques MeV), les interactions rayonnement γ -matière peuvent être de trois types: effet photoélectrique, diffusion Compton et création de paires (pour des énergies incidentes supérieures à 1,022 MeV). L'information intéressante en spectroscopie fine est le pic de pleine énergie. Un tel événement peut avoir plusieurs origines comme le montrent, par exemple les schémas ci-dessous:



Dans le cas où les rayonnements γ diffusés ne sont pas réabsorbés par le détecteur, une partie de l'énergie sortira du cristal créant un événement qui contribuera au bruit de fond. On a donc perdu l'information concernant l'énergie du rayonnement γ incident.

On définit une grandeur qui mesure la qualité de l'information recueillie : le rapport Pic sur Total (PT). Celui-ci est simplement donné par :

$$PT = \frac{N_{pic}}{N_{det}} \quad (3)$$

Pour des détecteurs Ge d'efficacité $\epsilon_r \simeq 20 \%$ on a mesuré $PT \simeq 0,19$, valeur qui passe à $PT \simeq 0,29$ pour des détecteurs d'efficacité $\epsilon_r \simeq 70 \%$. Comme déjà mentionné auparavant, la nécessité d'une excellente résolution en énergie impose le choix de détecteurs germanium. Malheureusement, les dimensions réduites des cristaux disponibles (le diamètre et la longueur des plus gros détecteurs aujourd'hui sur le marché sont de l'ordre de 70-80 mm) rendent très probables les échappements donc les pertes d'énergie.

Les valeurs mesurées pour le rapport Pic sur Total ont été comparées aux résultats de calculs de simulation réalisés par G.de France ⁶⁾ en utilisant le logiciel GEANT, conçu au CERN pour calculer la réponse de détecteurs dans le domaine de la physique des particules. Ce programme permet de définir une géométrie composée de formes plus ou moins complexes que l'on assemble après en avoir défini les matériaux. Une fois la géométrie générée, il faut définir les conditions cinématiques initiales du rayonnement γ incident. C'est ensuite le logiciel qui, à l'aide d'un calcul de type Monte-Carlo, gère l'ensemble des interactions possibles entre ce photon et la matière qu'il rencontre.

Ce logiciel a été testé sur des détecteurs dont les caractéristiques étaient bien connues. Dans le tableau 1 sont comparées les valeurs mesurées et calculées d'efficacité et de rapport PT pour deux détecteurs germanium coaxiaux classiques (petit et gros volume respectivement noté PV et GV), l'énergie des rayonnements γ étant 1,33 MeV.

		ϵ_r (%)	ϵ_p	$(P/T)_{100}$ (%)
PV	L=6.4 cm	19.3	0.11	19.3
	$\varnothing = 4.6$ cm	(19.0)	(0.11)	(19.2)
GV	L = 7.8 cm	74.2	0.20	29.7
	$\varnothing = 6.9$ cm	(74.0)	(0.20)	(29.5)

Tableau 1 : Comparaison calculs/mesures pour des détecteurs coaxiaux classiques. Les valeurs mesurées figurent entre parenthèses. On note $(P/T)_{100}$ le rapport Pic sur Total avec un seuil en énergie fixé à 100 keV.

Par ailleurs, les détecteurs Ge coaxiaux étant très répandus, une compilation sur un grand nombre de ces compteurs a pu être faite. Sur les courbes suivantes (Fig.2 et 3) sont reportées les valeurs expérimentales de l'efficacité photopic intrinsèque (ϵ_p) et le rapport PT (sans seuil en énergie) pour ces détecteurs à une énergie incidente $E_\gamma = 1,33$ MeV. Les valeurs calculées ont été placées sur ces graphiques et la comparaison démontre le bon accord entre calculs et mesures, les différences restant toujours inférieures à ± 5 %. On peut donc dire que ce logiciel a été testé avec succès ⁶⁾ pour des photons de l'ordre du MeV et il est clair qu'il sera utilisé par la suite dans un but d'analyse et de solution de problèmes dans lesquels les paramètres ne sont pas accessibles de façon individuelle expérimentalement (définition du nouveau multicompteur EUROGAM par exemple).

A partir des relations (1), (2) et (3) nous pouvons donc définir une efficacité de détection pour un pic de pleine énergie, le détecteur sous-tendant un angle solide Ω :

$$\epsilon_p \Omega = PT \times \epsilon_a \Omega \quad (4)$$

Pour un détecteur $\epsilon_r = 20$ %, $PT \simeq 0.19$ (Tableau 1). Ceci veut dire que seulement 19 % des événements détectés sont de "bons" événements, c'est-à-dire utiles aux physiciens puisque ce sont des événements (pleine énergie) qui renferment l'information de l'énergie du rayonnement γ incident.

La probabilité de détecter deux rayonnements γ avec deux compteurs identiques est alors donnée par l'expression : $(\epsilon_p \Omega)^2 = (PT)^2 \times (\epsilon_a \Omega)^2$

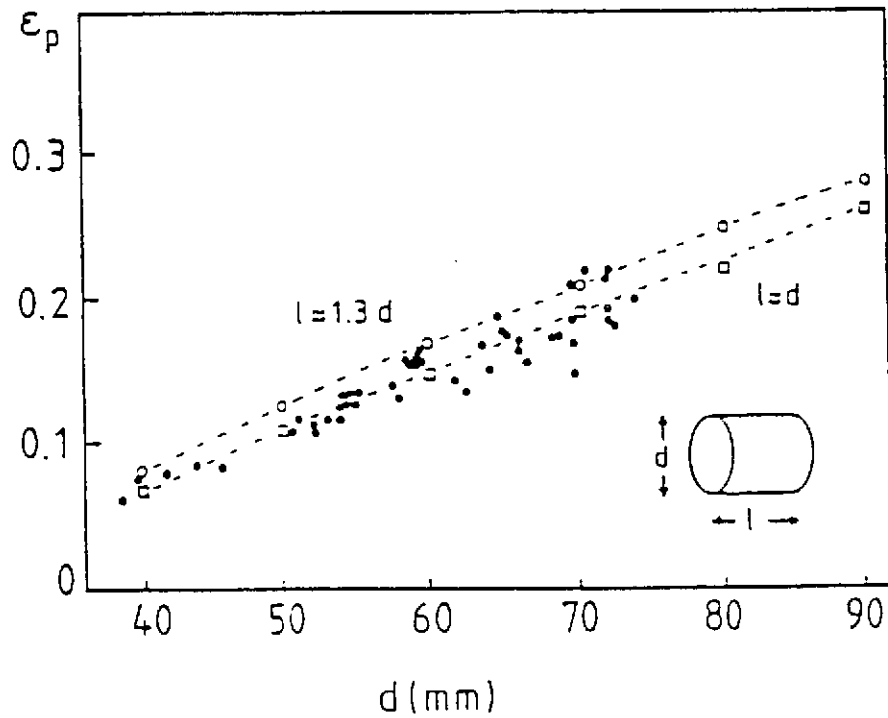


Figure 2 : Efficacités photopic intrinsèques pour $E_\gamma = 1332$ keV. Le diamètre du cristal est d , sa longueur ℓ . Les points correspondent à des valeurs expérimentales tandis que les courbes sont issues des calculs faits avec GEANT.

