FR 9600943

CRN 95-24
N. d'ordre 2062

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité : Nouvelles Techniques de détection en Physique Nucléaire

par

Liqin HAN née WEI

MISE AU POINT D'UN NOUVEAU TYPE DE COMPTEUR GERMANIUM : LE DETECTEUR COMPOSITE. UTILISATION DU DETECTEUR TREFLE DANS LE MULTIDETECTEUR EUROGAM.

CENTRE DE RECHERCHES NUCLEAIRES

STRASBOURG

IN2P3 CNRS

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR

Gestion INIS
Doc. enreg. le : 16/11/95
N° TRN : .....
Destination : I,I+D,D

CRN 95-24
N. d'ordre 2062

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité : Nouvelles Techniques de détection en Physique Nucléaire

par

Liqin HAN née WEI

MISE AU POINT D'UN NOUVEAU TYPE DE COMPTEUR GERMANIUM : LE DETECTEUR COMPOSITE. UTILISATION DU DETECTEUR TREFLE DANS LE MULTIDETECTEUR EUROGAM.

Soutenue le 18 mai 1995 devant la commission d'examen

M.	F. A.	Beck	Directeur de thèse
M.	B.	Haas	Rapporteur interne
Mme.	M. M.	Aléonard	Rapporteur externe
M.	R.	Henck	Rapporteur externe
M.	J. L.	Riester	
M.	G.	Duchêne	Membre invité

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

CHAPITRE I
EVOLUTION DE LA SPECTROSCOPIE GAMMA ET PRINCIPALES DECOUVERTES ASSOCIEES 1

CHAPITRE II
LES DETECTEURS DE RAYONNEMENTS GAMMA 13

1. Les interactions du rayonnement gamma avec la matière *13*
2. Fonctionnement des détecteurs de rayonnements gamma *16*
3. Caractéristiques générales d'un détecteur *29*

CHAPITRE III
CARACTERISTIQUES GENERALES D'UN MULTIDETECTEUR 37

1. Efficacité photopic totale *37*
2. Limite d'observation *38*
3. Nouveaux types de détecteurs envisagés *44*

CHAPITRE IV
PREMIER PROTOTYPE DE DETECTEUR GERMANIUM COMPOSITE : un empilement de diodes planaires (EDP) 45

1. Généralités *45*
2. Recherche de zones mortes dans le détecteur EDP *48*
3. Étude de la sensibilité aux neutrons du détecteur EDP *60*
4. Conclusion et perspective *70*

CHAPITRE V
LE DETECTEUR TREFLE 73

1. Caractéristiques générales du détecteur TREFLE *73*
2. Un nouveau polarimètre : le détecteur TREFLE *90*

CHAPITRE VI
PREMIERS RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LE MULTIDETECTEUR EUROGAM 99

1. Présentation générale du multidétecteur EUROGAM *99*
2. Premiers résultats expérimentaux avec EUROGAM II *110*

CONCLUSION GENERALE 123

BIBLIOGRAPHIE

REMERCIEMENTS

Je tiens à tout d'abord à remercier Monsieur F.A.Beck qui m'a accueillie dans son laboratoire et a accepté de diriger ce travail. Ses conseils éclairés et sa grande expérience m'ont été très profitables. Il m'a fait aussi l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse.

Je ne saurai trop exprimer en ces quelques lignes toute ma reconnaissance à Monsieur G.Duchêne, sans qui ce travail n'aurait été mené à bien. Il m'a fait partager avec patience ses riches connaissances dans le domaine de la spectroscopie gamma et des détecteurs germanium. Sa modestie et son esprit scientifique ont permis de très ouvertes et franches discussions. Il m'a également soutenue avec coeur dans un moment difficile de ma vie. Merci !

Je remercie Monsieur R.Henck, directeur de la société EURISYS MESURES, d'avoir accepter d'être rapporteur de ce mémoire. C'est grâce à l'étroite collaboration avec les ingénieurs, Messieurs D.Gutknecht et Ch.Fonné de sa société que ce travail a pu être réalisé.

Je remercie vivement Madame le Professeur M.M.Aléonard et Monsieur B.Haas qui m'ont donnée de nombreux et précieux conseils en tant que rapporteurs de ce travail.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur le Professeur J.L.Riester qui a examiné soigneusement ce travail.

Monsieur G.de France a beaucoup contribué à ce travail par ses calculs de simulation dont les résultats m'ont permis de justifier les données expérimentales.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance aux membres de l'axe "Formes extrêmes des noyaux", grâce auxquels ce travail a pu s'effectuer dans une bonne ambiance. En particulier Messieurs D.Curien et D.Prévost, m'ont permis de me familiariser avec le système de détection EUROGAM et les techniques d'analyse des données.

Messieurs J.Devin et P.Weymann trouvent ici l'expression de ma gratitude pour leur étroite collaboration.

Monsieur Ponpon m'a beaucoup aidé par de nombreuses discussions constructives.

Je ne saurais oublier toutes les personnes ayant contribué à la réalisation concrète de ce travail, plus particulièrement Messieurs J.Zen, B.Bueb, Ch.Ring ainsi que Mesdames M.Goetz et C.Cornus.

INTRODUCTION

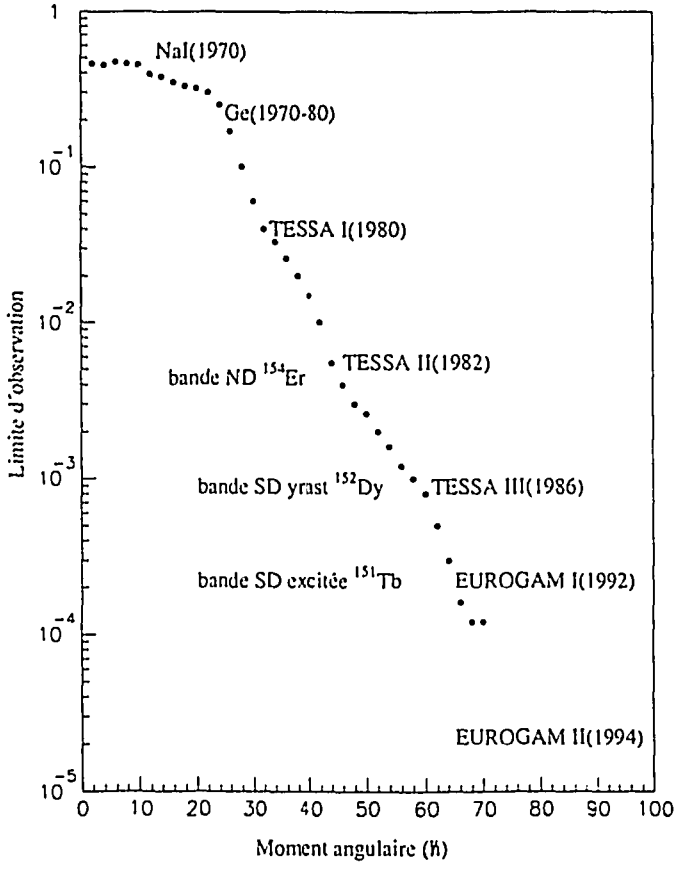
L'émission des rayonnements gamma est un mode priviligié de la désexcitation du noyau excité. L'étude des transitions gamma est donc un moyen important pour accéder aux informations portant sur la structure du noyau atomique. C'est ainsi que par exemple la spectroscopie gamma joue un rôle fondamental dans les études expérimentales de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes d'énergie et de moment angulaire.

La détection des rayonnements gamma a été utilisée dès les premiers pas de la recherche en physique nucléaire. Les progrès majeurs dans la connaissance de la structure nucléaire réalisés durant ces trente dernières années sont associés à des développements technologiques conduisant à une plus grande sélectivité et une efficacité de détection photopic accrue. La figure de la page suivante montre l'évolution de la limite de détection gamma et des principales découvertes qui y sont associées, en fonction du temps et des progrès réalisés dans les techniques de détection : compteurs scintillateur, semiconducteur, multidétecteurs avec suppression Compton ...

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la recherche de nouveaux types de détecteurs pour arriver à repousser les limites de détection gamma. Il aura permis le développement industriel d'un nouveau type de détecteur germanium : un détecteur composite constitué de 4 diodes assemblées en forme de trèfle. Celui-ci est aujourd'hui parfaitement opérationnel et a été utilisé en grand nombre (24 unités) dans le multidétecteur franco-britanique EUROGAM II dont les premiers résultats de physique entièrement nouveaux ont été obtenus grâce à ces détecteurs.

Dans le premier chapitre de ce document nous rappellerons brièvement les grandes évolutions historiques de la détection gamma et les avancées de physique qui y sont intimement corrélées. Dans le deuxième chapitre de ce manuscript, les principes de fonctionnement des détecteurs scintillateurs et des détecteurs semiconducteurs ainsi que leurs caractéristiques seront détaillés pour situer les données techniques des travaux de cette thèse alors que les chapitres suivants présentent les développements technologiques originaux effectués au courant de la thèse : calculs de simulation effectués à l'aide du logiciel GEANT III, et mesures

des performances du détecteur en mode de sommation. Ainsi le chapitre 4 est consacré à la présentation et à la discussion d'un détecteur composite basé sur un empilement de diodes planaires. Les chapitres 5 et 6 présentent les caractéristiques du nouveau détecteur TREFLE déterminées respectivement par des mesures en source et lors d'expériences utilisant des réactions nucléaires. En particulier l'accroissement de l'efficacité de détection et la réduction de l'élargissement des raies gamma dû à l'effet Doppler obtenus grâce à l'augmentation de la granularité, sont démontrés et illustrés. Ce détecteur a aussi la possibilité de constituer un polarimètre de qualité et de grande efficacité, ouvrant ainsi des possibilités entièrement nouvelles pour la détermination de la nature multipolaire des transitions gamma de faible intensité.



Figure

Evolution de la limite de détection gamma observée expérimentalement et des principales découvertes correspondantes en fonction du moment angulaire, du temps et des appareillages utilisés [TWI94].

CHAPITRE I
EVOLUTION DE LA SPECTROSCOPIE GAMMA ET PRINCIPALES DECOUVERTES ASSOCIEES

Au début de l'histoire de la détection gamma, l'énergie des transitions était déterminée principalement de deux façons, soit en mesurant l'angle d'émission et l'énergie des électrons de recul Compton associés à la détection d'un photon, soit, en interposant différents matériaux absorbants entre la source et le détecteur, par l'étude de l'atténuation de l'intensité des rayonnements gamma. Du fait de la faible efficacité et de la très mauvaise résolution en énergie de ces méthodes, la mesure d'un spectre gamma complexe était un véritable problème.

L'utilisation de la matière scintillante en physique atomique et en physique nucléaire date du début de ce siècle. RUTHERFORD et d'autres physiciens de l'époque l'utilisaient pour compter les particules α. Mais du fait qu'aucun instrument autre que l'oeil humain n'était disponible pour enregistrer les scintillations lumineuses produites par la détection de ces particules, le compteur à scintillateur fut vite remplacé par le compteur Geiger-Müller et la chambre à ionisation. Ces derniers permettaient de détecter jusqu'à 1000 événements par seconde.

Le détecteur à scintillateur a repris de l'importance à la fin des années 40 grâce à l'invention du photomultiplicateur qui transforme les impulsions lumineuses en courant électrique. Il est capable de délivrer pendant de très courtes durées de grandes impulsions de courant faciles à enregistrer directement par les circuits électroniques existants à l'époque. La mesure de l'énergie du rayonnement gamma devient possible même à des taux de comptage beaucoup plus élevés qu'auparavant. Différents types de scintillateurs [HAR92] étaient disponibles : par exemple le scintillateur plastique qui présente une excellente réponse en temps mais une faible efficacité de détection du fait de sa faible densité, le cristal NaI(Tl) essentiellement utilisé pour mesurer le spectre énergie des rayonnements gamma et le cristal CsI dont l'importance relative des composantes lumineuses lente et rapide dépend de la nature de la particule incidente (α, p ou γ) ce qui peut être utilisé pour identifier les particules traversant le détecteur.

Suite à l'utilisation des détecteurs scintillateurs, la connaissance de la

structure nucléaire a rapidement évolué. Grâce à leur grande efficacité de détection, la mesure de coïncidences entre deux détecteurs devient possible. Des mesures de distribution angulaire et de corrélation angulaire permettent la détermination du mélange multipolaire des transitions gamma et du moment angulaire des états émetteurs. Ces études sont essentiellement effectuées à l'aide des détecteurs NaI(Tl). La détermination de la parité des états nucléaires est obtenue par la mesure de la polarisation linéaire des rayonnements gamma. Ainsi de nombreux schémas de niveau de bas spin peuvent être établis de façon précise. De nouveaux phénomènes sont observés tels, en 1963, les premiers états excités d'une bande rotationnelle construite sur l'état fondamental [MOR63] comme le montre la figure I-1. Cependant la mauvaise résolution en énergie des détecteurs scintillateurs ($\sim$ 10% à E_γ = 1 MeV) limite l'observation de nouveaux rayonnements gamma aux transitions dont l'intensité est supérieure à environ 20 – 30% de celle alimentant l'état fondamental du noyau étudié. Afin de permettre une spectroscopie gamma plus fine les physiciens ont cherché à développer un nouveau type de détecteur : les détecteurs semiconducteurs.

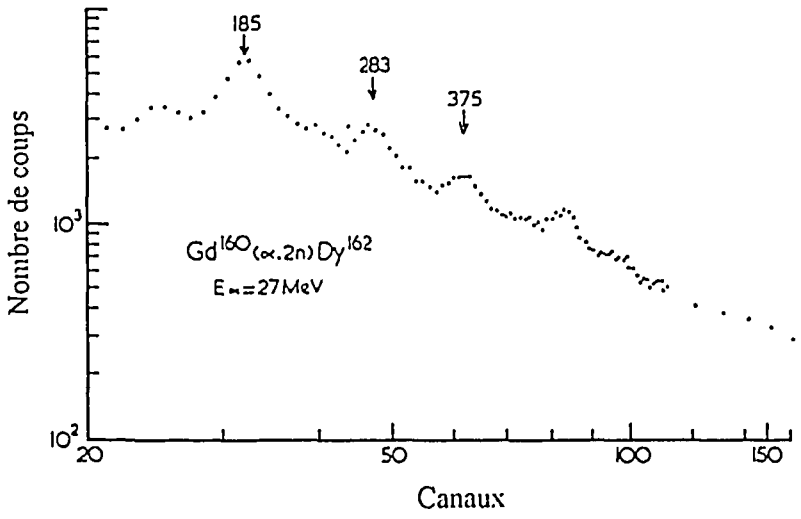


Figure I-1
Spectre gamma obtenu avec un détecteur NaI qui montre l'existence d'une bande rotationnelle.

L'étude de l'effet des rayonnements nucléaires sur un cristal semiconducteur permet de révéler, en 1930, l'existence de la conductivité induite où l'interaction

rayonnement-matière génère un courant dans le cristal. Le premier prototype de détecteur semiconducteur fabriqué en 1945 était constitué d'un cristal de germanium sur lequel deux électrodes métalliques étaient déposées, réalisant ainsi une chambre à ionisation à l'état solide. La collection des charges restait cependant un problème majeur pour ce compteur. C'est en 1950 que l'université de Purdue et les Laboratoires Bell ont annoncés l'utilisation avec succès d'une jonction $p-n$. L'intérêt de tels détecteurs réside dans le fait que le nombre de charges collectées est environ 100 fois plus élevé qu'avec un compteur scintillateur ce qui a pour effet d'améliorer d'un facteur ~ 20 la résolution en énergie du détecteur et permet l'observation dans les spectres gamma de raies discrètes faiblement espacées. L'utilisation de ce type de détecteur ne s'est répandue qu'avec l'apparition aux alentours de 1960 du détecteur silicium à barrière de surface essentiellement utilisé pour la détection de particules chargées. Du fait de l'extension du domaine d'utilisation du silicium en électronique et en recherche fondamentale, les fabricants de cristaux ont cherché à améliorer les techniques de production afin d'obtenir un matériau de plus en plus pur dit quasi intrinsèque. Ce projet fut cependant limité par la contamination au bore du minerai naturel. Ce n'est qu'au début de l'année 1962 que ce problème put être contourné par la technique de compensation au lithium permettant de compenser exactement la densité d'accepteurs locaux. Le matériau ainsi traité était appelé Si(Li).

Le semiconducteur silicium est très efficace pour la détection des particules chargées et des rayonnements X. Mais sa faible densité ρ et son numéro atomique Z limitent fortement la détection des rayonnements gamma de plus grande énergie. Comme le semiconducteur germanium présente des valeurs de ρ et Z par deux fois supérieures à celles du silicium, il fut naturellement choisi pour poursuivre les développements technologiques dans la détection gamma à haute résolution en énergie. De plus à cette époque, la taille des monocristaux de silicium ne dépassait guère quelques mm^3. Le détecteur germanium a donc commencé à jouer un rôle primordial en spectroscopie gamma, et au début des années 70 pratiquement tous les laboratoires impliqués dans cette physique possèdaient un à deux détecteurs Ge(Li) de volume actif d'environ $10cm^3$.

La recherche sur la production de semiconducteurs hyperpurs a été développée parallèlement. En effet le détecteur Ge(Li) présente un inconvénient de taille : il doit être impérativement gardé sous froid ($77°K$) puisque à température ambiante la distribution de lithium dans le détecteur Ge(Li) devient instable. Un réchauffement accidentel du cristal conduit à la précipitation du lithium dans le germanium rendant le compteur inutilisable. Ainsi en 1973 un détecteur germanium hyperpur a été réalisé à partir d'un monocristal de germanium présentant une concentration d'impureté de seulement 10^{10}atomes par cm^3.

L'attrait pour de tels détecteurs réchauffables à température ambiante a conduit au remplacement progressif de l'ancienne génération des compteurs Ge(Li) par le détecteur germanium hyperpur. Cependant le volume actif de germanium resta très longtemps modeste (quelques dizaines de cm^3).

Avec l'avènement des détecteurs germanium, l'amélioration de la résolution en énergie (fig. I-2) permet aux physiciens de réaliser une spectroscopie beaucoup plus fine. En 1971, un groupe suédois utilisant deux compteurs germanium en coïncidence temporelle découvre le phénomène de backbending qui correspond à la brisure d'une paire de nucléons et à l'alignement de leur moment angulaire sur l'axe de rotation [JOH71]. C'est la première mise en évidence d'une excitation à deux quasi-particules dans une structure collective. Dans les années qui suivent de nombreux schéma de niveaux sont établis jusqu'à des spins d'environ $20\hbar$. Des systèmes avec suppression anti-Compton constitués de scintillateurs entourant le détecteur germanium sont développés.

En 1975, Bohr et Mottelson prédisent à l'aide d'un potentiel d'oscillateur harmonique, l'existence de nouveaux nombres magiques pour des noyaux allongés dont le rapport d'axe prend les valeurs suivantes : 3 : 2, 2 : 1, et 3 : 1. Celles-ci correspondent respectivement à des noyaux fortement déformés, superdéformés et hyperdéformés. Or le modèle de la goutte liquide lie de possibles grandes déformations à la rotation rapide du noyau sur lui-même [COH74] et des calculs microscopiques confirment la stabilisation à haut moment angulaire de ces structure déformées [BEN75]. Pour produire expérimentalement de tels noyaux, les physiciens utilisent des réactions de fusion-évaporation qui conduisent à la formation de noyaux composés dont le moment angulaire est d'autant plus élevé que le projectile est lourd. L'apparition au début des années 70 des premiers faisceaux d'ions lourds (^{12}C, ^{16}O) permit l'essor de cette physique. Comme le modèle de la goutte liquide prédit que le meilleur compromis entre le transfert maximum de moment angulaire au noyau composé et la fission est atteint dans la région de masse 150, les recherches en physique des hauts spins se développent tout particulièrement dans cette région, celle des Terres-Rares.

Pour étudier des structures nucléaires plus faiblement alimentées il a été proposé vers la fin des années 70 d'améliorer aussi la sélection des noyaux formés dans les réactions nucléaires. Le choix du paramètre physique permettant cette sélection est étroitement lié au processus de désexcitation du noyau composé dont nous rappelons ci-dessous les principales étapes. Le noyau composé se désexcite généralement par l'émission de plusieurs particules (n, p, α) jusqu'à la région d'entrée gamma en-dessous de laquelle l'énergie disponible est inférieure à l'énergie de liaison d'une particule. Les voies de sortie sont donc multiples et

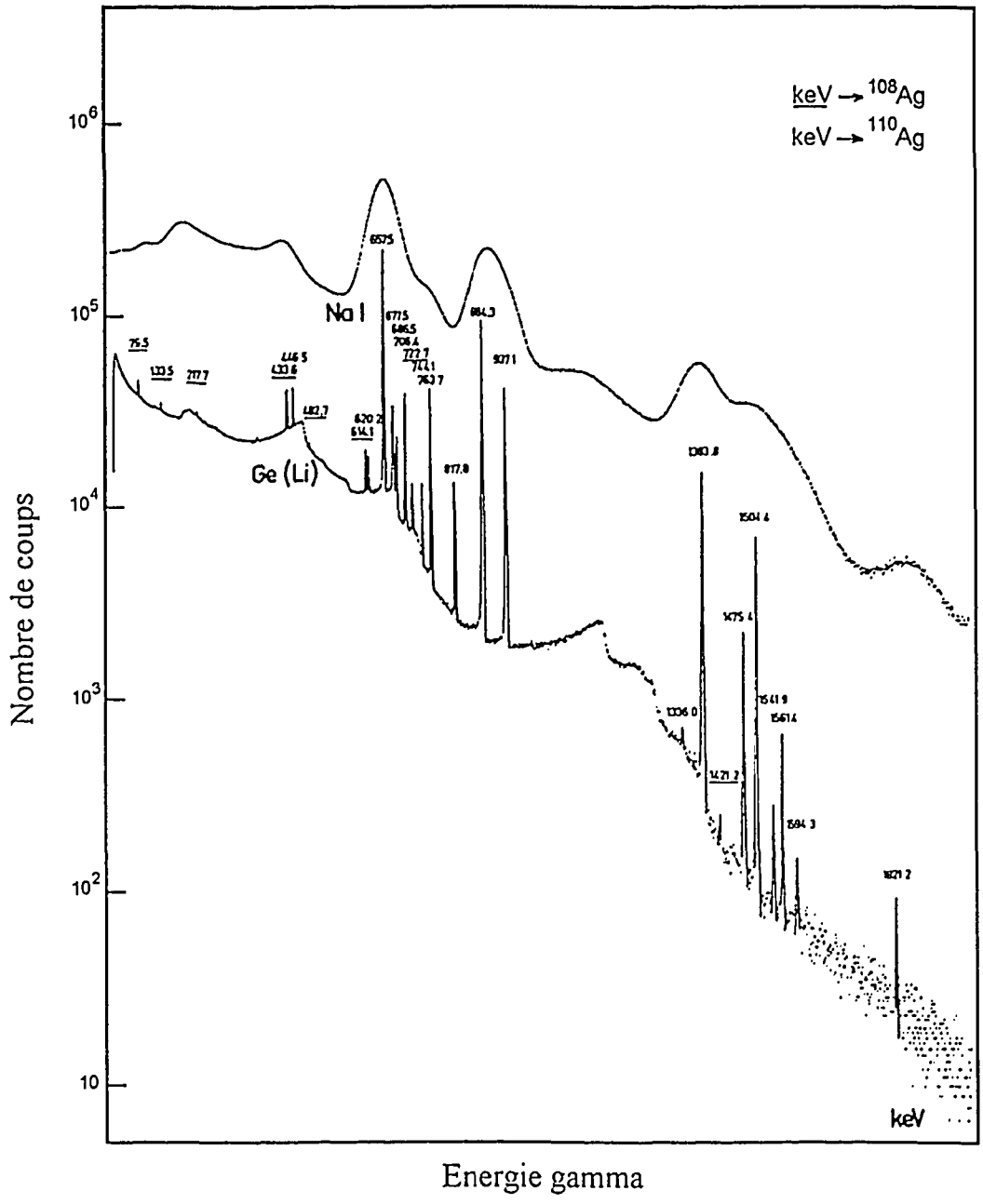


Figure I-2

Comparaison de la qualité des spectres obtenus à l'aide des sources ^{108}Ag et ^{110}Ag dans les mêmes conditions avec un détecteur scintillateur NaI et un détecteur semiconducteur au germanium.

leur nombre croît avec l'énergie incidente du faisceau. Le noyau résiduel ainsi produit ne peut plus se désexciter à une certaine énergie d'excitation que par émission gamma. Cette dernière s'effectue principalement en trois étapes : la désexcitation statistique, l'émission d'un continuum et l'émission de transitions discrètes. Aux énergies d'excitation auxquelles le noyau résiduel est créé, la forte densité d'états régit le processus de désexcitation gamma. Les rayonnement émis, dits *statistiques* sont de nature dipolaire (E1) et contribuent à refroidir le noyau sans diminuer notablement son moment angulaire. Ces transitions sont en moyenne au nombre de quatre par cascade gamma. Au terme de l'émission statistique, le noyau résiduel est faiblement excité au-dessus de la ligne Yrast. Pour des noyaux collectifs, le chemin de désexcitation se distribue ensuite sur les nombreuses bandes rotationnelles de moments d'inertie voisins qui sont disponibles à ces énergies d'excitation. Ceci conduit à l'émission d'un quasi-continuum de transitions E2 d'énergies voisines de 1 MeV. Enfin, la désexcitation gamma s'effectue par le biais de transitions discrètes de nature dipolaire et/ou quadrupolaire jusqu'à l'état fondamental du noyau. De fait, comme les transitions gamma emmènent en moyenne un à deux $\hbar$, la longueur de la cascade gamma ou multiplicité gamma, croît avec le spin auquel le noyau résiduel est créé. La mesure de la multiplicité gamma peut donc servir à sélectionner les événements de haut moment angulaire. Cette technique est d'abord mise en oeuvre grâce à l'utilisation d'un filtre de multiplicité constitué d'environ une dizaine de petits compteurs scintillateurs placés autour de la cible. En imposant que deux ou trois cristaux au moins soient touchés simultanément, on défavorisera très fortement les événements de faible multiplicité gamma comme l'excitation coulombienne ou les réactions de transfert et on privilégiera notablement les voies d'évaporation conduisant aux noyaux résiduels de plus grand spin.

Ces possibilités de sélection de voie de réaction conduisent au développement de deux domaines de recherche principaux : l'étude des mécanismes de réaction et la spectroscopie gamma à haut moment angulaire.

Dans le premier cas, de nombreuses questions restent ouvertes portant sur l'existence même du noyau composé au sens de N.Bohr, sur le transfert du moment angulaire de la voie d'entrée vers les voies de sortie, sur le mécanisme de fusion sous la barrière coulombienne et la possible influence de la structure microscopique des noyaux cible et projectile sur ce processus de réaction, sur les résonances dipolaires géantes construites sur des états de haut moment angulaire, etc.

Pour réaliser des recherches aussi variées il est nécessaire de pouvoir mesurer pour chaque événement nucléaire, l'énergie totale et la multiplicité de la cascade gamma correspondant respectivement à l'énergie d'excitation et au moment

angulaire de création du résidu d'évaporation après correction de la fonction de réponse du montage expérimental [BEN88]. Ce dernier doit donc couvrir un maximum d'angle solide autour de la cible, posséder une grande efficacité de détection gamma même à haute énergie et présenter une grande granularité. Autant de caractéristiques que les systèmes conventionnels de détection gamma de l'époque ne possèdent pas. C'est ainsi qu'apparaît le concept de boule de détecteurs scintillateurs, extension logique des filtres de multiplicité, qui se concrétise en 1983 par la réalisation du SPIN SPECTROMETER à Oak Ridge et de la CRYSTAL BALL à Heidelberg et en 1985 par la mise en service du CHATEAU DE CRISTAL à Strasbourg. Ces multidétecteurs couvrent pratiquement tout l'angle solide autour de la cible ($\Omega/4\pi \sim 95\%$) et sont constitués respectivement de 72 et 162 compteurs NaI(Tl) pour les deux premiers appareillages et de 74 détecteurs BaF_2 pour le CHATEAU DE CRISTAL. Le scintillateur NaI(Tl) fut choisi car c'était alors le scintillateur ayant les meilleures caractéristiques en efficacité de détection et en résolution en énergie. Le développement original à Strasbourg [BEC85] des détecteurs BaF_2 de gros volume a ouvert de nouvelles possibilités tant au niveau de l'efficacité de détection (pouvoir d'arrêt plus élevé) que de la réponse en temps (voisine de 500ps). L'intérêt de ces matériaux scintillants est de donner accès à l'énergie des rayonnements gamma avec une précision raisonnable (meilleure que 10%) tout en assurant à l'ensemble une grande efficacité de détection ($\sim$ 97% à 1 MeV pour des cristaux de NaI de 17 cm de long). Le cristal de BaF_2 permet de surcroît des mesures en temps inférieures à la nanoseconde nécessaires à l'observation d'états isomériques de courtes durées de vie et à la discrimination neutron-gamma par temps de vol.

La sélection de la voie d'évaporation est effectuée par la mesure de la multiplicité gamma et de l'énergie totale grâce au détecteur 4π, la spectroscopie gamma étant réalisée en coïncidence avec quelques détecteurs germanium. Les résultats expérimentaux obtenus avec ces appareillages montrent par exemple la forte influence de l'excitation inélastique ou du transfert de quelques nucléons entre cible et projectile avant réaction, sur la section efficace de fusion sous-coulombienne [ROM90 et DUC93]. Au-delà de la moisson des résultats scientifiques, la construction de ces multidétecteurs conduit à une nouvelle génération de détecteurs nécessitant la gestion d'un grand nombre de voies électroniques et l'analyse de données multiparamétriques.

Dans le domaine de la spectroscopie gamma, les résultats tant expérimentaux que théoriques suscitent un vif intérêt. Mottelson [MOT60] prédit ainsi la transition vers $50\hbar$ des structures rotationnelles déformées allongées en structures non rotationnelles. Ce phénomène traduit la disparition à haut moment angulaire de la force d'appariement. Avec la découverte de la coexistence dans un même

noyau de différentes formes sphérique, aplatie et allongée et avec les prédictions de l'existence des noyaux super et hyperdéformés, le domaine de la spectroscopie à haut moment angulaire connait un grand essor.