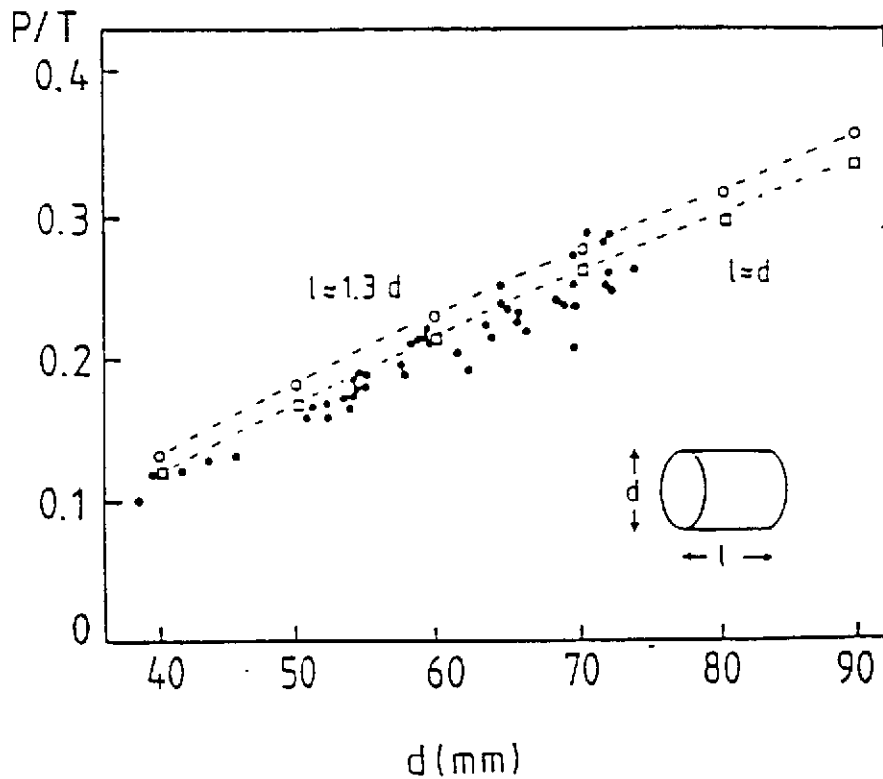


Figure 3 : Rapports Pic sur Total pour $E_\gamma = 1332$ keV, sans seuil en énergie. Les points correspondent à des valeurs expérimentales tandis que les courbes sont issues de calculs faits avec GEANT.

Ceci implique que seulement 3,6% des événements γ - γ (coïncidences doubles) enregistrés sont des événements utiles. Il est à noter qu'en utilisant deux détecteurs $\epsilon_r \simeq 70\%$, le rapport PT pour ce détecteur étant $\simeq 0,29$, le gain dans le rapport signal sur bruit est de 2,3 pour les coïncidences doubles γ - γ comparé à deux détecteurs $\epsilon_r = 20\%$. Bien qu'appréciable ce gain n'est cependant pas suffisant pour rechercher des phénomènes de très faible intensité.

Pour améliorer le paramètre Pic sur Total, on cherche à détecter les rayonnements γ qui échappent du cristal de germanium en l'entourant par un matériau de grande efficacité. C'est le but de l'enceinte anti-Compton (AC). L'efficacité de détection étant proportionnelle au numéro atomique et à la densité du matériau, ces enceintes ont été réalisées à l'aide de scintillateurs inorganiques : des cristaux de NaI ($d = 3,67$) dans un premier temps, puis de BaF_2 ($d = 4,88$) et BGO ($d = 7,13$) actuellement. Chaque fois qu'un photon interagit dans l'enceinte AC, l'événement détecté en coïncidence dans le détecteur Ge est supprimé par le circuit électronique d'anti-coïncidences. Cette technique permet d'améliorer le rapport PT d'un facteur important mais elle est cependant limitée par l'efficacité du scintillateur AC, par l'absorption des photons sortant du cristal, par un matériau non actif (capot détecteur par exemple) et par les angles morts. Un dispositif AC, entourant le cristal de germanium, est présenté en Fig.4. Le blindage de tungstène, positionné devant le scintillateur BGO, empêche ce dernier de détecter des rayonnements γ émis directement de la cible, sans avoir interagi avec le détecteur Ge.

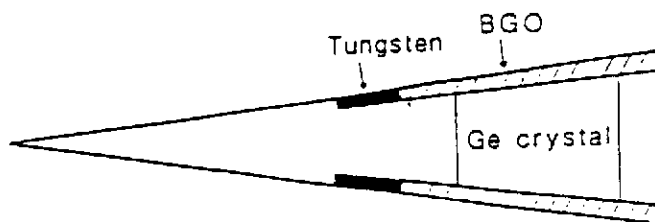


Figure 4: Exemple de dispositif anti-Compton

On peut maintenant définir un nouveau rapport Pic sur Total, le système anti-Compton étant mis en place

$$PT_{AC} = \frac{N_{pic}}{N_{det.AC}} \quad (5)$$

où $N_{det.AC}$ est le nombre de rayonnements γ détectés dans le détecteur Ge après anti-coïncidence avec son enceinte et l'on a alors la relation :

$$PT_{AC} = PT \times x \quad (6)$$

où x est appelé facteur de suppression Compton. Plus la valeur de x sera grande, meilleure sera la qualité du spectre gamma.

L'efficacité de détection absolue intrinsèque, après anti-coïncidence avec l'enceinte anti-Compton, est alors donnée par l'expression :

$$\epsilon_{AC} = \frac{N_{det.AC}}{N_{emis}\Omega} \quad (7)$$

d'où l'on tire à partir de l'expression (5) :

$$\epsilon_p \Omega = PT_{AC} \times \epsilon_{AC} \Omega \quad (8)$$

relation comparable à (4) lorsque le détecteur n'est pas entouré de son enceinte. Avec les blindages anti-Compton utilisés actuellement, on atteint des valeurs $PT_{AC} \simeq 0,55$ pour un rayonnement γ incident d'énergie $E_\gamma = 1332$ keV.

Ceci représente une amélioration considérable du rapport signal sur bruit par les événements de coïncidences doubles. La majorité des multicompteurs actuels sont composés de détecteurs Ge d'efficacité relative $\epsilon_r \simeq 20$ % entouré de blindage BGO. L'amélioration de la qualité des spectres (réduction du fond) déduits de coïncidences γ - γ est donc ~ 10 . Ceci est une des raisons qui ont permis la découverte de bandes superdéformées SD^{7,8,9,10}.

4) Effet d'empilement

Si l'angle solide d'éclairage Ω sous-tendu par un détecteur Ge est grand, la probabilité de détecter **simultanément** plusieurs rayonnements γ d'une même cascade (où d'un même événement) est élevée. Soit M la multiplicité γ d'une cascade de transitions γ . Cette valeur M représente par exemple le nombre de transitions γ dans une bande rotationnelle bâtie sur l'état fondamental d'un noyau. Pour aboutir à des expressions mathématiques simples nous allons supposer que les M transitions γ aient toutes la même énergie, c'est-à-dire que l'efficacité de détection de n'importe quelle transition parmi les M est la même. Soit $\epsilon_a \Omega$ cette efficacité de détection absolue.

La probabilité de détecter une transition est égale à $\epsilon_a \Omega$, alors que la probabilité de ne pas la détecter est $(1 - \epsilon_a \Omega)$. En supposant que nous avons déjà détecté dans le compteur Ge une transition de la cascade, la probabilité de ne détecter aucune des $(M-1)$ transitions γ restantes de cette cascade est appelée probabilité anti-empilement P_γ :

$$P_\gamma = (1 - \epsilon_a \Omega)^{M-1} \quad (9)$$

En supposant les valeurs numériques suivantes : $\epsilon_a = 0.8$ (valeur en accord avec des détecteurs $\epsilon_r \simeq 70\%$), $M = 30$ (multiplicité d'une bande SD), $\Omega = 5 \times 10^{-3}$, on trouve $P_\gamma = 90$ %, ce qui revient à dire que la probabilité de détecter une autre transition γ de la même cascade dans le détecteur (empilement) est de 10%. L'effet d'empilement génère des événements qui contribuent au fond gamma et il est aussi à l'origine d'une perte de coups dans les photopics.