Les premiers multidétecteurs étaient essentiellement constitués d'une boule de détecteurs scintillateurs et de quelques détecteurs germanium placés généralement loin de la cible. Les boules internes présentaient une grande efficacité de détection photopic mais leur mauvaise résolution en énergie ne permettait pas de séparer des transitions gamma d'énergies voisines et ne pouvait donc être utilisés que pour la mesure de l'énergie totale et de la multipicité ou pour la sélection de la voie de réaction. La recherche de nouveaux phénomènes à haut spin supposait donc l'augmentation de l'efficacité de détection des détecteurs germanium : ce sera la mise au point de systèmes de détection basés sur l'emploi d'un grand nombre de détecteurs germanium ayant une grande efficacité individuelle. Cependant l'observation de phénomènes rares suppose aussi un grand rapport signal sur bruit. Pour l'améliorer au maximum on utilisera des enceintes anti-Compton : cette méthode de réjection Compton consiste à entourer le détecteur germanium par un détecteur scintillateur de grande efficacité afin de détecter les photons non entièrement stoppés dans le détecteur germanium et de rejeter les événements correspondants. Protégé des rayonnements directs par un collimateur, ce montage fonctionne en anti-coïncidence afin de sélectionner préférentiellement les événements de pleine énergie dans le germanium. L'emploi de cette méthode permet de minimiser le fond Compton dans le spectre et de favoriser l'observation de raies gamma de très faible intensité. C'est ainsi qu'en 1980 le premier multidétecteur destiné à la spectroscopie gamma voit le jour au Danemark. TESSA I, fruit d'une collaboration entre physiciens anglais et danois, est constitué de quatre ensembles de détection suppressés (EDS) comprenant chacun un détecteur Ge(Li) entouré par une enceinte anti-Compton en NaI. Grâce à un collimateur central en plomb seuls les détecteurs germanium sont en regard direct de la cible. Les travaux réalisés à l'aide de cet appareillage dans le noyau de ^{130}Ce [TOD84] permirent de déterminer quelles sont les orbitales responsables de la brisure de la paire de nucléons associées au phénomène de backbending observé dans cette région de masse.

Transféré à Daresbury, Angleterre en 1982, les performances du multidétecteur sont améliorées au fur et à mesure par l'adjonction de deux EDS supplémentaires. Des collimateurs individuels sont placés devant chaque enceinte anti-Compton et le collimateur central est remplacé par une boule interne de petite taille constituée de 50 compteurs BGO, scintillateur de grande efficacité de détection (densité 7,1) qui venait d'être mis au point. Ceci permet entre autre d'obtenir une bonne efficacité de détection (0,95 à 1 MeV) tout en permettant de rapprocher

les détecteurs germanium de la cible. Dans ce montage la boule interne travaillant comme un filtre de multiplicité, ne déclenche l'électronique des détecteurs germanium que si un seuil en nombre de détecteurs BGO touchés simultanément (ou *fold*) est dépassé.

En 1984 l'utilisation du BGO pour les enceintes anti-compton permet de réduire considérablement l'encombrement géométrique et donc d'augmenter le nombre d'EDS. Ainsi le nouveau multidétecteur TESSA III possède une boule interne de 50 détecteurs BGO et 16 EDS comprenant chacun un détecteur germanium hyperpur de 25% d'efficacité relative et une enceinte anti-Compton axiale en BGO.

L'efficacité de détection de TESSA III en coïncidences doubles comparée à celle de TESSA I est accrue d'un facteur 6. C'est grâce à cet appareillage que la première bande superdéformée fut découverte en 1986 dans le noyau ^{152}Dy par une équipe de recherche de l'université de Liverpool [TWI86]. Dans le même temps d'autres multidétecteurs gamma construits sur le même principe sont développés en Europe et en Amérique du Nord : le CHATEAU DE CRISTAL en France (1985), OSIRIS en Allemagne (1984), NORDBALL dans les pays scandinaves (1985), le 8π SPECTROMETER au Canada (1987), etc. De nombreuses bandes superdéformées ont été découvertes à l'aide de ces multicompteurs dans les régions de masse 150 et 190. En 1990, une équipe de recherche du CRN Strasbourg dans une expérience de collaboration franco-britanique a découvert l'existence de bandes superdéformées jumelles [BYR90]. En effet la première bande superdéformée excitée du noyau ^{151}Tb présente une cascade d'une vingtaine de transitions gamma dont les énergies avoisinent à 1 keV près celles de la bande superdéformée yrast du noyau ^{152}Dy. Cette découverte était d'autant plus surprenante qu'aucun des modèles théoriques disponibles à l'époque ne prédisait ce phénomène et qu'en s'appuyant sur les modèles semi-classiques qui considèrent la variation du moment d'inertie en fonction de $A^{5/3}$, une différence d'environ 10 keV entre les énergies gamma des deux bandes était attendue. Ces bandes sont-elles le signe de l'existence d'une nouvelle symétrie de la force nucléaire? La très faible intensité de la bande excitée ($\sim 5 \times 10^{-3}$) ne permettait malheureusement pas d'étude plus approfondie à l'aide des appareillages existants. Il était donc nécessaire de construire un multidétecteur plus performant.

Les spectroscopistes américains ont ainsi lancé en juin 1987, lors d'une conférence, le projet de construction d'un multidétecteur appelé GAMMASPHERE constitué d'une centaine de EDS comprenant chacun un détecteur germanium hyperpur de 70% d'efficacité relative. Celui-ci préfigure une nouvelle génération de multidétecteurs conçus, financés et réalisés à l'échelle d'un continent. La grande efficacité absolue de détection d'un tel ensemble doit permettre l'analyse

d'événements de coïncidence d'ordre élevé avec une forte statistique. Peu de temps après, les physiciens français et britaniques décident d'unifier leurs efforts tant sur le plan humain que financier pour construire le système de détection gamma capable de rivaliser avec GAMMASPHERE : EUROGAM.

La conception de ces deux multidétecteurs est différente de celles des appareillages précédents. En effet, la boule interne couvrant un grand angle solide et de grande efficacité de détection est abandonnée au bénifice de l'augmentation du nombre et de l'efficacité des EDS. Ceux-ci, suffisamment nombreux pour couvrir le plus grand angle solide autour de la cible, comprennent chacun un détecteur germanium monocristallin de gros volume (290 cm^3 soit une efficacité relative de plus de 70%) et une enceinte anti-Compton en BGO très compacte. Le faible volume du scintillateur permet une couverture optimale de l'angle solide par le germanium. Le déclenchement de l'électronique s'effectue quand un nombre minimum de compteurs germanium sont touchés simultanément. Ceci élimine les événements de faible multiplicité gamma. La grande sélectivité de ces appareillages apparait lors de l'analyse des données où l'utilisation de coïncidences quadruples, par exemple, permet de requérir trois conditions en énergie très contraignantes qui éliminent la majeure partie des contaminants.

Pour que EUROGAM soit le premier multidétecteur opérationnel, il fut décidé de réaliser sa construction en plusieurs étapes : dans une première phase le détecteur ne comporte que des compteurs germanium conventionnels alors que dans sa phase finale, il était nécessaire de mettre au point un nouveau type de détecteur pour pouvoir rivaliser avec GAMMASPHERE. Pendant l'installation et le fonctionnement de EUROGAM I, des recherches furent entreprises sur les détecteurs germanium composites pour à la fois augmenter l'efficacité du détecteur et obtenir une réduction de l'élargissement Doppler.

Dans sa première phase de fonctionnement entre fin 1992 et le printemps 1993, l'appareillage est constitué de 45 EDS qui couvrent deux tiers de 4π stéradians. L'espace laissé libre aux angles avant est occupé par un spectromètre de masse des ions de recul. Les cristaux de germanium sont biseautés afin d'optimiser la détection photopic dans l'angle solide sous-tendu par le germanium. L'efficacité absolue photopic de l'ensemble du multidétecteur vaut 0,0435 ce qui est un ordre de grandeur supérieur à celle de TESSA III et repousse de fait la limite d'observation (Chap. III) à environ 7×10^{-4}. Le nombre moyen de compteurs touchés simultanément pour une cascade de 30 rayonnements gamma est approximativement 4 après suppression Compton. Le point marquant des expériences réalisées sur cet appareillage est que la majeure partie des bandes SD excitées sont des structures jumelles des bandes SD yrast des noyaux voisins même pour des noyaux qui diffèrent de 4 unités de masse [FLI93] ce qu'aucun

modèle théorique n'est actuellement dans la possibilité d'expliquer.

Nous avons vu comment l'évolution de la connaissance de la structure du noyau atomique est reliée à celle de la technologie de détection gamma. Ce travail de thèse aura contribué à permettre le développement d'un nouveau type de détecteur germanium : le détecteur composite TREFLE. Sa mise au point rapide permettra d'opérer les augmentations d'efficacité de détection et de pouvoir le résolution escomptés pour la phase II de EUROGAM, conduisant ainsi à un nouveau bond spectaculaire dans l'abaissement de la limite de détection.

NEXT PAGE(S) left BLANK

CHAPITRE II
LES DETECTEURS GAMMA

1. Les interactions du rayonnement gamma avec la matière

Le rayonnement gamma (ou photon) est une onde électromagnétique. Son absorption dans la matière est caractérisée par une décroissance exponentielle de l'intensité du faisceau incident en fonction de l'épaisseur de matière traversée. En effet dans le processus d'absorption ou de diffusion des photons hors de l'axe du faisceau incident, chaque photon est éliminé individuellement à chaque interaction. De fait si un faisceau d'intensité initiale $I(0)$ traverse une épaisseur x de matière, son intensité au point x s'écrit :

$$I(x) = I(0)e^{-\mu x} \qquad (II-1)$$

où μ est le coefficient d'atténuation total pour cette matière.

La quantité $I(0)(1 - e^{-\mu x})$ correspond à la proportion de photons incidents ayant interagi avec la matière. Cette interaction peut se faire suivant trois processus de base : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paire. Le coefficient d'atténuation total est la somme des coefficients d'atténuation partiels photoélectrique μ_{pe}, Compton μ_c et de créaction de paire μ_{pa}. Ces derniers correspondent à la section efficace d'interaction par unité d'épaisseur du matériau traversé et s'écrivent :

$$\mu_i = \frac{\rho N}{A}\sigma_i \qquad (II-2)$$

où ρ est la densité de la matière absorbante en g/cm^3, A son nombre de masse, N est le nombre d'Avogadro et σ_i est la section efficace par atome de chaque processus.

1.1. L'effet photoélectrique

Dans l'interaction photoélectrique, toute l'énergie $h\nu_0$ du photon incident est transférée à un électron lié. Ce dernier, appelé *électron de pleine énergie*, est éjecté avec une énergie cinétique T qui vaut $h\nu_0 - E_i$ où E_i est l'énergie d'ionisation de l'électron situé dans la $i^{\text{ème}}$ couche atomique. Notons que 80% de l'effet photoélectrique est dû à l'expulsion d'un électron de la couche K.

Pour des énergies gamma supérieures à 0,1 MeV, $h\nu_0$ est en général bien supérieure à E_k d'où :

$$T \approx h\nu_0 \qquad (II-3)$$

La section efficace photoélectrique par atome pour les électrons de la couche K s'exprime [KAP56] :

$$\sigma_{pe-K} = \sigma_0 Z^5 \left(\frac{1}{137}\right)^4 4\sqrt{2}\left(\frac{m_0c^2}{h\nu_0}\right)^{7/2} \qquad (II-4)$$

où σ_0 représente la section efficace de diffusion Thomson qui vaut $6,651 \times 10^{-25}\text{cm}^2$ et m_0c^2 est l'énergie au repos d'un électron.

Ce processus est prépondérant pour des photons de basse énergie.

1.2. La diffusion Compton

Dans ce processus le photon incident d'énergie $h\nu_0$ réalise une collision élastique avec un électron libre, dit *électron de recul*. Une partie de l'énergie du photon incident est fournie à l'électron atomique et le rayonnement gamma est diffusé à l'angle θ avec l'énergie restante $h\nu$ (fig. II-1). En tenant compte de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement nous avons :

$$h\nu = \frac{m_0c^2\alpha}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \quad \text{où} \quad \alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2} \qquad (II-5)$$

L'électron de recul possède une énergie cinétique $T = h\nu_0 - h\nu$ qui atteint sa valeur maximale quand $\theta = \pi$.

$$T_{\max} = \frac{m_0c^2\alpha}{1+0,5/\alpha} \qquad (II-6)$$

La section efficace différentielle par électron de la diffusion Compton d'un faisceau de rayonnement gamma non polarisé est donnée par la célèbre formule de Klein-Nishina [KLE29] :

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2\left(\frac{\nu_0}{\nu} + \frac{\nu}{\nu_0} - \sin^2\theta\right) \qquad (II-7)$$

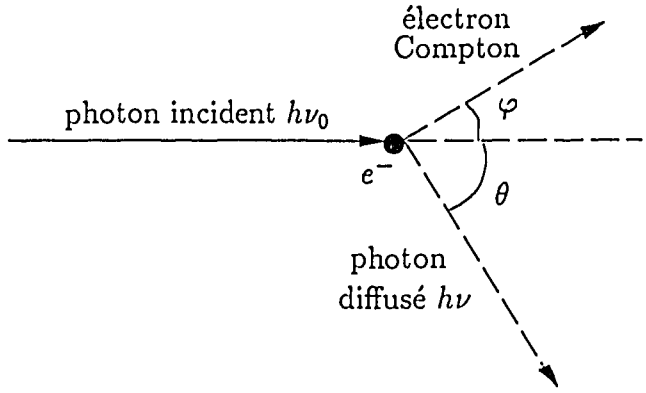


Figure II-1
Schéma représentant le processus de diffusion Compton.

où r_0 est le rayon classique de l'électron soit $e^2/4\pi\varepsilon_0 m_0 c^2$.

La distribution angulaire tirée de l'équation (II-7) montre que pour une valeur de $h\nu_0$ faible la distribution angulaire des photons diffusés est symétrique par rapport à 90° avec deux maxima à $\theta = 0°$ et $\theta = 180°$. Quand $h\nu_0$ augmente la distribution angulaire se focalise de plus en plus vers les angles faibles autour de 0°.

La section efficace totale de diffusion Compton par électron est obtenue en intégrant la section efficace différentielle sur l'angle solide [KAP56] :

$$\sigma_c = \frac{3}{4}\sigma_0\left\{\frac{1+\alpha}{\alpha^2}\left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha}-\frac{1}{\alpha}\ln(1+2\alpha)\right]+\frac{1}{2\alpha}\ln(1+2\alpha)-\frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2}\right\} \quad (II-8)$$

La section efficace d'interaction par atome vaut $Z\sigma_c$ où Z est le numéro atomique du matériau considéré.

Ce processus d'interaction est de loin le plus probable pour les énergies comprises entre quelques centaines de keV et quelques MeV. Dans ce domaine en énergie, sa probabilité d'occurence élevée conduit souvent à des diffusions Compton successives pouvant se terminer par une absorption totale de l'énergie gamma par effet photoélectrique. En fait, à partie de quelques centaines de keV, le processus d'interaction multiples contribue majoritairement au pic de pleine énergie que nous appellerons "photopic" dans la suite de ce manuscript.

1.3. L'effet de création de paire externe

A plus grande énergie il existe la probabilité que le rayonnement gamma se matérialise en une paire de particules, un électron et un positron qui possèdent respectivement l'énergie cinétique T_- et T_+ .

Nous avons donc :

$$h\nu_0 = T_+ + T_- + 2m_0c^2 \qquad (II-9)$$

D'après cette expression le processus de création de paire nécessite un photon incident d'énergie supérieure au seuil de $2m_0c^2$ soit 1,022 MeV. La section efficace de création de paire par atome s'écrit [EVA55] :

$$\sigma_{pa} = \frac{1}{137} \times \frac{3}{8\pi}\sigma_0 Z^2 \bar{P} \qquad (II-10)$$

où $\bar{P}$ est une valeur moyenne de la fonction P qui dépend de $h\nu_0$ et de T_+ et varie entre 0 pour des énergies inférieures au seuil et 20 pour $h\nu_0$ tendant vers l'infini.

Un positron, après avoir été créé, est ralenti par des collisions avec les atomes jusqu'à ce qu'il soit au repos. Puis il interagit avec un électron qui est généralement au repos. Les deux particules s'annihilent et deux photons de 511 keV sont émis suivant des directions opposées. Dans le cadre de la détection gamma, si un ou deux de ces photons s'échappent du détecteur sans être réabsorbé, le spectre gamma présentera respectivement un pic de premier échappement d'énergie $h\nu_0 - 511$ keV ou un pic de double échappement d'énergie $h\nu_0 - 1022$ keV.

Les trois effets que nous venons de décrire jouent un rôle plus au moins important en fonction de l'énergie du rayonnement gamma incident et du numéro atomique Z de la matière absorbante comme le montre la figure II-2.

2. Fonctionnement des détecteurs de rayonnements gamma

Nous nous proposons de décrire dans ce chapitre les principaux types de détecteurs de rayonnements gamma adaptés à des énergies comprises entre quelques dizaines de keV et plusieurs MeV : les détecteurs scintillateur et semiconducteur.

2.1. Les détecteurs scintillateurs

Le principe de fonctionnement d'un détecteur scintillateur [KNO79] est basé sur la production de lumière visible due à l'excitation du matériau lors de la détection d'un rayonnement gamma. Cette lumière guidée sur la photocathode

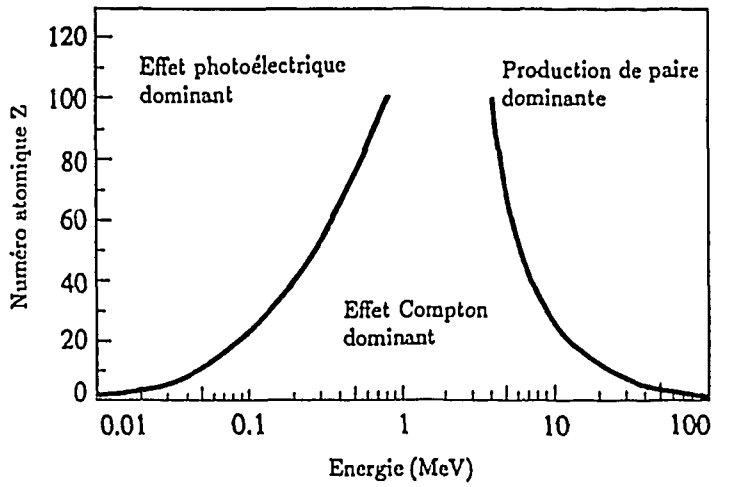


Figure II-2
Importance relative des trois principaux modes d'interaction entre le rayonnement gamma et la matière absorbante.

d'un photomultiplicateur(PM) créé des photoélectrons qui, accélérés d'une dynode à l'autre du PM, voient leur nombre multiplié par un facteur important, 10^7 à 10^{10}. Ils génèrent sur l'anode du PM une impulsion électrique qui sera traitée grâce à une électronique d'acquisition des données.

Les scintillateurs les plus utilisés comprennent les cristaux inorganiques alcalino-terreux, dont l'iodure de sodium est un exemple de réussite, et les détecteurs organiques liquides et plastiques. Les compteurs inorganiques ont une bonne sortie de lumière mais leur réponse en temps est relativement lente. Au contraire les scintillateurs organiques sont bien plus rapides mais émettent beaucoup moins de lumière.

2.1.1. Le mécanisme de scintillation

2.1.1.1 Les détecteurs organiques

Les scintillateurs organiques sont constitués de molécules de grandes tailles dont les liaisons électroniques π génèrent un schéma de niveaux d'énergie du type de celui présenté en figure II-3. On y distingue des états de spin nul (singlet S) et de spin non nul (triplet T pour $I = 1$). L'énergie d'excitation entre l'état singlet fondamental S_0 et le premier excité S_1 est de 3 à 4 eV. Sur ces états se construisent des états vibrationnels dont l'espacement moyen est d'environ 0,15 eV. La détection d'un rayonnement gamma entraîne l'excitation de nombreuses molécules dans des états singlets excités qui se désexcitent de

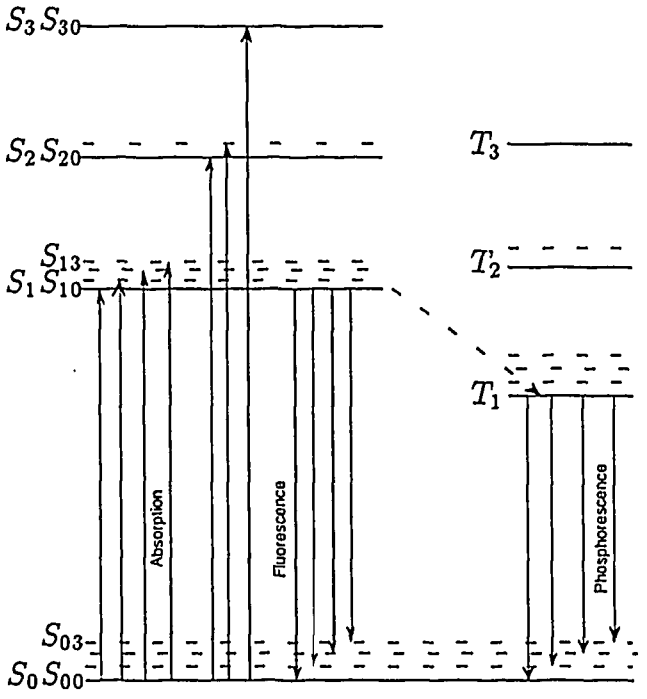


Figure II-3
Niveaux d'énergie d'une molécule organique possèdant des liaisons électroniques π. Les niveaux S_{ij} correspondent aux états vibrationnels construits sur l'état S_i.

façon non radiative vers les états S_1 ou T_1. Ces derniers se désexcitent vers l'état fondamental S_0 et ses états vibrationnels selon des temps de décroissance différents. La réexcitation de la molécule de l'état T_1 vers l'état S_1 est aussi possible donnant lieu à l'émission de fluorescence retardée. Les fréquences d'émission sont plus faibles que celles d'absorption réduisant ainsi la probabilité de réabsorption de la lumière visible émise. Le cristal est ainsi suffisamment transparent pour permettre son utilisation comme détecteur scintillateur.

2.1.1.2 Les détecteurs inorganiques avec activateur

Les niveaux d'énergie accessibles aux électrons dans le cristal d'un scintillateur inorganique présentent une structure de bandes discrètes similaire à celle existant dans un matériau semi-conducteur. Quand un photon d'énergie E_γ est détecté par le cristal, un nombre d'électrons proportionnel à E_γ est excité. Ces électrons se désexcitent en émettant une lumière en général en-dehors du domaine visible et facilement réabsorbée par le cristal. Le matériau peu transparent à sa propre lumière est donc peu adapté à la détection par scintillation.

Une amélioration sensible peut être obtenue en ajoutant une faible quantité

d'impuretés appropriées (concentration relative d'impuretés d'environ 10^{-3}) dites *activateur*, qui génère des niveaux d'énergie dans la bande interdite du cristal pur (fig. II-4). Ainsi la désexcitation des électrons de la bande de conduction se réalise-t-elle majoritairement au travers des états intrus de l'activateur. Les énergies de transition entre les états intrus excités et leur fondamental sont inférieures à celle de la largeur de la bande interdite du matériau scintillant, conduisant de fait à une émission de photons visibles non réabsorbés par le cristal.

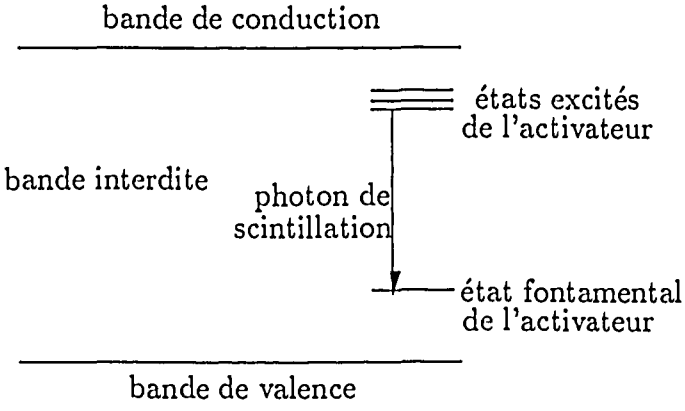


Figure II-4
Structure de bande d'un scintillateur avec activateur.

2.1.2. Décroissance de la lumière

L'émission de lumière visible correspond dans les scintillateurs à une décroissance exponentielle. L'intensité de lumière peut donc s'écrire :

$$I(t) = I(0)e^{-t/\tau} \qquad (II-11)$$

où τ est le temps de décroissance.

Dans les scintillateurs organiques comme inorganiques la décroissance de lumière comporte deux composantes, celle de fluorescence prompte (τ_p) et celle de fluorescence retardée(τ_r). Les temps de décroissance correspondants valent respectivement quelques nanosecondes et quelques centaines de nanosecondes pour les cristaux organiques, quelques centaines de nanosecondes et des durées allant jusqu'à la milliseconde pour les cristaux inorganiques. Ainsi pour l'ensemble des scintillateurs organiques et certains des scintillateurs inorganiques comme le fluorure de baryum (BaF_2) [CUR88], la décroissance de la lumière possède une composante rapide (τ_p) et une composante lente (τ_r) :

$$I(t) = I_p e^{-t/\tau_p} + I_r e^{-t/\tau_r} \qquad (II-12)$$

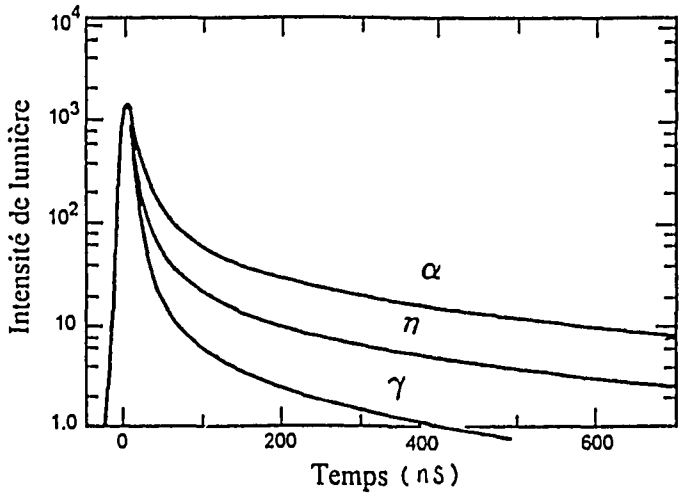


Figure II-5
Dépendance de la forme de l'impulsion lumineuse en fonction de la nature de la particule incidente.

où I_p et I_r sont respectivement les intensités des composantes de décroissance prompte et retardée. Leur intensité lumineuse dépend, dans certains scintillateurs, de la nature de la particule détectée(fig. II-5). Cette propriété peut donc être utilisée pour identifier les particules traversant le détecteur et sélectionner l'une d'entre elles par la méthode de discrimination des formes d'impulsions.

2.1.3. Fonctionnement du tube photomultiplicateur

Le tube photomultiplicateur a pour fonction de transformer la lumière de scintillation en un signal électrique détectable. Il est composé d'une enceinte sous vide dont la face d'entrée, transparente aux photons à détecter, est recouverte d'un matériau photosensible appelé *photocathode*. Celle-ci est suivie par un système de collection et de multiplication des électrons (chaîne de dynodes) terminé par une anode. Les signaux énergie et temps sont généralement collectés respectivement sur l'anode et l'avant dernière dynode.

La sensibilité aux photons de la photocathode est caractérisée par l'efficacité quantique ε_q qui est par définition, le rapport entre le nombre de photoélectrons produits et le nombre de photons incidents. Dans le meilleur des cas cette grandeur ne dépasse pas 20 à 30% du fait de la très faible épaisseur de la photocathode (25nm) qui est semi-transparente à la lumière incidente.

La chaîne de multiplication du PM est basée sur le principe de l'émission d'électrons secondaires. Les dynodes sont soumises à des tensions croissantes de

la photocathode à la sortie du PM. Ainsi les électrons issus de la photocathode sont accélérés jusqu'à la première électrode *dynode*. L'électron primaire y génère de nombreuses paires électron-trou dont seuls quelques électrons parviennent à s'échapper. Le facteur de multiplication δ pour une seule dynode correspond au rapport entre le nombre d'électrons secondaires sur le nombre d'électrons incidents. Si un PM est constitué de n étages de multiplication, le gain du PM sera $\alpha\delta^n$ où α est l'efficacité de collection des photoélectrons par la première dynode et est reliée à la structure du PM. Généralement δ est voisin de 5, n de 10 et α de 1 conduisant à un gain d'environ 10^7.

2.1.4. Résumé des propriétés des scintillateurs

La résolution en énergie d'un détecteur scintillateur est voisine de 10%. Elle est due à la fluctuation statistique du nombre de photons créés lors du processus de scintillation, à la collection optique imparfaite de ces photons, à l'efficacité quantique ε_q et au gain du PM. La résolution du détecteur scintillateur n'est donc pas suffisante pour entreprendre une spectroscopie fine des rayonnements gamma. Par contre, sa résolution en temps est généralement très bonne, de l'ordre de la nanoseconde. Le détecteur scintillateur est, de fait, un outil privilégié pour la mesure de coïncidences rapides. Le tableau II-1 résume les propriétés principales de quelques détecteurs scintillateurs.

Matériau	Densité(g/cm^3)	$E_{1/2}(\%)$	$T_{1/2}(ns)$
NaI	3,67	$7 \sim 8$	~ 3
BGO	7,13	~ 15	~ 4
BaF_2	4,88	~ 10	$\sim 0,5$

Tableau II-1
Densité, résolution en énergie ($E_{1/2}$) à 1332 keV *et résolution en temps ($T_{1/2}$) mesurées pour trois détecteurs scintillateurs à l'aide d'une source de* ^{60}Co.

2.2. Les détecteurs semiconducteurs

La faible résolution en énergie des détecteurs scintillateurs a suscité la recherche de matériaux plus à même de répondre à la nécessité de résoudre des spectres d'énergie gamma complexes. Ceci conduit à la découverte des détecteurs semiconducteurs qui, lors de la détection d'un rayonnement gamma, produisent

un plus grand nombre de charges électriques que les matériaux scintillants, ce qui réduit les effets de la fluctuation statistique et améliore la résolution en énergie. Les différentes caractéristiques des deux matériaux semiconducteurs les plus utilisés sont résumées dans le tableau II-2.

	Si	Ge
Largeur de la bande interdite($300°K$); eV	1,115	0,665
Largeur de la bande interdite($0°K$); eV	1,165	0,746
Densité de porteurs intrinsèques; cm^{-3}	$1,5 \times 10^{10}$	$2,4 \times 10^{13}$
Mobilité des électrons($300°K$); $cm^2/V.s$	1350	3900
Mobilité des trous($300°K$); $cm^2/V.s$	480	1900
Mobilité des électrons($77°K$); $cm^2/V.s$	$2,1 \times 10^4$	$3,6 \times 10^4$
Mobilité des trous($77°K$); $cm^2/V.s$	$1,1 \times 10^4$	$4,2 \times 10^4$
Energie par paire électron-trou($77°K$); eV	3,76	2,96

Tableau II-2
Résumé des principales caractéristiques des matériaux germanium et silicium[BER68].