III. PROBABILITE DE DETECTION AVEC UN MULTICOMPTEUR

1) Efficacité de détection photopic d'un multicompteur composé de N détecteurs Ge identiques, chacun d'efficacité $\epsilon_p \Omega$.

L'efficacité de détection photopic E_p est donnée par l'expression :

$$E_p = \epsilon_p \Omega \times N \times P_\gamma \quad (10)$$

Pour avoir la plus grande efficacité possible pour le multicompteur, il faut bien sûr que l'angle solide total $N\Omega$ soit le plus grand possible (mais Ω petit pour minimiser les effets d'empilement et donc maximiser P_γ) et que l'efficacité de détection photopic intrinsèque soit grande (choix de détecteurs Ge les plus volumineux possibles).

2) Probabilité de détecter n rayonnements gamma (photopics) parmi les M d'une cascade avec un multicompteur composé de N détecteurs Ge identiques.

$$n = 1 \quad P_1 = M \times N\Omega \times \epsilon_p \times P_\gamma \quad (11)$$

$$n = 2 \quad P_2 = C_2^M \times N\Omega\epsilon_p P_\gamma \times (N-1)\Omega\epsilon_p P_\gamma \quad (12)$$

C_2^M : nombre de combinaisons de 2 transitions γ parmi M

$N\Omega\epsilon_p P_\gamma$: probabilité de détecter le pic pleine énergie correspondant à la première transition dans un compteur

$(N-1)\Omega\epsilon_p P_\gamma$: probabilité de détecter le pic pleine énergie correspondant à la seconde transition dans n'importe lequel des $(N-1)$ compteurs restants

$$P_2 = \frac{M(M-1)}{2} \times N(N-1)(\Omega\epsilon_p P_\gamma)^2$$

Pour un multidétecteur composé d'un grand nombre de détecteurs Ge (**N grand**) on aura alors l'expression simplifiée suivante :

$$\begin{aligned} P_2 &\simeq \frac{M(M-1)}{2} \times (N\Omega\epsilon_p P_\gamma)^2 \\ &\simeq \frac{M(M-1)}{2} (E_p)^2 \end{aligned} \quad (13)$$

$$n = 3 \quad P_3 = C_3^M N(N-1)(N-2)(\Omega\epsilon_p P_\gamma)^3$$

$$P_3 \simeq \frac{M(M-1)(M-2)}{3!} \times E_p^3$$

$$P_3 \simeq \frac{M^3}{3!} \times E_p^3 \quad (14)$$

(expression valable quand N et M sont grands)

Exemple numérique : nous allons calculer les probabilités P_1 , P_2 et P_3 pour le multidétecteur canadien 8π composé de 20 détecteurs Ge identiques d'efficacité relative $\epsilon_r \simeq 25\%$ et installé au laboratoire de Chalk River⁽¹¹⁾

$$\left. \begin{array}{l} N = 20 \\ \epsilon_p = 0,12 \\ \Omega = 2,5 \times 10^{-3} \\ M = 25 \end{array} \right\} P_\gamma = 0,96 \text{ et } E_p = 6 \times 10^{-3}$$

Nous obtenons alors les valeurs suivantes pour les différentes probabilités :

$$\begin{array}{ll} \gamma^1 & P_1 = 14,4 \times 10^{-2} \\ \gamma^2 & P_2 = 9,4 \times 10^{-3} \\ \gamma^3 & P_3 = 3,8 \times 10^{-4} \end{array}$$

La probabilité de détecter avec ce multicompteur, 2 transitions γ d'une cascade de multiplicité 25 est donc $\sim 1\%$, la probabilité de coïncidences triples étant environ 25 fois plus faible. C'est la raison pour laquelle il est extrêmement difficile, avec les systèmes de détection actuels, d'envisager des mesures de coïncidences γ^3 avec une bonne statistique.

3) Conclusions

- la probabilité de détecter une, deux, trois ... n transitions γ (photopics) parmi les M d'une cascade, est proportionnelle à $E_p, E_p^2, E_p^3 \dots E_p^n$ avec $E_p = N\Omega\epsilon_p P_\gamma$

En augmentant le nombre de compteurs N, les différentes probabilités vont croître très rapidement. Alors qu'il y a une dizaine d'années, les systèmes de détection γ étaient composés de 3-4 compteurs Ge, les nouveaux spectromètres comprennent entre 12 et 21 détecteurs Ge. Cette augmentation de l'angle solide total et l'utilisation de ceintures AC pour diminuer le bruit de fond sont les deux causes qui ont permis la découverte de bandes SD⁷⁻¹⁰.

- la probabilité de détecter n transitions γ d'une cascade de multiplicité M est ainsi proportionnelle à $\frac{M^n}{n!}$ (voir expression 14). Dans le tableau 2 sont données les valeurs correspondantes pour des cascades de multiplicité M = 15 et 30 et pour des "folds" n = 2,3 et 4.

	n = 2	n = 3	n = 4
M = 30	450	4500	33750
M = 15	112	562	2110

Tableau 2 : Valeurs numériques correspondant à la quantité $\frac{M^n}{n!}$ pour différentes valeurs de n (nombre de transitions γ détectées ou nombre de compteurs Ge touchés appelé souvent fold) et M (multiplicité γ)

Le gain en efficacité de détection, passant de la multiplicité M = 15 à M = 30, est de 4 pour les coïncidences γ^2 , 8 pour les coïncidences γ^3 et 16 pour les coïncidences γ^4 . Il est donc clair qu'en demandant un grand nombre de détecteurs Ge touchés, le multicompteur favorisera la sélection de cascades de multiplicité γ élevée.

	Boule interne		DéTECTEURS Ge				$N\Omega\epsilon_p P_\gamma$
	Matériau	N_{det}	N	ϵ_p	Ω	P_γ	
OSIRIS Allemagne	BGO	38	12	0.12	$5.5 \cdot 10^{-3}$	0.91	$0.72 \cdot 10^{-2}$
TESSA3 Daresbury	BGO	50	16	0.11	$2.3 \cdot 10^{-3}$	0.96	$0.39 \cdot 10^{-2}$
CHATEAU Strasbourg	BaF ₂	26	12	0.21	$1.4 \cdot 10^{-3}$	0.97	$0.35 \cdot 10^{-2}$
NORDBALL Copenhague	BaF ₂	60	20	0.13	$6.0 \cdot 10^{-3}$	0.90	$1.40 \cdot 10^{-2}$
8 π Chalk River	BGO	72	20	0.13	$2.5 \cdot 10^{-3}$	0.95	$0.62 \cdot 10^{-2}$
HERA Berkeley	BGO	44	21	0.12	$6.6 \cdot 10^{-3}$	0.89	$1.48 \cdot 10^{-2}$

Tableau 3 : Caractéristiques de quelques multidétecteurs Ge avec systèmes anti-Compton existant actuellement (N = nombre de détecteurs, ϵ_p = efficacité photonic intrinsèque pour un rayonnement γ de 1332 keV, Ω = angle solide individuel des détecteurs Ge)^(12,4,13,3,15,11,14).