2.2.1. Structure de bande dans les semiconducteurs

Après avoir résolu l'équation de Schrödinger pour un électron soumis à l'influence d'un potentiel périodique(réseau cristallin), nous pouvons voir que les électrons d'un solide cristallin occupent des intervalles d'énergie bien définis, appelés *bandes permises*, qui sont spécifiques au cristal considéré. Les bandes permises sont séparées par des bandes dites *interdites* dans lesquelles aucun électron ne peut se trouver si le cristal est pur. La dernière bande permise remplie d'électrons est dite *bande de valence*. Les électrons l'occupant sont liés aux atomes du réseau cristallin alors que ceux présents dans la bande permise immédiatement supérieure, dite *bande de conduction*, ont une énergie suffisante pour migrer librement dans le cristal.

Pour le germanium la largeur de la bande interdite à $77°K$ est de 0,73 eV alors que pour le silicium elle vaut 1,15 eV.

2.2.2. Diode semiconductrice

Les atomes des semiconducteurs sont tétravalents. En présence d'impuretés du groupe V du tableau périodique de Mendeleïev, un atome pentavalent occupe la

place d'un atome du cristal. L'un de ses cinq électrons périphériques n'est pas lié aux autres atomes du réseau et introduit donc un niveau donneur dans la bande interdite au voisinage de la bande de conduction. Cet électron faiblement lié à l'impureté peut facilement être excité dans la bande de conduction par agitation thermique. Ainsi un semiconducteur dopé en impuretés pentavalentes dites donatrices a pour porteurs majoritaires des électrons. On dit qu'il possède une conductibilité extrinsèque de *type n*. De la même façon un semiconducteur dopé en impuretés trivalentes dites acceptrices possède une conductibilité extrinsèque de type p. Comme les deux types d'impuretés existent naturellement dans le cristal, seule la différence des concentrations d'impuretés $\delta = C_d - C_a$ détermine le type p ($\delta < 0$) ou $n(\delta > 0)$ du semiconducteur.

Une jonction présente une surface séparant un matériau de type p de concentration C_a et un matériau de type n de concentration C_d. La diffusion des porteurs majoritaires au travers de la jonction génère une ionisation progressive du cristal. Le champ électrique qui en découle s'oppose à cette diffusion conduisant, à l'équilibre, à l'établissement d'une zone de déplétion (fig. II-6). Cette dernière n'est pas assez profonde et le champ $\mathcal{E}_0$ pas suffisamment intense pour collecter toutes les charges créées par le rayonnement gamma. Il est donc nécessaire d'appliquer une tension externe V pour créer un champ électrique de même direction que $\mathcal{E}_0$ et s'étendant dans tout le cristal. Pour ce faire la jonction doit être polarisée en inverse c'est à dire que la tension appliquée sur le côté p de la jonction est inférieure à celle appliquée sur le côté n [KNO79]. Pour un cristal planaire, la profondeur D de la zone de déplétion s'écrit :

$$D = \left(\frac{2\epsilon V}{e} \times \frac{C_a + C_d}{C_a C_d}\right)^{1/2} \qquad (II-13)$$

où ϵ est la permittivité du semiconducteur et e la charge de l'électron. En tenant compte du fait que la densité d'impureté du contact est très supérieure à celle du cristal, nous avons :

$$D \simeq \left(\frac{2\epsilon V}{eC}\right)^{\alpha} \qquad (II-14)$$

où C est la concentration d'impureté propre au cristal. Le paramètre α varie entre 1/2 et 1/3 et est voisin de 0,4. Il rend compte du fait qu'en réalité une jonction ne peut être aussi abrupte qu'en figure II-6.

En pratique toute l'épaisseur d du cristal doit être déplétée ce qui suppose l'application sur la jonction d'une tension minimale dite *tension de déplétion* V_d où :

$$V_d = \frac{eCd^{1/\alpha}}{2\epsilon} \qquad (II-15)$$

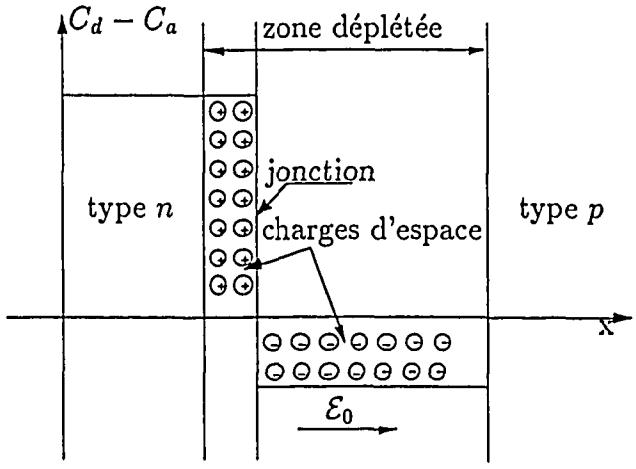


Figure II-6
Jonction abrupte $p - n$ à l'équilibre thermodynamique.

Pour permettre de collecter correctement les charges et d'appliquer la tension sur la jonction, il est nécessaire de réaliser des contacts bien conducteurs. Les impuretés sont introduites volontairement et de façon controlée jusqu'à des concentrations de quelques 10^{16}atomes/cm^3. Un contact fortement dopé est noté p^+ ou n^+.

2.2.3. Création des porteurs

Nous avons vu que les ondes électromagnétiques interagissent avec la matière selon trois processus différents, l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paire. Les électrons rapides, créés au cours de ces divers processus d'interaction possèdent une énergie très supérieure à la largeur de la bande interdite. Ils se désexcitent en générant un nombre N de paires électron-trou proportionnel à l'énergie gamma détectée :

$$N = \frac{E_\gamma}{W} \qquad (II - 16)$$

où W est l'énergie moyenne nécessaire à la production d'une paire. Cette dernière mesurée à la température de l'azote liquide vaut :

$$W_{Si} = 3,76 \text{ eV}$$
$$W_{Ge} = 2,96 \text{ eV}$$

La collection complète de ces porteurs nous donne accès à l'énergie du rayonnement incident alors que leur distribution dans le temps détermine le moment de l'interaction.

Il est à noter que la densité intrinsèque n_i de paires électron-trou créées thermiquement par unité de temps dépend fortement de la tempétature T de fonctionnement du cristal et varie comme $n_0 T^{3/2} e^{-E_g/2KT}$ où la constante n_0 dépend du matériau semiconducteur et E_g correspond à la largeur de la bande interdite. Cette génération thermique de porteurs libres induit un courant inverse de bruit proportionnel à la valeur de n_i. Pour un détecteur germanium à température ambiante $300°K$, ce courant dépasse largement la valeur de 10^{-10}A au delà de laquelle le détecteur ne fonctionne plus correctement. C'est pour cela que les détecteurs germanium sont maintenus à une température voisine de celle de l'azote liquide.

2.2.4. Distribution du champ électrique et collection des charges

Le détecteur étant polarisé, les charges créées par la détection d'un rayonnement commencent à migrer dès leur création sous l'action du champ électrique appliqué $\mathcal{E}$. Quand la valeur de $\mathcal{E}$ est assez faible, la vitesse de migration des charges v est proportionnelle au champ appliqué :

$$\begin{aligned} v_{tr} &= \mu_{tr}\mathcal{E} \\ v_e &= \mu_e \mathcal{E} \end{aligned} \qquad (II-17)$$

où μ_{tr} et μ_e sont les mobilités des électrons et des trous. Pour le germanium, ces deux paramètres à la température de l'azote liquide sont du même ordre de grandeur (tableau II-1) contrairement à ce qui est observé dans le cas des chambres à fil. Lorsque l'intensité du champ $\mathcal{E}$ augmente, sa relation à la vitesse des porteurs n'est plus linéaire. Cette dernière atteint une valeur maximale appelée *vitesse de saturation* pour des valeurs de champ supérieures à 100 V/mm.

La distribution du champ électrique dans le cristal peut être déduite de la solution de l'équation de Poisson pour le potentiel électrostatique :

$$\begin{aligned} \nabla^2\varphi &= -\rho/\epsilon \\ avec\ \vec{\mathcal{E}} &= -\nabla\varphi \end{aligned} \qquad (II-18)$$

où $\rho = eC_{im}$ avec C_{im} la concentration d'impuretés du matériau. Le champ $\mathcal{E}$ correspond à l'intégrale sur l'épaisseur du cristal de l'expression II-18.

2.2.4.1 Détecteurs planaires

La manière la plus simple de créer un détecteur semiconducteur est de réaliser un détecteur planaire qui correspond à un cristal de géométrie cylindrique dont l'épaisseur est plus petite que le diamètre. Les deux surfaces planes du cristal sont utilisées pour réaliser les contacts p^+ et n^+ qui servent à appliquer la haute tension ou la masse (fig. IV-2). La surface cylindrique est rendue isolante par

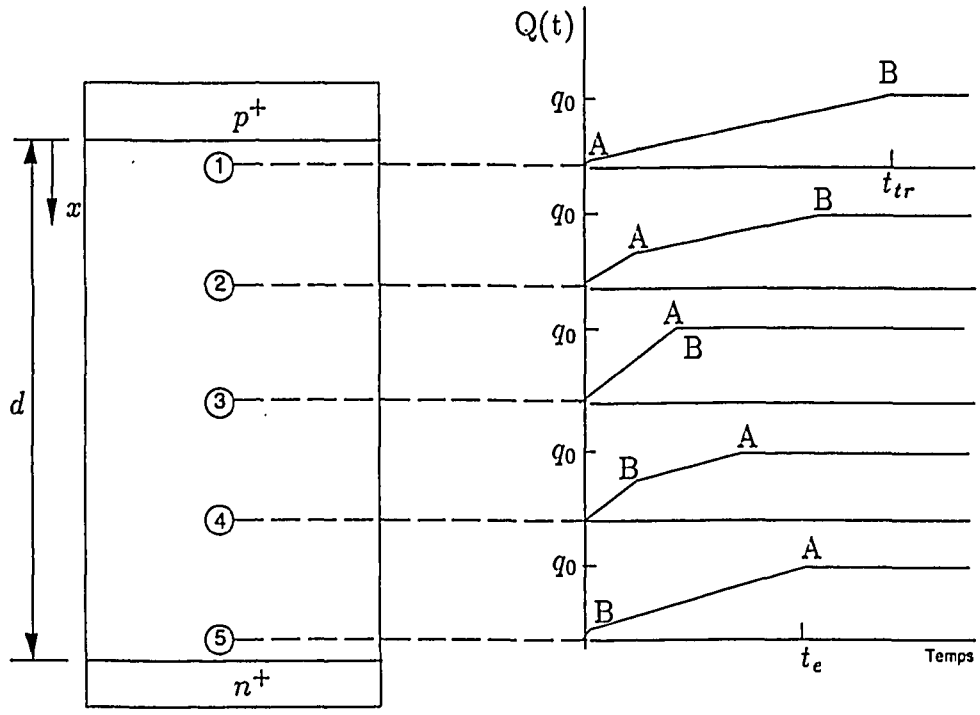


Figure II-7

Formes des impulsions $Q(t)$ à la sortie d'un détecteur planaire pour différentes profondeurs x de détection dans le cristal. Points A : fin de la collection des électrons, Points B : fin de la collection des trous.

traitement chimique. Pour un détecteur planaire d'épaisseur d, l'intensité du champ $\mathcal{E}$ s'écrit :

$$-\mathcal{E}(x) = \frac{V}{d} + \frac{\rho}{\epsilon}(\frac{d}{2} - x) \qquad (II-19)$$

où V est la tension appliquée sur le cristal et x est la distance entre le point d'interaction du rayonnement détecté et le contact mis à la masse.

La forme de l'impulsion résultant de la détection du photon est fonction du temps et s'écrit :

$$Q(t) = q_0\left\{\frac{x}{d}\left[\frac{t - U(t - t_{tr})}{t_{tr}}\right] + \frac{d-x}{d}\left[\frac{t - U(t - t_e)}{t_e}\right]\right\} \qquad (II-20)$$

où q_0 est le produit de la charge d'un électron par le nombre de paires créées par la détection de l'onde électromagnétique, U est une fonction telle que :

$$U(t) = \begin{cases} t & \text{si } t > 0 \\ 0 & \text{si } t \leq 0 \end{cases}$$

t_{tr} est le temps de collection des trous qui vaut x/v_{tr} avec v_{tr} la vitesse de saturation des trous et t_e est le temps de collection des électrons qui vaut $(d-x)/v_e$ avec v_e la vitesse de saturation des électrons.

La figure II-7 nous montre la forme de l'impulsion de sortie du cristal pour différentes valeurs de la profondeur x de détection dans la diode. Pour un détecteur planaire de faible épaisseur, les valeurs de t_{tr} et t_e étant faibles, la dispersion des fronts de montée est limitée, ce qui conduit à une excellente résolution en temps du détecteur. Cependant l'équation (II-19) montre que le champ électrique décroît rapidement en fonction de l'épaisseur d et de la concentration d'impuretés ρ. Ainsi pour maintenir un champ suffisamment fort dans tout le cristal, l'épaisseur d est longtemps restée limitée à quelques milimètres.

2.2.4.2 Détecteurs coaxiaux

Pour pouvoir augmenter le volume de germanium actif, il fut nécessaire d'imaginer une nouvelle géométrie permettant d'établir un champ intense dans tout le cristal : le détecteur coaxial. Ces cristaux de symétrie cylindrique, sont percés d'un trou concentrique d'environ 1 cm de diamètre le long de l'axe jusqu'à 1 cm de la surface d'entrée du cristal (fig. IV-12). La haute tension et la masse sont appliquées sur les surfaces externe et interne. Pour un tel détecteur le champ électrique s'écrit :

$$-\mathcal{E}(r) = \frac{-\rho}{2\epsilon} r + \frac{V + \frac{\rho}{4\epsilon}(r_2^2 - r_1^2)}{r \ln(r_2/r_1)} \qquad (II-21)$$

où V est la tension appliquée, r_1 et r_2 sont respectivement les rayons interne et externe du détecteur et r est la distance entre le point d'interaction et le contact mis à la masse. L'impulsion de sortie prend alors la forme suivante :

$$Q(t) = \frac{q_0}{\ln(r_2/r_1)} \left\{ \ln\left[1 + \frac{v_e}{r}(t - U(t-t_e))\right] - \ln\left[1 - \frac{v_{tr}}{r}(t - U(t-t_{tr}))\right] \right\} \quad (II-22)$$

La figure II-8 montre les différentes formes de l'impulsion pour différentes valeurs de r. Comme dans le cas du détecteur planaire la forme des impulsions et, par conséquent, le temps de montée de l'impulsion dépend du point de détection du rayonnement gamma dans le cristal. La dispersion des temps de montés est d'autant plus importante que la taille du cristal est grande. Actuellemnt, le diamètre des plus grands cristaux de germanium est d'environ 7-8 cm ce qui détériore la réponse en temps du détecteur.

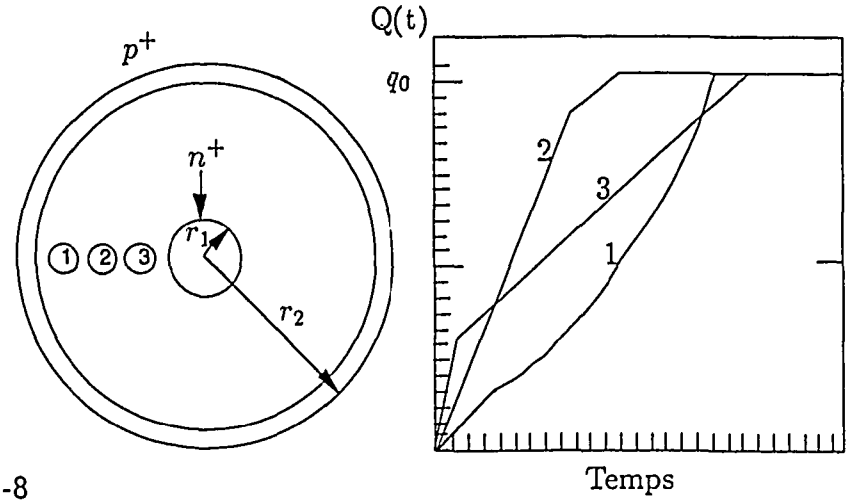


Figure II-8

Formes des impulsions $Q(t)$ de sortie d'un détecteur coaxial pour différents rayons r de détection.

2.2.5. Fabrication des détecteurs germanium

Nous avons vu au chapitre 1 que ces détecteurs étaient initialement dopés au lithium. Cette technique avait pour défaut la précipitation du dopant lors d'un réchauffement du détecteur. Les progrès technologiques ont permis le développement de matériaux hyperpurs de type n ou p dont la concentration d'impuretés est de l'ordre de 10^{10}atomes/cm^3. Le contact p^+ est obtenu par implantation de bore à l'aide d'un faisceau de BF_3 d'environ 20-30 keV et n'introduit qu'une faible épaisseur de germanium inactif ($\sim 1\mu m$). Le contact n^+ est obtenu par diffusion thermique de lithium à environ $250°C$ durant 20 à 30 minutes. La zone de germanium inactif générée par cette technique est d'au moins 0,3 mm. Pour des raisons de configuration du détecteur, de distribution du champ électrique et de collection des charges, le détecteur coaxial de type n est plus résistant aux dommages aux neutrons que celui de type p alors que la résistance des détecteurs planaires de type p et n est identique et se situe entre celle des deux types de détecteurs coaxiaux.

Pour produire un cristal de germanium utilisable pour la fabrication d'un compteur, la concentration d'impuretés le long de l'axe du cristal ne doit pas varier de façon trop importante. Durant les années 60, les techniques de croissance des monocristaux de germanium ne permettaient que la production de lingots de petite taille. La longueur du cristal resta ainsi lontemps inférieure à 1 cm conduisant préférentiellement au développement des détecteurs planaires. Le champ électrique y règnant pouvant être très intense, la collection des charges est

efficace et rapide. Le détecteur planaire présente de fait d'excellentes réponses en temps ($T_{1/2} \sim 3ns$) et en énergie ($E_{1/2} < 2$ keV), et est particulièrement adapté à la détection de rayonnements de basse énergie. Avec l'avènement des détecteurs coaxiaux, des volumes de germanium plus importants sont accessibles accroissant l'efficacité de ces compteurs à plus haute énergie. L'évolution constante des techniques de croissance des cristaux de germanium permet aujourd'hui d'atteindre des diamètre et longueur d'environ 8 cm avec une efficacité similaire à celle d'un détecteur NaI de $7,6 \times 7,6$cm.

3. Caractéristiques générales d'un détecteur

Nous nous proposons de définir ici les principaux paramètres caractéristiques d'un détecteur : les résolutions en énergie et en temps, l'efficacité de détection et le rapport pic sur total.

3.1. Résolution en énergie

Ce paramètre traduit le pouvoir que possède le compteur de séparer deux raies gamma d'énergies voisines et correspond à la largeur à mi-hauteur d'un pic d'un spectre gamma mesuré.

Le nombre N des porteurs créés lors du passage d'un rayonnement gamma est proportionnel à son énergie E_γ, i.e. :

$$E_\gamma = kN \qquad (II-23)$$

où k est l'énergie moyenne nécessaire pour générer un porteur. La fluctuation statistique de N est supposée suivre la loi de Poisson. Ainsi la contribution purement statistique $E_{1/2_{sta}}$ à la largeur à mi-hauteur de la raie gamma s'écrit :

$$E_{1/2_{sta}} = 2,35k\sqrt{N} \qquad (II-24)$$

en supposant que le pic est de forme gaussiene. En tenant compte de l'expression II-23 et en incluant quadratiquement la contribution du bruit, nous obtenons l'équation de la résolution en énergie $E_{1/2}$ d'un détecteur :

$${E_{1/2}}^2 = {E_{1/2_{bruit}}}^2 + 2,35^2 kE_\gamma \qquad (II-25)$$

Pour un compteur scintillateur, k est de l'ordre de quelques keV alors que pour un détecteur semiconducteur, il approche l'électronvolt (tableau II-2). Il est à noter que dans le cas de détecteurs semiconducteurs la fluctuation statistique du nombre de porteurs ne suit pas la loi de Poisson et est réduite d'un facteur F dit *facteur de Fano* [FAN47] :

$$F = \frac{\text{variance réelle de } N}{\text{variance de Poisson}}$$

L'expression II-25 devient alors :

$$E_{1/2}{}^2 = E_{1/2_{bruit}}{}^2 + 2,35^2 kFE_\gamma \qquad (II-26)$$

Les valeurs du facteur de Fano mesurées sont voisines de $0,15 - 0,20$ pour le germanium [MOS91]. Le tableau II-3 résume les principales caractéristiques de détecteurs planaires et coaxiaux de différentes tailles, mesurées à l'aide d'une source de ^{60}Co. La résolution en énergie $E_{1/2}$ est mesurée à 1332 keV.

	coaxial ($\Phi mm \times Lmm$)		planaire ($\Phi mm \times Lmm$)	
	50 × 50	72 × 74	39 × 15	2 × (68 × 16)
$E_{1/2}$ (keV)	1,90	2,15	1,90	2,05
$(\varepsilon_p\omega)_{rel}(\%)$	19	75	2,75	31
P/T	0,16	0,25	0,067	0,21
$T_{1/2}$ (ns)	6	7	2,9	5,7

Tableau II-3
Principales caractéristiques de détecteurs planaires et coaxiaux de différentes tailles, mesurées à l'aide d'une source de ^{60}Co.

3.2. Efficacité de détection

L'efficacité de détection d'un compteur correspond à la probabilité qu'il a de détecter un rayonnement gamma. On peut définir trois efficacités : intrinsèque, absolue et relative.

L'efficacité intrinsèque photopic ε_p est la probabilité qu'un photon soit totalement détecté après avoir pénétré dans le cristal. Elle correspond au rapport

du nombre de coups mesuré dans le pic photoélectrique durant un temps Δt sur le nombre de rayonnements gamma émis par la source dans l'angle solide du détecteur pendant le même laps de temps.

L'efficacité absolue photopic est définie comme étant le nombre N_{det} d'événements mesuré dans le pic photoélectrique durant un temps Δt sur le nombre total $N_{\text{émis}}$ de désintégrations de la source pendant le même laps de temps. Elle s'écrit :

$$\epsilon_p \omega = \frac{N_{\text{det}}}{N_{\text{émis}}} \qquad (II-27)$$

où $N_{\text{émis}} = \Delta t \times A_0 \times e^{-ln(2)t/t_{1/2}}$ avec Δt le temps de mesure en seconde, A_0 l'activité en Becquerel de la source à sa fabrication , $t_{1/2}$ la période de la source et t le temps écoulé depuis sa fabrication. L'efficacité absolue photopic est le produit de la probabilité ω qu'un rayonnement gamma puisse entrer dans le détecteur (angle solide Ω_{Ge} du détecteur normalisé à 4π stéradians) par l'efficacité intrinsèque ε_p.

L'efficacité relative d'un détecteur $(\varepsilon_p \omega)_{rel}$ correspond au pourcentage de l'efficacité absolue photopic d'un compteur NaI(Tl) 3" × 3" à 1332,5 keV qui, mesurée également à 25 cm de la source, vaut $1,244 \times 10^{-3}$.

$$(\varepsilon_p \omega)_{rel} = \frac{\varepsilon_p \omega}{1,244 \times 10^{-3}} \times 100\% \qquad (II-28)$$

Les mesures d'efficacités dépendent évidemment de la géométrie du montage expérimental : la taille du cristal, la distance du détecteur à la source et de l'énergie gamma. Toute convention pour ces mesures doit donc fixer la géométrie de mesure et l'énergie du rayonnement gamma. C'est ainsi que les efficacités sont obtenues à l'énergie de 1332,5 keV correspondant à un photon émis par une source de ^{60}Co placée à 25 cm de la face d'entrée du cristal du détecteur (tableau II-3).

3.3. Rapport pic sur total P/T

Le rapport pic sur total P/T détermine quelle est la probabilité d'observer un photopic (effet photoélectrique ou absorption totale après diffusion Compton) dans le détecteur. Il mesure en quelque sorte la qualité du spectre.

Le rapport pic sur total de référence est généralement obtenu à l'aide d'une source de ^{60}Co placée à 25 cm du cristal. Il est défini comme le nombre de coups P mesuré dans les photopics de 1173,2 keV et 1332,5 keV, sur le nombre total

de coups T dans le spectre imposant un seuil de 100 keV. La valeur de P/T est typiquement de 0,16 et 0,25 pour des détecteurs germanium de volume respectif 100cm^3 et 270cm^3. Plus le volume du cristal est grand, plus la probabilité pour qu'un photon diffusé par effet Compton dans le cristal soit réabsorbé est grande (tableau II-3). L'idéal serait d'utiliser un détecteur de très grande taille de façon à n'observer pratiquement que l'effet photopic ($P/T \sim 1$). Vu le relativement faible numéro atomique du germanium (Z=32), les dimensions de cristaux permettant celà sont techniquement inaccessibles.

Le rapport P/T peut cependant être fortement augmenté en rejetant les événements où les rayonnements gamma diffusés par effet Compton s'échappent du cristal. Pour cela, le détecteur germanium doit être entouré d'une série de détecteurs scintillateurs jointifs, protégés des rayonnements gamma directs par un collimateur formant une enceinte anti-Compton. Leurs signaux sont mis en anti-coïncidence avec ceux du cristal de germanium. Ainsi tout événement où l'électronique du détecteur germanium et celle de l'un au moins des compteurs de l'enceinte ont déclenché simultanément, est considéré comme une diffusion Compton et est rejeté. La propriété du scintillateur requise pour ce type d'application est essentiellement une grande efficacité de détection autant à haute qu'à basse énergie. En effet, pour rejeter les événements de diffusion Compton les compteurs scintillateurs doivent détecter des photons dont l'énergie peut être très faible. Les cristaux doivent donc présenter un niveau de bruit faible pour pouvoir diminuer le seuil de l'électronique associé au voisinage de 25 keV. La valeur du rapport P/T obtenu avec une enceinte anti-Compton et pour des détecteurs germanium d'efficacité relative voisine de 70% (270cm^3) est comprise entre 0,5 et 0,6.

3.4. Résolution en temps

La réponse en temps d'un détecteur est liée à l'inhomogénéité du temps de montée des impulsions de sortie du préamplificateur, consécutive à la détection en différents endroits du cristal de rayonnements gamma de différentes énergies.

La résolution en temps d'un détecteur est obtenue par la mesure de coïncidences entre deux rayonnements gamma en cascade, l'état intermédiaire ayant une vie moyenne très courte ($\leq 10^{-10}$sec). L'un des photons est détecté dans un compteur dont la réponse en temps est excellente et l'autre dans le détecteur étudié. Les signaux des préamplificateurs des deux détecteurs, après une mise en forme adéquate, sont envoyés dans un convertisseur temps-amplitude afin de mesurer le temps séparant l'arrivée de ces deux signaux. L'incertitude

sur cette mesure correspond à la convolution des réponses en temps des deux compteurs. Nous avons mesuré la résolution en temps des détecteurs germanium en coïncidence avec un petit détecteur scintillateur BaF_2 dont la réponse en temps d'environ 500 ps est négligeable par rapport à celle des compteurs étudiés. Ainsi la largeur à mi-hauteur du pic temps mesure directement la résolution en temps du compteur germanium dont la valeur typique est, pour une source de ^{60}Co et pour un seuil de 50 keV, d'environ 5 ns pour un cristal coaxial de petit volume, 8 ns pour un compteur de gros volume et 3 ns pour une diode planaire (tableau II-3). Il faut noter que cette mesure est très sensible aux conditions expérimentales (bruits parasites, modules électroniques utilisés et leurs réglages) et aux énergies gamma sélectionnées.

3.5. Calculs de simulation à l'aide du code GEANT III

Le développement de nouveau types de détecteurs est grandement facilité grâce à la mise en oeuvre de calculs de simulation. Ces derniers ont été réalisés en utilisant le logiciel GEANT pour déterminer la réponse des détecteurs dans le domaine des énergies typiques de la spectroscopie gamma.

Le code GEANT reproduit la trajectoire complète d'une particule ionisante en utilisant la méthode Monte-Carlo. A chaque point d'interaction, le logiciel, après avoir vérifié que la particule est toujours présente dans le détecteur, calcule les probabilités relatives de tous les processus d'interaction possibles de la particule avec la matière. Ensuite il tire au hasard en pondérant par les probabilités relatives d'interaction, le processus à considérer au point d'interaction et détermine l'énergie déposée dans le matériau ainsi que les paramètres cinématiques associés (nature, masse, charge etc. de la ou les particules découlant de l'interaction, énergies et impulsions résiduelles, angles de diffusion ...). Le prochain point d'interaction est déterminé par le libre parcours moyen de l'interaction la plus probable. La particule est alors déplacée jusqu'à ce nouveau point. Cette procédure de calcul est répétée jusqu'à ce que la particule quitte le détecteur ou jusqu'à absorption totale de son énergie.

Pour un détecteur de rayonnement gamma utilisé en spectroscopie nucléaire, nous ne prenons en considération que les effets photoélectrique, Compton et de création de paires. Les géométries des différents matériaux entourant ou constituant un détecteur sont également prises en compte par le logiciel GEANT III. Ainsi nous pouvons simuler un détecteur réaliste constitué d'un cristal de forme complexe, de son capot d'aluminium, des matériaux auxiliaires et même d'éventuelles parties inactives du cristal. La plupart des caractéristiques d'un

Caractéristiques du détecteur	Ge1	Ge2	EUROGAM phase I
L(mm)	64,2	78	76,2
Φ(mm)	45,9	69	71,5
$(\epsilon_p\omega)_{\rm rel}(\%)$	19,2(6)/*19,3*	73(2)/*73,8*	74(2)/*76*
$(P/T)_{100}$	0,19(1)/*0,21*	0,26(2)/*0,28*	0,28(2)/*0,28*

Tableau II-4

Comparaison des caractéristiques calculées et mesurées de trois détecteurs germanium coaxiaux. L et Φ sont respectivement la longueur et le diamètre des cristaux, $(\epsilon_p\omega)$ et P/T l'efficacité relative photopic et le rapport pic sur total. Les chiffres en italique sont le résultat du calcul de simulation à l'aide du code GEANT III.