IV. EUROGAM

1) Introduction

Le projet EUROGAM (European Gamma-Ray Microscope) est né de la nécessité, pour les physiciens nucléaires, d'imaginer des systèmes de détection beaucoup plus performants que ceux dont ils disposent à l'heure actuelle. Les phénomènes recherchés nécessitent en effet une sensibilité de mesure accrue. Par exemple, nous savons que les bandes SD sont peuplées avec une intensité de l'ordre de 0,5 % de la section efficace totale de fusion. L'étude expérimentale de ces bandes de très faible intensité ne peut donc se faire de façon approfondie avec les multidétecteurs actuels et c'est la raison pour laquelle, l'alimentation et la désexcitation de ces bandes ne sont pas comprises pour le moment (voir cours R.Janssens). Dans la région des terres rares obtenir des informations expérimentales sur ces processus est, par exemple, primordial pour la compréhension du phénomène de fission à très haut moment angulaire ou encore pour établir le passage du second puit de potentiel vers le premier pour des moments angulaires $I \sim 20 - 30\hbar$ et des énergies d'excitation intrinsèque de l'ordre de quelques MeV. La limite de détection actuelle pour une transition γ appartenant à une bande SD est la transition $135/2 \rightarrow 131/2$ observée dans le noyau ^{149}Gd , l'intensité de cette transition étant $\sim 3,6 \times 10^{-4}$ de la section efficace totale de fusion¹⁶⁾. Pour aller plus loin et atteindre des intensités de 10^{-5} - 10^{-6} , il fallait donc construire un système beaucoup plus puissant. C'est ainsi qu'aux Etats Unis, la communauté de spectroscopistes γ a défini le projet GAMMASPHERE¹⁷⁾ alors qu'en Europe les physiciens franco-britanniques ont décidé la construction de EUROGAM.

Les critères de base, pour une hausse substantielle de la sensibilité du futur multidétecteur, consisteront en des augmentations de l'angle solide couvert ($N\Omega$), de l'efficacité de détection photopic intrinsèque ϵ_p , de la résolution en énergie (lutte contre l'élargissement Doppler) et du rapport Pic sur Total PT (systèmes anti-Compton). Comme nous l'avons déjà mentionné à la fin du chapitre précédent, si l'on augmente l'efficacité de détection photopic totale E_p , on pourra alors aussi améliorer la qualité des informations en utilisant des critères de sélectivité directement reliés à l'ordre de coïncidence. Cette technique, on le conçoit facilement, permet d'éliminer une grande part du bruit de fond, constitué en partie de coïncidences γ de faible multiplicité mais aussi d'isoler les événements corrélés de haute multiplicité.

L'efficacité de détection photopic totale E_p est égale à $N\Omega\epsilon_p P_\gamma$. L'angle solide total $N\Omega$ couvert par les détecteurs devra être le plus grand possible en tenant compte de l'espace "mort" occupé par les matériaux inactifs (capots des détecteurs Ge par exemple) et les enceintes AC. Un nombre N de détecteurs, très grand, est souhaitable pour minimiser d'une part, la détection des radiations empilées liées à la grande multiplicité ($M \sim 25-30$) et d'autre part l'élargissement Doppler (angle d'ouverture des détecteurs Ge); des raisons de coût conduisent toutefois à limiter ce nombre. L'efficacité photopic ϵ_p est limitée par la taille actuelle des cristaux de germanium ($\epsilon_p \simeq 0,23$ pour les plus gros volumes). Dans la suite nous présenterons un assemblage conduisant à de nouveaux détecteurs qui ont été imaginés et simulés⁶⁾, pour essayer de dépasser cette limite.

2) Angle solide sous-tendu par un détecteur

La probabilité de détecter un et un seul rayonnement γ dans un détecteur est donnée par la relation (9) :

$$P_\gamma = (1 - \epsilon_a \Omega)^{M-1}$$

d'où l'on peut déduire l'angle solide Ω :

$$\Omega = \frac{1}{\epsilon_a} \left[1 - \exp \left(\frac{\text{Log } P_\gamma}{M - 1} \right) \right] \quad (15)$$

En exigeant moins de 10 % d'événements empilés et en supposant $\epsilon_a \simeq 0,8$ et une multiplicité $M = 30$, on obtient un angle solide maximum par détecteur de $\sim 5 \times 10^{-3}$ ce qui revient à dire qu'un détecteur cylindrique ayant un diamètre de ~ 7 cm devra se trouver à environ 25 cm de la cible.

3) Efficacité de détection ϵ_p et rapport PT_{AC}

L'idée des détecteurs germanium coniques s'est imposée lorsque l'on a cherché la meilleure géométrie conciliant angle solide couvert et efficacité de détection. En effet, en supprimant la partie frontale périphérique des détecteurs germanium on n'enlève qu'une région peu efficace pour l'effet photoélectrique (l'épaisseur de germanium rencontrée par un photon n'est alors pas suffisamment importante pour l'absorber totalement dans le cas de diffusions Compton multiples). Les dimensions les plus grandes disponibles aujourd'hui pour les cristaux de germanium (diamètre $\simeq 70$ mm, longueur $\simeq 70$ mm) ont été utilisées pour atteindre des efficacités relatives supérieures à 70 %.

Le compteur au germanium est placé dans une enceinte anti-Compton en BGO dont la géométrie réelle (Fig.5) essaye de concilier efficacité de détection et faible encombrement (matériau non actif). Le détecteur est placé à 20,5 cm de la source et la face frontale du BGO est à 16,5 cm de celle-ci. Un collimateur en tungstène d'épaisseur 3,65 cm définit l'angle solide d'éclairage du détecteur germanium à $\Omega = 5,1 \cdot 10^{-3}$ et protège l'enceinte anti-Compton d'une vision directe de la cible. Les simulations des principales caractéristiques (ϵ_p , P/T) ont donné les résultats encourageants reportés dans le tableau 4.

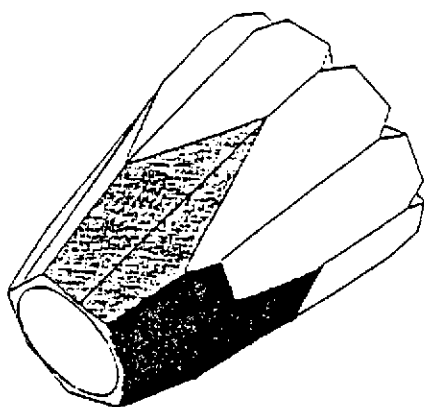


Figure 5 : Géométrie de l'enceinte anti-Compton BGO prévu pour EUROGAM

E_γ keV	ϵ_a	ϵ_p	$\left(\frac{P}{T} \right)_{100}$	$\left(\frac{P}{T} \right)_{100}^{AC}$
200	0.91	0.72	0.98	0.98
1332	0.88	0.23	0.27	0.58
10000	0.79	0.04	0.05	0.20

Tableau 4 : Simulation des principales caractéristiques d'un détecteur conique dans son enceinte anti-Compton

Ces simulations indiquent des performances individuelles excellentes pour ce choix de géométrie tant pour les détecteurs Ge (efficacité) que pour la réjection Compton. Celles-ci ont été vérifiées sur les premiers détecteurs de ce type qui ont été livrés et dans le tableau 5 sont données quelques caractéristiques mesurées pour une énergie $E_\gamma = 1332$ keV.

$\epsilon_r(\%)$	ϵ_a	ϵ_p	$(PT)_{100}$	PT_{AC}
73,4	0,84	0,23	0,28	0,55

Tableau 5 : Valeurs mesurées pour un détecteur conique placé dans son enceinte AC.

4) Nombre de détecteurs Ge

L'idéal serait de détecter, pour chaque réaction nucléaire, l'ensemble des M transitions γ d'une cascade de multiplicité M (exemple : pour une bande SD dans la région des terres rares : $M \simeq 25$). Cela nécessiterait cependant une efficacité de détection photopique totale $E_p = 1$. Les meilleures valeurs actuelles atteintes pour E_p sont $\sim 1,5\%$ donc loin de la valeur idéale et de ce fait la probabilité de détecter f transitions γ parmi M avec un multicompteur composé de N détecteurs identiques, notée $P_f^N(M)$, diminuera très vite avec f (fold).

- Calcul de $P_f^N(M)$

La probabilité de détecter f transitions γ (pas forcément photopiques) parmi les M rayonnements γ de la cascade est égal à :

$$C_f^M N(N-1)(N-2)\dots(N-f+1)\Omega^f \epsilon_{AC}^f \quad (16)$$

Cette expression a la même forme mathématique que les relations (11) et (12) à part que $\epsilon_p P_\gamma$ est remplacé par ϵ_{AC} .

Pour obtenir la probabilité $P_f^N(M)$ de ne détecter que f transitions (et **uniquement** f) de la cascade, il faut multiplier la quantité précédente par la probabilité de ne détecter aucune des $(M-f)$ transitions γ disponibles de cette cascade.

L'expression finale de $P_f^N(M)$ sera alors :

$$P_f^N(M) = \frac{M!}{f!(M-f)!} N(N-1)(N-2)\dots(N-f+1) \Omega^f \epsilon_{AC}^f (1 - N\Omega\epsilon_{AC})^{M-f} \quad (17)$$

Il est maintenant aisé de calculer la probabilité de détecter f transitions γ (**pics de pleine énergie**) et uniquement f de la cascade de multiplicité M :

$$P_f^N(M) = \frac{M!}{f!(M-f)!} N(N-1)(N-2)\dots(N-f+1) \Omega^f \epsilon_p^f P_\gamma^f (1 - N\Omega\epsilon_p)^{M-f} \quad (18)$$

Il faut noter que les expressions (17) et (18) ne sont valables que dans le cas où les M transitions γ de la cascade ont les mêmes énergies et dans le cas où les N détecteurs du multicompteur sous-tendent tous le même angle solide et ont tous les mêmes efficacités absolue ou photopic.

Dans la figure 6 sont reportées les valeurs de probabilité $P_f^N(30)$ pour une cascade de multiplicité $M = 30$, en fonction de l'efficacité de détection photopic totale et pour différents valeurs du fold f .

Cette figure montre clairement que pour des valeurs de $E_p \sim 0,01$ la probabilité de détection d'un fold 2 (coïncidences $\gamma\gamma$) n'est que de $\sim 3\%$ et celle d'un fold 3 de $\sim 0,3\%$. Une augmentation de la quantité E_p permettra donc d'augmenter considérablement ces probabilités. En se fixant comme objectif de réaliser avec EUROGAM des mesures de coïncidences γ d'ordre $f = 6$ avec des statistiques de comptage similaires aux mesures de coïncidences doubles effectuées avec les multicompteurs actuels, on peut déduire, à partir de la figure 6, une efficacité de détection photopic totale pour ce nouveau multidétecteur :

$$N\Omega\epsilon_p P_\gamma \simeq 7,5 \times 10^{-2}$$

Au paragraphe 2 nous avons défini des limites supérieures pour Ω ($\sim 5 \times 10^{-3}$) et inférieure pour P_γ ($\sim 90\%$). Au paragraphe 3 nous avons montré que les valeurs d'efficacité photopic intrinsèque ϵ_p pour les détecteurs actuels ne dépassent pas $\sim 0,23$. A partir de ces valeurs on peut donc en déduire une valeur pour le nombre de détecteurs Ge : $N \simeq 72$. Ce nombre a donc été retenu pour la construction de EUROGAM.

- Taux de coïncidences γ^n déduits de $P_f^N(M)$

Une autre façon de regarder l'influence de l'efficacité de détection E_p est de considérer le taux de coïncidences γ^n qui peut être déduit de l'ensemble des folds.

Par exemple pour un événement $f = 4$ (4 compteurs touchés) on aura : 6 (C_2^4) coïncidences γ^2 , 4 (C_3^4) coïncidences γ^3 et 1 coïncidence γ^4 .

Le taux de coïncidence γ^n qui peut être déduit de l'ensemble des folds pourra donc s'écrire :

$$\gamma^n = \sum_{f=n}^M C_n^f P_f^N(M) \quad (19)$$

Ces taux sont représentés sur la figure 7 en fonction de l'efficacité de détection photopique totale E_p .

5) Résolution en énergie, sous faisceau, des détecteurs Ge

La résolution en énergie des détecteurs Ge coniques discutés au paragraphe 3 est de $\sim 2,2$ keV pour un rayonnement γ de 1332 keV. Mais à cette résolution intrinsèque, il faut ajouter l'élargissement Doppler des pics dans les spectres de rayonnements γ .

L'énergie moyenne mesurée d'un rayonnement γ émis dans le vide par un noyau de recul formé dans une réaction de fusion évaporation est donnée par la relation :

$$E_\gamma(\theta) = E_0(1 + \beta \cos\theta) \quad (20)$$

où θ est la position angulaire du détecteur par rapport à l'axe du faisceau, E_0 est l'énergie réelle de ce rayonnement et β la vitesse du noyau de recul émettant le photon ($\beta = v/c$).

D'après l'expression (20) il est clair que pour des angles voisins de 0° , la perte d'énergie du faisceau incident dans la cible ainsi que la perte de vitesse des noyaux de recul dans la cible vont entraîner une incertitude sur la vitesse β des noyaux de recul et donc un élargissement des pics γ .

La contribution de l'ouverture angulaire à l'élargissement Doppler peut être calculée par l'expression :

$$\Delta E_\gamma = E_0 \beta \int_{\theta - \Delta\theta}^{\theta + \Delta\theta} \sin\theta d\theta \quad (21)$$

où $\Delta\theta$ est le demi-angle d'ouverture du détecteur. Cet effet est donc tout particulièrement important pour des angles voisins de 90° et pour des vitesses de recul élevées.

L'utilisation des techniques de simulation discutées précédemment⁶⁾ appliquées au calcul de l'élargissement Doppler a permis d'évaluer l'élargissement des pics que l'on peut atteindre dans différentes conditions expérimentales. Dans le tableau 6, sont reportées les largeurs à mi-hauteur calculées pour un pic correspondant à une transition γ d'énergie $E_\gamma = 1332$ keV produite dans deux réactions, les vitesses de recul initiales β étant très différentes : la réaction $^{124}\text{Sn}(^{30}\text{Si}, 5n)^{149}\text{Gd}$ (notée R1) à une énergie de bombardement de 155 MeV ($\beta \simeq 2,0$ %), les deux cibles auto-portées ayant une épaisseur de $0,4$ mg/cm² chacune et la réaction symétrique en masse en voie d'entrée $^{74}\text{Ge}(^{82}\text{Se}, 4n)^{152}\text{Dy}$ (notée R2) à une énergie de bombardement de 335 MeV ($\beta \simeq 4,9$ %), les deux cibles auto-portées ayant une épaisseur de $0,25$ et $0,35$ mg/cm².

Réaction	0°	30°	60°	90°
R1	2,8	3,7	5,3	6,1
R2	4,5	7,1	11,9	14,0

Tableau 6 : Elargissements Doppler calculés dans la géométrie EUROGAM initiale pour les réactions R1 et R2 ; les valeurs reportées correspondent aux largeurs à mi-hauteur (keV) d'une raie γ d'énergie $E_\gamma = 1332$ keV, observée à différents angles.