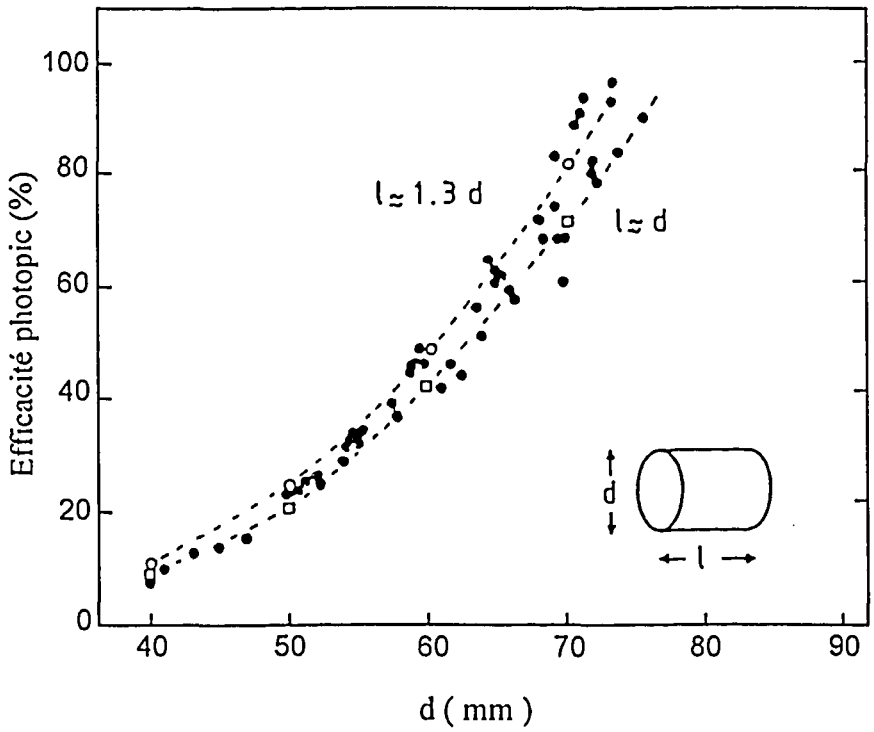


Figure II-9

Comparaison des efficacités relatives mesurées (cercles pleins) et de celles calculées à l'aide du code GEANT III pour des détecteurs germanium coaxiaux de différentes géométries (carrés ouverts pour $l \approx d$ et cercles ouverts pour $l \approx 1,3d$). Les courbes servent de guides.

détecteur peuvent être calculées : efficacité de détection, rapport pic sur total avec ou sans enceinte anti-Compton, facteur de sommation. Si la cinématique de la réaction nucléaire ainsi que la résolution intrinsèque du compteur sont incluses dans le programme, alors l'élargissement Doppler des raies du spectre gamma peut également être évalué.

Dans la figure II-9 les résultats des calculs de simulation réalisés à l'aide de GEANT III sont comparés aux efficacités relatives photopics mesurées pour des détecteurs coaxiaux de différentes tailles. Un accord général (à 5% près) est observé sur une grande plage en efficacité relative.

En tenant compte précisément de la taille des cristaux et de la géométrie du cryostat au niveau de la diode, la précision des calculs est améliorée comme le montre le tableau II-4. Les efficacités relatives ($\epsilon_p\omega$) et les rapport pic sur total P/T calculés sont comparés aux valeurs mesurées pour trois détecteurs coaxiaux dont un du multidétecteur EUROGAM I (*cf.* chap. VI).

Le code GEANT simule la matière à partir de volumes élémentaires simples comme le parallélépipède rectangle, le cylindre... Il en découle des incertitudes de positionnement de la particule ionisante au voisinage des surfaces de séparation des différents volumes élémentaires. Ainsi la différence entre mesure et calcul pour l'efficacité de détection photopic est de l'ordre de 2% alors que pour le rapport P/T elle est plus grande.

NEXT PAGE(S)
left BLANK

CHAPITRE III
CARACTERISTIQUES GENERALES D'UN MULTIDETECTEUR

Les caractéristiques d'un multidétecteur dépendent de celles des compteurs individuels qui y seront incorporés. Nous allons brièvement présenter dans ce chapitre leur influence sur les performances de l'appareillage.

Considérons un multidétecteur gamma constitué de N ensembles de détection couvrant pratiquement 4π stéradians. Chaque unité comporte un détecteur germanium d'efficacité de détection photopic $\epsilon_p\omega$ entouré d'une enceinte anti-Compton. Sur la base d'une telle géométrie, nous pouvons définir trois grandeurs qui caractérisent les performances d'un multidétecteur gamma : l'efficacité totale de détection photopic, le pouvoir de résolution et la limite d'observation du multidétecteur.

1.Efficacité photopic totale

L'efficacité totale de détection photopic E_p d'un multidétecteur correspond en principe à la somme des efficacités photopic $\epsilon_p\omega$ de chacun des N compteurs germanium le constituant et s'écrit :

$$E_p = N\epsilon_p\omega \qquad (III-1)$$

Sous faisceau, l'efficacité photopic de chaque détecteur est affectée par deux effets : d'une part l'empilement de rayonnements gamma (probabilité $1-P_i$) et d'autre part la diffusion des neutrons induisant la réjection aléatoire par l'enceinte anti-Compton des photons détectés dans le germanium (probabilité $1-P_n$). L'efficacité E_p se trouve réduite de la façon suivante :

$$E_p = N\epsilon_p\omega \times P_i \times P_n \qquad (III-2)$$

où

$$\begin{aligned} P_i &= (1-\epsilon\omega)^{M+M_n-1} \\ P_n &= (1-2\omega_{AC})^{M_n} \end{aligned} \qquad (III-3)$$

avec $\varepsilon\omega$ l'efficacité totale de détection gamma de chaque compteur germanium, M la multiplicité gamma de la cascade de désexcitation, M_n le nombre de neutrons émis et ω_{AC} l'angle solide de l'enceinte anti-Compton normalisé par 4π. L'introduction du facteur 2 dans l'équation III-3 est empirique. Elle tient compte de l'influence sur l'enceinte anti-Compton considérée des neutrons diffusés dans les cristaux BGO appartenants aux ensembles de détection voisins.

Soit $P_N^f(M)$ la probabilité de détecter f rayonnements gamma (pas forcément photopic) appartenant à une cascade de multiplicité M, la figure III-1 présente les valeurs de probabilité $P_N^f(30)$ en fonction de l'efficacité photopic totale et pour différentes valeurs de fold f [EUR90].

Nous pouvons ensuite déconvoluer un événement de fold f en C_f^n coïncidences d'ordre n. Ce taux de coïncidences $\gamma^{(n)}$ est présenté dans la figure III-2 en fonction de l'efficacité photopic totale du multidétecteur [EUR90].

2. Limite d'observation

La limite d'observation d'un multidétecteur gamma correspond à l'intensité minimale α_0 que doit posséder la cascade de désexcitation d'une structure nucléaire pour pouvoir être observée. L'intensité α_0 est normalisée à la section efficace totale de la fusion-évaporation. Elle est sensible à deux paramètres :

-la statistique qui est reliée à l'efficacité totale de détection photopic E_p

-le rapport pic sur fond qui détermine la propreté des spectres gamma obtenus.

2.1. Limite liée à l'efficacité de détection

Pour sélectionner une structure nucléaire particulière d'un noyau il est nécessaire, travaillant en coïncidences d'ordre n, d'imposer $n-1$ conditions en énergie. L'énergie restante sert à constituer le spectre de coïncidences. Considérons dans la structure d'intérêt toutes les transitions non contaminées, au nombre de M_{nc}. Nous pouvons choisir au hasard $n-1$ conditions en énergie parmis M_{nc} de façon à augmenter la statistique du spectre de coïncidences final. Le nombre de coups dans un photopic de ce spectre peut s'écrire [EUR90] :

$$N_p^{(n)} = \frac{(0.76)^n \alpha_0 N_0 \times \gamma_p^{(n)} (M_{nc}-1)(M_{nc}-2)\cdots(M_{nc}-n+1)}{M(M-1)(M-2)\cdots(M-n+1)} \qquad (III-4)$$

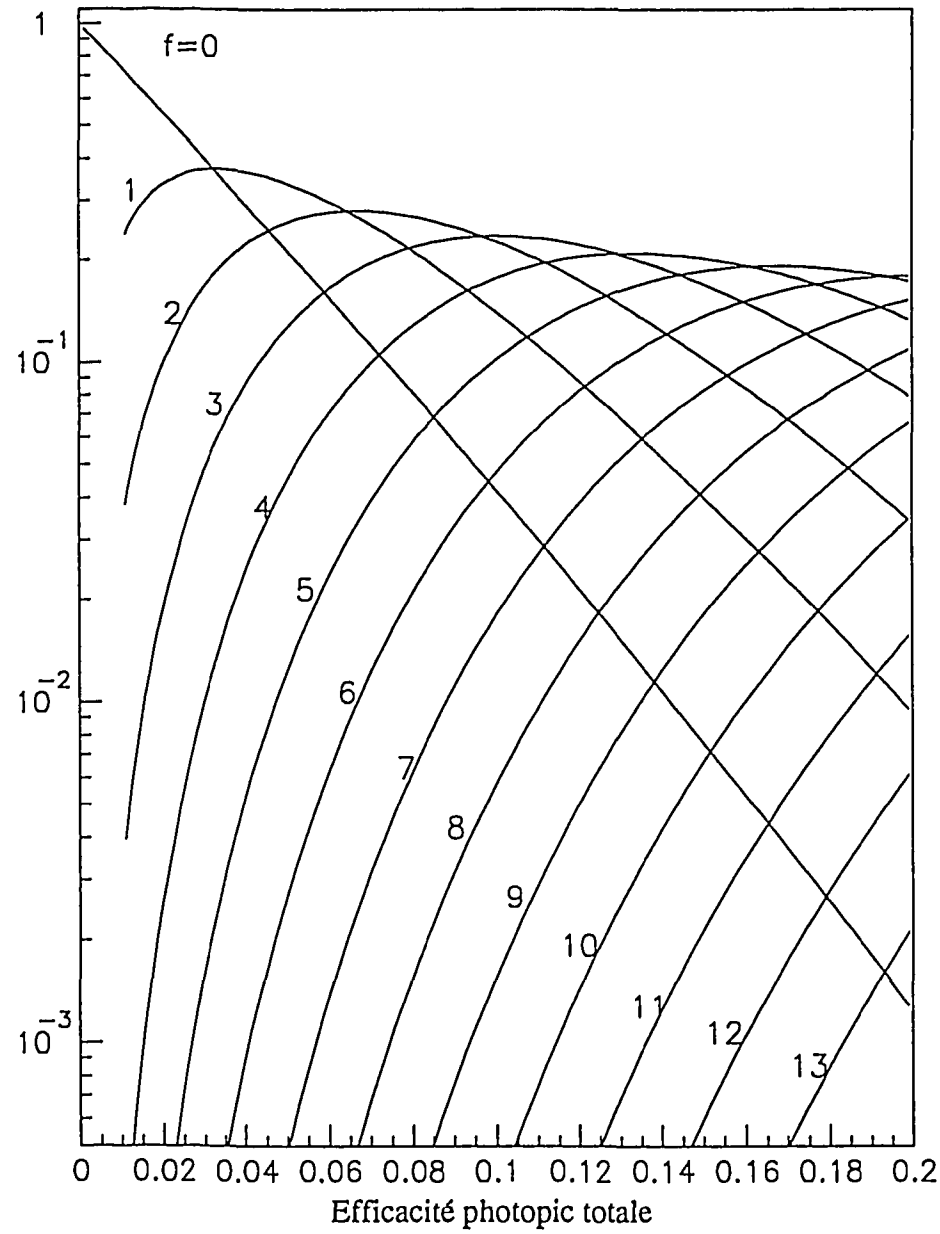


Figure III-1

Taux d'événements de fold f pour une cascade de 30 rayonnements gamma en fonction de l'efficacité photopic totale du multidétecteur.

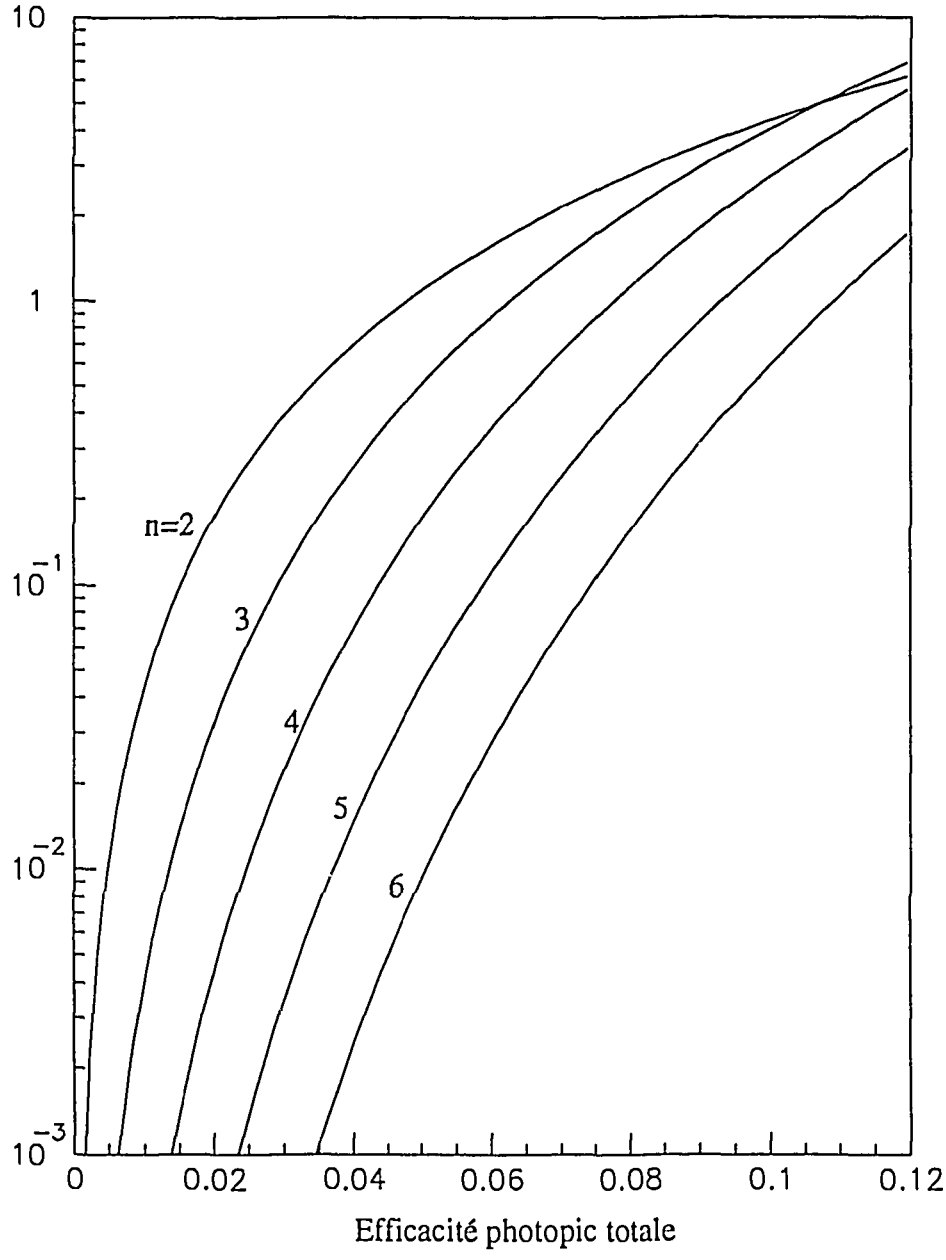


Figure III-2

Taux de coïncidences d'ordre n pour une multiplicité de 30 rayonnements gamma en fonction de l'efficacité photopic totale du multidétecteur.

où N_0 est le nombre total de réactions de fusion-évaporation produites durant toute l'expérience et $\gamma_p^{(n)}$ le taux de coïncidences photopic d'ordre n avec :

$$\gamma_p^{(n)} = \gamma^{(n)} \times (P/T)^n \qquad (III-5)$$

Requérir une condition en énergie revient à considérer tous les événements compris dans la fenêtre dont la largeur est égale à la largeur à mi-hauteur du photopic sélectionné. En supposant que les pics d'un spectre soient des gaussiennes, la fenêtre correspond à 76% de la surface du pic d'où le coefficient 0,76 de l'expression précédente.