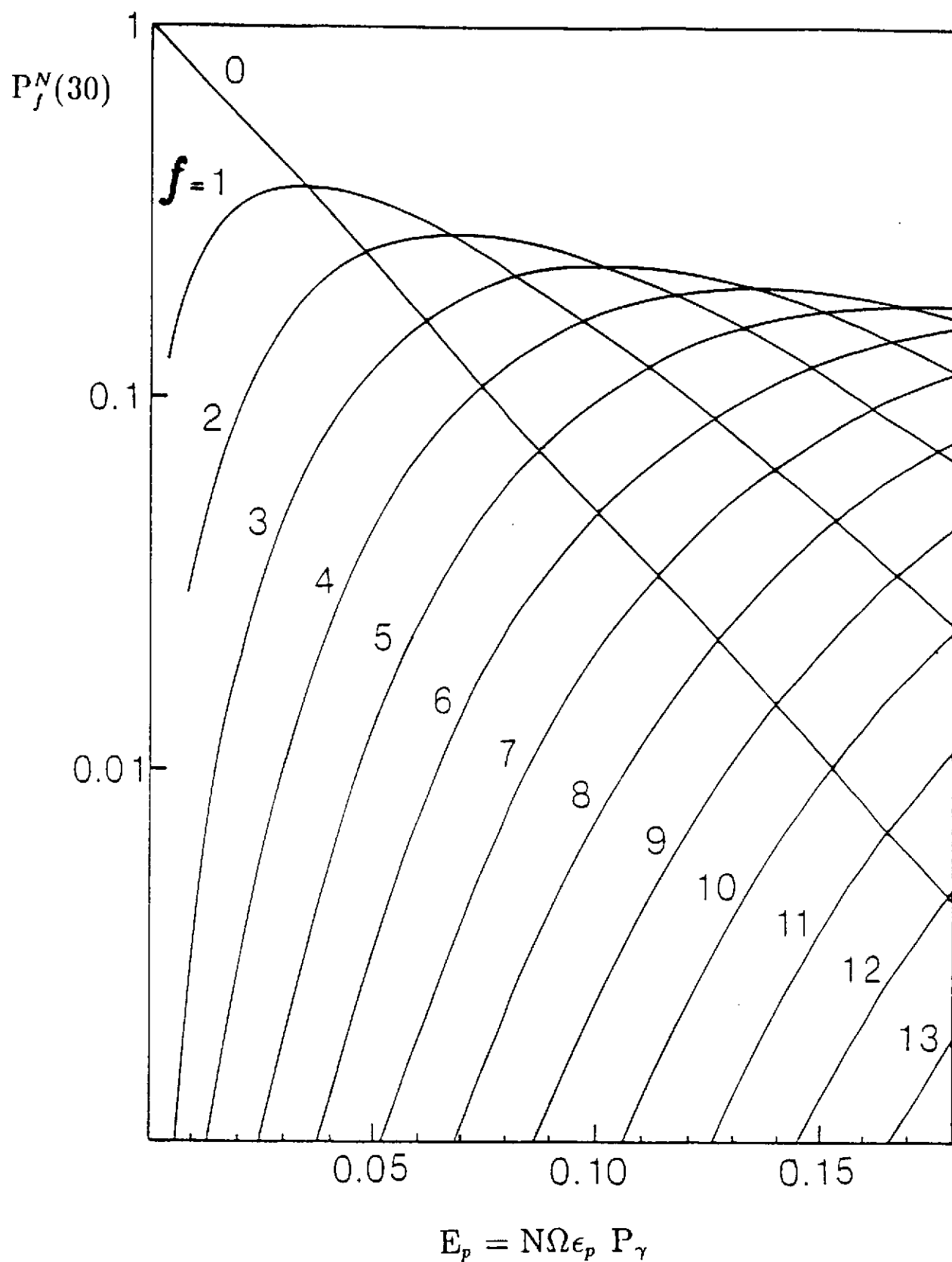


Figure 6 : Probabilité $P_f^N(30)$ de détecter exactement f transitions γ (événements photopics) parmi une cascade de multiplicité $M = 30$ à l'aide de N compteurs identiques, en fonction de l'efficacité de détection photopic totale $E_p = N\Omega\epsilon_p P_\gamma$

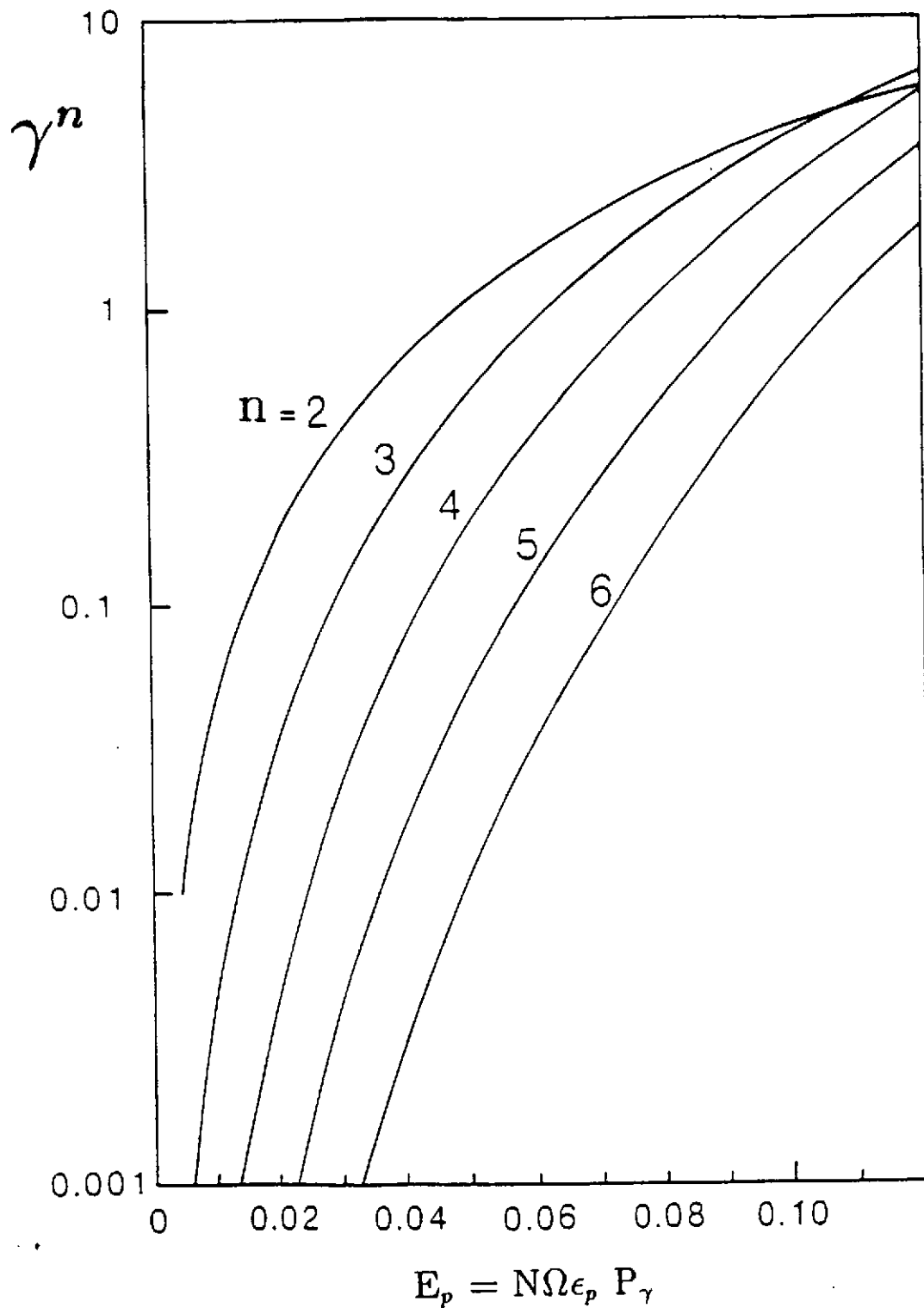


Figure 7 : Nombre de coïncidences d'ordre n , γ^n , détectés par cascade de $M = 30$ transitions, en tenant compte des folds d'ordre supérieur à n , en fonction de l'efficacité de détection photopic totale $E_p = N\Omega\epsilon_p P_\gamma$

La seule manière de réduire l'élargissement Doppler aux angles proches de 0° est de jouer sur l'épaisseur de cible et le type de réaction (faisceau plutôt léger). Par contre aux angles voisins de 90° , la contribution essentielle à l'élargissement provient de l'ouverture angulaire du détecteur. Pour diminuer l'angle solide d'éclairage des détecteurs Ge, il y a deux moyens : soit resserer la collimation soit augmenter la granulométrie des détecteurs. La technique qui consiste à collimater a l'avantage d'être simple à mettre en oeuvre mais présente le désavantage de réduire l'efficacité de détection d'une façon parfois prohibitive. L'augmentation de granulométrie la plus simple consisterait à diviser le détecteur et cette idée a été étudiée en détails à l'aide de calculs de simulation⁶⁾ et a donné lieu au détecteur "trèfle" discuté un peu plus loin.

6) Pouvoir de résolution

Pour essayer de situer la "qualité" d'un détecteur ou d'un multidétecteur, on définit une nouvelle quantité : le pouvoir de résolution R.

Considérons une bande rotationnelle comportant des transitions γ dont l'espacement en énergie est en moyenne SE_γ et soient ΔE_γ la résolution pour un pic d'énergie E_γ donnée (résolution sous faisceau) et PT_{AC} le rapport Pic sur Total mesuré en source, le détecteur étant dans son enceinte anti-Compton. On définit alors :

$$R = \frac{SE_\gamma}{\Delta E_\gamma} \times PT_{AC} \quad (22)$$

L'espacement SE_γ est un paramètre purement physique sur lequel on ne peut pas intervenir. Il vaut environ 50 keV pour une bande SD dans la région des terres rares. Par contre, comme nous l'avons montré précédemment le rapport PT_{AC} et la résolution en énergie ΔE_γ , sont deux grandeurs qui dépendent directement de la géométrie de détection.

En passant de coïncidences d'ordre n (γ^n), à des coïncidences d'ordre n + k (γ^{n+k}) le gain en sélectivité est de R^k , ce qui veut dire que le rapport signal sur bruit va être amélioré d'un facteur R^k . Il est donc primordial d'avoir ΔE_γ le plus petit possible et PT_{AC} le plus grand possible.

Par exemple dans le cas de l'étude, à l'aide du système 8π canadien, des transitions de plus haut spin appartenant à la bande SD du noyau $^{149}\text{Gd}^{16)}$, le rapport pic sur fond dans les spectres γ de coïncidences triples a augmenté d'un facteur 6 par rapport aux spectres γ obtenus à partir de coïncidences doubles. Pour ce multidétecteur $\Delta E_\gamma = 4,0$ keV et $PT_{AC} = 0,50$ ce qui donne en effet pour le pouvoir de résolution d'une bande SD $R \simeq 6.25$.

7) Géométrie adoptée

La figure 8 montre de façon schématique la structure géométrique générale retenue pour la définition d'EUROGAM. Les douze faces pentagonales du dodécaèdre comprennent chacune six sous-structures (5 pentagones ayant même géométrie et 1 pentagone central plus petit). Cela conduit à 60 unités identiques (même enceinte anti-Compton BGO) et 12 cavités à angle solide réduit entraînant un éloignement des détecteurs. Si on considère que l'on perd deux détecteurs

pour l'entrée et la sortie de faisceau, cette géométrie permettra 70 détecteurs.

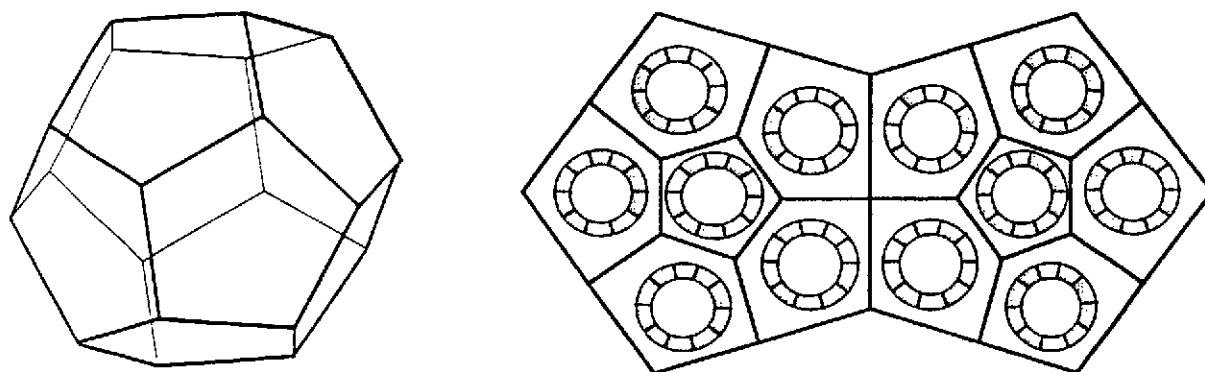


Figure 8 : Représentation schématique de la structure géométrie générale d'EUROGAM.

Dans la première phase d'exploitation auprès de l'accélérateur électrostatique de Daresbury, EUROGAM comprendra 45 détecteurs Ge coniques dont les propriétés ont été discutées aux cours des paragraphes précédents. La partie avant restant libre, le multidétecteur pourra être utilisé en coïncidence avec d'autres compteurs et en particulier avec le spectromètre de recul placé à 0° par rapport à l'axe du faisceau incident [Fig.9].

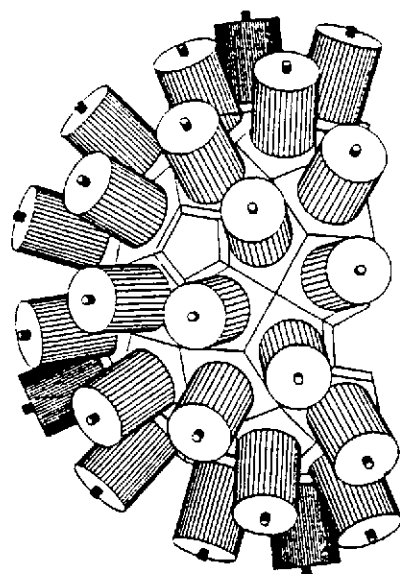


Figure 9 : Représentation schématique de EUROGAM dans la phase 1.

Pour la phase 2 auprès de l'accélérateur VIVITRON, la solution la plus simple consisterait à compléter la structure à 70 détecteurs Ge de même type. Malheureusement la très grande augmentation de l'efficacité ne jouerait pas pleinement son effet par suite de l'impossibilité de corriger les élargissements Doppler et donc d'augmenter de façon dramatique le pouvoir de résolution. Un nouveau type de détecteurs Ge a ainsi été proposé : le détecteur trèfle⁶⁾.

Ce détecteur est constitué de quatre diodes d'efficacité $\epsilon_r \simeq 20\%$ taillées de façon à pouvoir être placées très proche dans un même cryostat mais découplées électriquement. Son fonctionnement suppose l'utilisation de quatre préamplificateurs indépendants dont les signaux pourront être sommés, après codage et correction, en cas de déclenchement simultané. Intrinsèquement ce détecteur présente plusieurs avantages :

- les diodes d'efficacité $\epsilon_r \simeq 20\%$ sont moins sensibles aux dommages neutrons que les détecteurs de gros volume atteignant $\epsilon_r \simeq 70\%$.
- la géométrie "trèfle" est une géométrie idéale pour mesurer des polarisations planes (voir figure 10)
- l'efficacité de détection $\epsilon_p = 0,27$ supérieure à celle du détecteur coaxial conique, permettra une augmentation de l'efficacité de détection globale
- l'angle solide total sous-tendu par le détecteur étant $\Omega = 4,6 \times 10^{-3}$, ceci implique que l'ouverture angulaire de chaque détecteur individuel sera beaucoup plus faible que pour les gros détecteurs coniques. Il en résultera une amélioration considérable de la résolution en énergie ΔE_γ sous faisceau et donc du pouvoir de résolution R.

Si on regarde plus en détail la structure de EUROGAM, on s'aperçoit d'autres sous-structures qui permettent de le décomposer en deux calottes et une structure centrale (autre 60° et 120°). C'est précisément cette dernière zone qui est la plus sensible aux problèmes d'élargissement Doppler et que l'on se propose de remplacer par des détecteurs "trèfle" (Fig.11). Le multicompteur EUROGAM comprendrait alors pour la phase 2 :

- à l'avant et à l'arrière 15 détecteurs monolithiques coniques
- entre 60° et 120° un nombre N de détecteurs "trèfle"

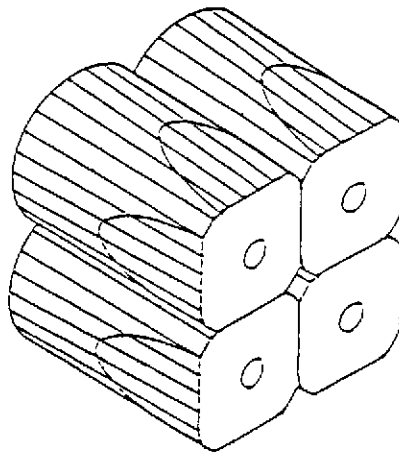


Figure 10 : Représentation schématique du détecteur "trèfle".

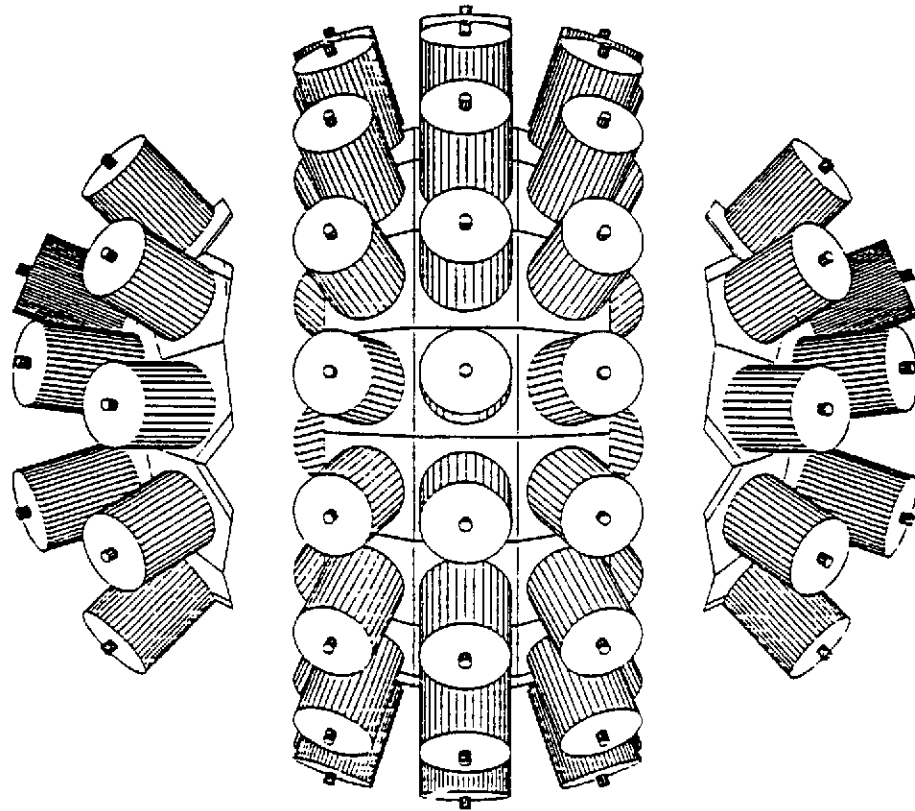


Figure 11 : Structure de EUROGAM pour la phase 2. La structure centrale (angles compris entre 60° et 120°) pourrait être remplie par 3 couronnes de 16 détecteurs "trèfle".

La structure de la bande entre 60° et 120° montre clairement que la façon la plus efficace (en ne perdant pas d'angle solide) de remplir cette zone est d'utiliser des détecteurs ayant une structure parallélépipédique, ce qui est précisément le cas de ces nouveaux détecteurs. On peut ainsi imaginer de remplir cette zone par trois couronnes de 16 compteurs entourés d'unités anti-Compton. On aurait alors au total 78 compteurs (30 détecteurs coniques, 48 détecteurs "trèfle") pour EUROGAM, le gain en taux de comptage pour les coïncidences d'ordre 4,5,6 étant respectivement de 12, 23 et 43 comparé à la phase I.

V. CONCLUSIONS

La limite de détection pour les multicompteurs actuels est de l'ordre de 10^{-4} par rapport aux sections efficaces totales des réactions de fusion-évaporation principalement utilisées dans

les études de spectroscopie gamma. L'objectif du projet EUROGAM est d'abaisser cette limite à 10^{-5} (phase 1) puis à 10^{-6} (phase 2) et ce nouveau multidétecteur permettra sans nul doute de mettre en évidence une très grande variété de phénomènes nouveaux. Dans les études du comportement du noyau à haut moment angulaire, il est très probable que les premières expériences se focaliseront sur : la mesure de l'énergie d'excitation et du moment angulaire des états qui constituent les bandes superdéformées, la mise en évidence des rayonnements γ d'alimentation et de désexcitation des bandes SD, la détermination des connexions entre les différentes bandes SD d'un même noyau, la recherche de bandes hyperdéformées à très haut spin . . . L'ensemble de la communauté franco-britannique des spectroscopistes nucléaires travaille actuellement d'arrache-pied pour que EUROGAM soit prêt pour les premières expériences au printemps 1992.

Références

- [1] V.Metag et al., Nucl.Phys.A**409** (1983) 331 c.
- [2] M.Jääskeläinen et al., Nucl.Instr. Meth. **204** (1983) 385
- [3] F.A.Beck, Proceedings of the Conference on instrumentation for heavy-ion nuclear research, Oak Ridge, 22-24 October 1984.
- [4] P.J.Twin, Proceedings of the Conference on instrumentation for heavy-ion nuclear research, Oak Ridge, 22-24 october 1984.
- [5] N.Schulz et al., Phys.Rev.Lett **63** (1989) 2645.
- [6] G.de France, Thèse ULP Strasbourg (1991).
- [7] P.J.Twin et al., Phys.Rev.Lett. **57** (1986) 811.
- [8] B.Haas et al., Phys.Rev.Lett. **60** (1988) 503.
- [9] E.F.Moore et al., Phys.Rev.Lett. **63** (1989) 360.
- [10] K.Zuber et al., Phys.Lett.**B254** (1991) 308.
- [11] J.P.Martin et al., Nucl. Inst. Meth. **A257** (1987) 301.
- [12] R.M.Lieder et al., Nucl. Inst.Meth. **220** (1984) 363.
- [13] J.F.Sharpey-Schafer et J.Simpson, Progress in Part. and Nucl. Phys. **21** (1988) 293.
- [14] F.S.Stephens, Proceedings of the Int. Symposium on In-Beam Nucl.Spect., Debrecen, 14-18 May (1984).
- [15] B.Herskind, Nucl. Phys. **A447** (1985) 395c
- [16] B.Haas et al., Phys.Rev. **C42** (1990) R1817
- [17] Rapport GAMMASPHERE édité par M.A.Deleplanque et R.M.Diamond (1988).