Sachant que pour identifier une raie gamma inconnue dans le spectre final il est nécessaire que l'aire du pic soit d'au moins 100 coups, nous pouvons déterminer, à partir de l'expression III-4, la variation de la limite d'observation α_0 en fonction de l'efficacité E_p et de l'ordre de coïncidence n. La figure III-3 a été calculée en prenant $N_0 = 10^{10}$ (expérience d'environ trois jours), $M_{nc} = 10$ et $M = 30$ conditions typiques d'une expérience de haut moment angulaire. Elle montre que pour une valeur de n donnée la limite d'observation diminue quand l'efficacité photopic du multidétecteur augmente.

2.2. Limite liée au pouvoir de résolution

Pour déterminer la limite de détection d'un appareillage il faut non seulement pouvoir compter les coups (efficacité) mais aussi pouvoir les discriminer des événements contaminants : ce sera le pouvoir de résolution.

Le bruit de fond sous un pic du spectre de coïncidences d'ordre n est généralement peu corrélé au pic. Il provient essentiellement de la désexcitation du continuum gamma (*cf.* chap.I) . Soit δE_γ la différence en énergie moyenne entre deux transitions appartenant à ces cascades collectives et $E_{1/2}$ la largeur à mi-hauteur de la transition, le bruit de fond peut s'exprimer comme :

$$N_{fd}^{(n)} = \left(\frac{E_{1/2}}{\delta E_\gamma}\right)^n N_0 \gamma^{(n)} \frac{(M_{nc}-1)(M_{nc}-2)\cdots(M_{nc}-n+1)}{M^n} \qquad (III-6)$$

où $N_0\gamma^{(n)}$ est le nombre total de coïncidences d'ordre n (photopic et Compton). Le rapport signal sur bruit s'écrit donc :

$$(N_p/N_{fd})^{(n)} \approx \alpha_0 (0.76R)^n \qquad (III-7)$$

où

$$R = [\delta E_\gamma / E_{1/2}] * P/T \qquad (III-8)$$

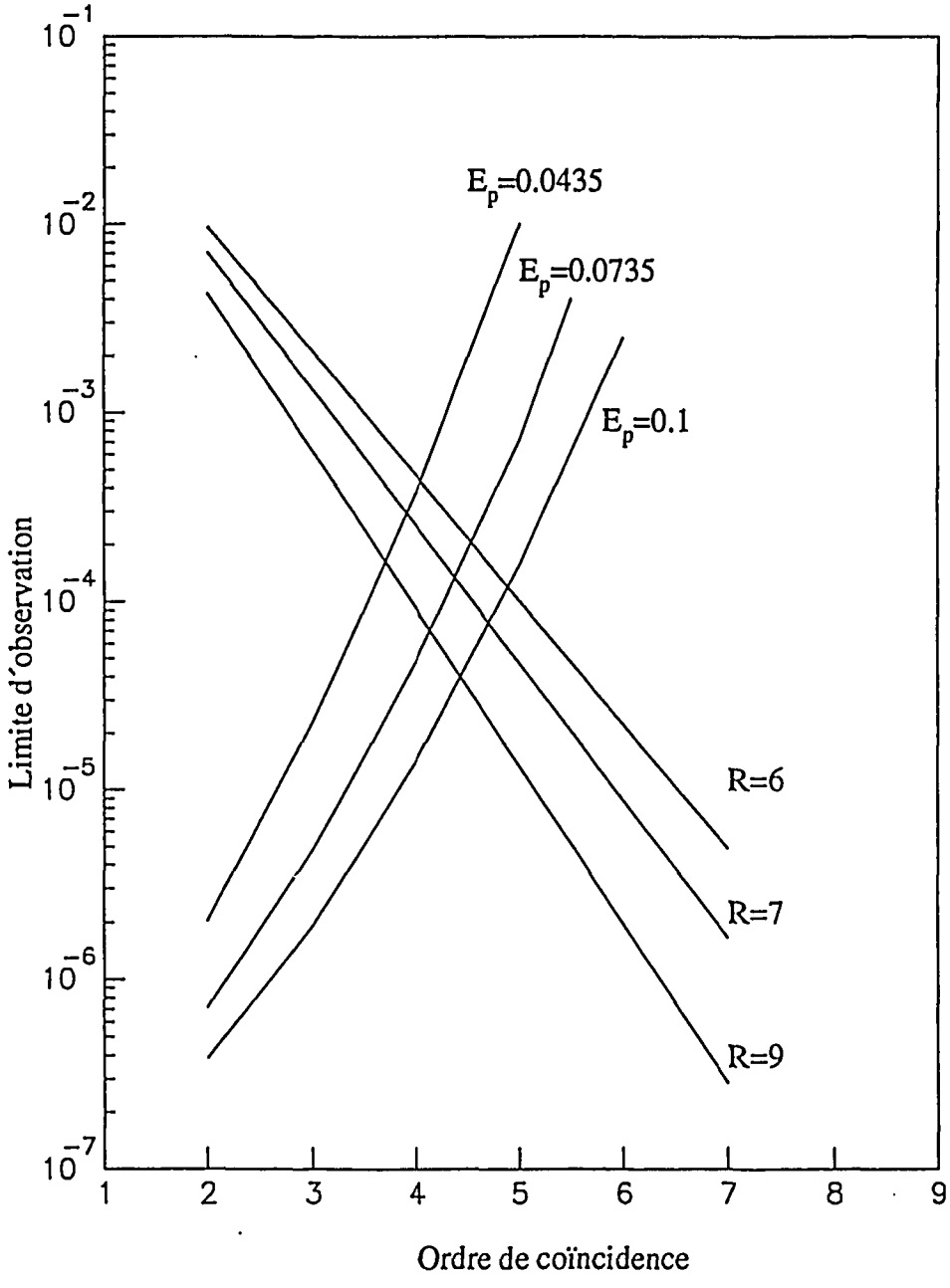


Figure III-3

Variation de la limite de sensibilité d'un multidétecteur en fonction de son pouvoir de résolution R et de son efficacité totale de détection photopic E_p. Les valeurs correspondant à EUROGAM I sont : $E_p = 0,0435$, $R = 6$ et celles correspondant à EUROGAM II sont : $E_p = 0,0735$, $R = 7$.

Le paramètre R est appelé *pouvoir de résolution.* La figure III-3 présente également la variation de la limite d'observation en fonction de n pour différentes valeurs du pouvoir de résolution calculée en supposant $(N_p/N_{fd})^{(n)} = 0,2$ [EUR90].

Le pouvoir de résolution exprime la capacité que possède un tel appareillage à distinguer du bruit de fond une raie gamma émise par une structure nucléaire particulière. Plus la valeur du pouvoir de résolution est grande, plus les transitions gamma observées pourront être de faible intensité. Ce paramètre est tout aussi important que l'efficacité de détection puisqu'il intervient à la puissance n dans le calcul de la limite d'observation du multidétecteur gamma. Il dépend de la résolution en énergie et du rapport pic sur total des ensembles de détection.

La résolution en énergie d'un détecteur sous faisceau est généralement plus mauvaise que la résolution intrinsèque en source. Cela provient essentiellement du phénomène d'élargissement Doppler des raies gamma. Le noyau émetteur gamma, issu d'une réaction de fusion-évaporation, recule avec une vitesse β non nulle à un angle θ_r par rapport à l'axe du faisceau. Le rayonnement gamma d'énergie E_0 subit alors un effet Doppler qui conduit au dépôt de l'énergie E dans le détecteur placé à un angle θ_d par rapport à l'axe du faisceau (fig. III-4). L'effet Doppler s'écrit :

$$E(\theta) = E_0(1 + \beta \cos\theta) \quad avec \quad \theta = \theta_d - \theta_r \qquad (III-9)$$

Et nous avons :

$$dE = E_0(\cos\theta d\beta - \beta \sin\theta d\theta) \qquad (III-10)$$

La variation de la vitesse $d\beta$ et de l'angle de recul $d\theta_r$ est due au processus de ralentissement du faisceau et du noyau résiduel dans la cible alors que celle de l'angle θ_d provient de l'ouverture angulaire du détecteur gamma. La dégradation de la résolution en énergie due à $d\beta$ peut être réduite en diminuant l'épaisseur de la cible et celle due à $d\theta_r$ peut être limitée par l'emploi de dispositifs auxiliaires de détection des noyaux de recul. Dans le cas où les effets dûs à $d\beta$ et $d\theta_r$ sont négligeables nous avons :

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_0\beta \int_{\theta-\delta\theta}^{\theta+\delta\theta} \sin\theta d\theta \\ &= 2E_0 \sin\theta \sin\delta\theta \end{aligned} \qquad (III-11)$$

où $\delta\theta$ est la demi-ouverture angulaire du détecteur. Cette équation montre que l'effet d'élargissement Doppler dû à l'ouverture angulaire du détecteur est maximal pour $\theta = 90°$ (8,2 keV au lieu de 2 keV pour un rayonnement gamma de 1 MeV et une vitesse de recul $v/c = 3\%$) et nul à $\theta = 0°$. Ainsi la résolution finale du compteur correspond à la somme quadratique de sa résolution intrinsèque et de ΔE.

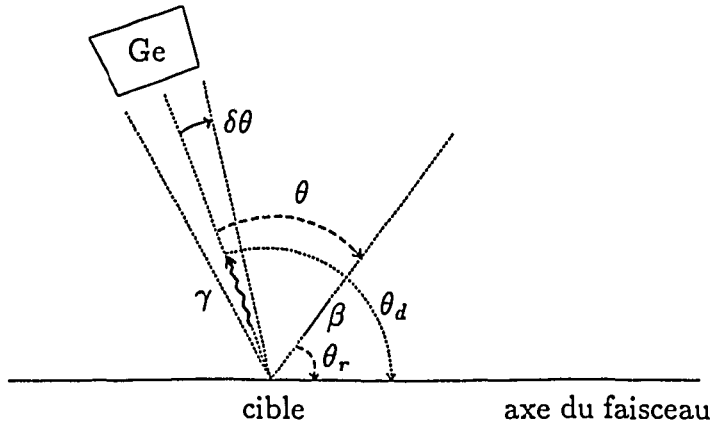


Figure III-4
Principales données géométriques intervenant dans les effets de déplacement et d'élargissement Doppler.

3. Nouveaux types de détecteurs envisagés

A la lumière des caractéristiques des multidétecteurs (efficacité de détection, pouvoir de résolution), de celles des détecteurs germanium individuels et des besoins des physiciens (limite d'observation), nous avons été conduits à participer à l'élaboration d'un nouveau type de détecteur susceptible d'améliorer ces performances : le détecteur composite. L'intérêt d'un tel compteur est à la fois d'augmenter le volume actif du détecteur sans rencontrer les problèmes corrélés à leur taille : le défaut balistique [MOS91], une moins bonne réponse en temps, une sensibilité accrue aux dommages créés par les neutrons, un plus grand élargissement Doppler des raies gamma, etc... Le détecteur composite introduit une segmentation naturelle du compteur (si la géométrie des cristaux est bien choisie) qui a pour effet, après un traitement approprié des données enregistrées, de réduire l'élargissement des raies gamma.

Nous présenterons dans les chapitres suivants deux prototypes de détecteur composite : l'un basé sur l'empilement de diodes planaire (EDP) de grand diamètre et de grande épaisseur et l'autre constitué de quatre cristaux coaxiaux (détecteur TREFLE). Ce dernier détecteur finalement retenu pour EUROGAM II, fut construit en 32 exemplaires, 29 pour EUROGAM et trois pour d'autres appareillages.

CHAPITRE IV
PREMIER PROTOTYPE DE DETECTEUR GERMANIUM COMPOSITE : un empilement de diodes planaires (EDP)

1.Généralités

Pour arriver à augmenter l'efficacité du multidétecteur EUROGAM entre les phases I et II il était nécessaire de mettre au point des détecteurs germanium ayant une efficacité photopic plus élevée. Pour ce faire il fallait trouver le moyen de produire des détecteurs germanium de très grand volume ($400 - 500$ cm^3) alors que la limite de production industrielle de monocristaux se situait à l'époque (1989) aux environs de 300 cm^3. Ceci a conduit tout naturellement à la conception de détecteurs d'un nouveau type, les compteurs composites constitués de plusieurs cristaux de tailles moyennes. Les premiers calculs de simulation montrèrent qu'un cristal de 12 cm de diamètre et de 14 cm de long serait l'idéal. Pour approcher de telles dimensions, il fut imaginé de réaliser des cristaux de grand diamètre et de faible longueur (détecteurs planaires), pour lesquels la régularité du réseau cristallin et la faible densité d'impuretés sont accessibles, et de les empiler pour atteindre le volume de germanium requis. L'épaisseur des cristaux étant limitée à environ 20 mm à cause de la capacité intrinsèque du détecteur (problème de bruit), cette longueur de 14 cm pouvait être obtenue par l'empilement de 7 détecteurs de ce type constituant ainsi un compteur composite. L'utilisation de diodes planes a été motivée par l'excellente réponse en énergie et en temps de ces détecteurs reliées à la grande homogénéité du champ électrique.

Sous l'impulsion des physiciens strasbourgeois, la société INTERTECHNIQUE a produit en 1989 un premier prototype du détecteur EDP constitué de deux cristaux planaires couplés électriquement. Les premiers tests étant satisfaisants, un deuxième prototype constitué de quatre diodes planaires (fig. IV-1) fut conçu pour tester plus à fond la faisabilité d'un détecteur composite à grand nombre de

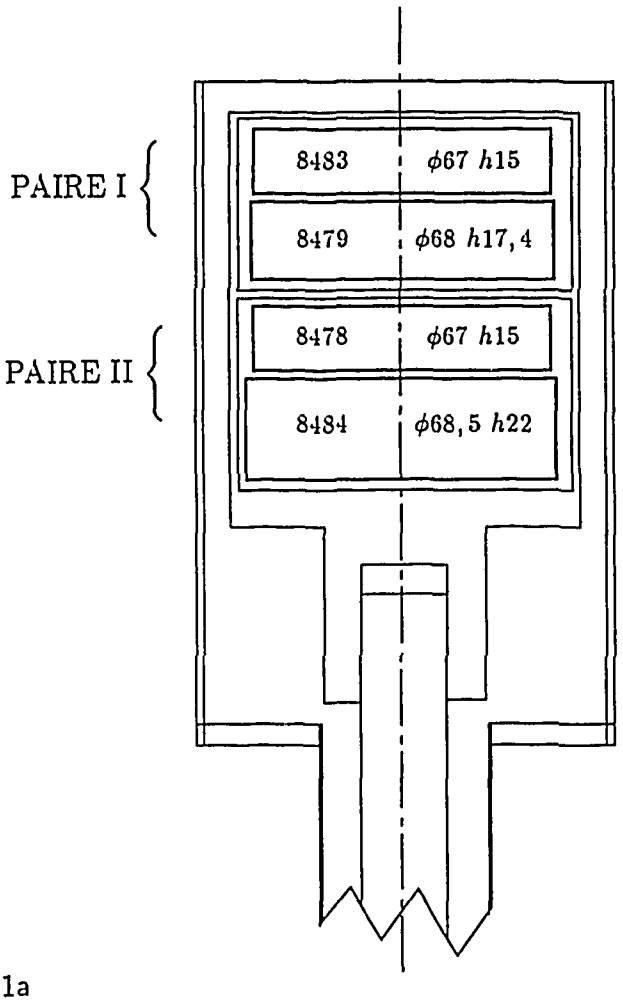


Figure IV-1a
Coupe transversale du détecteur EDP

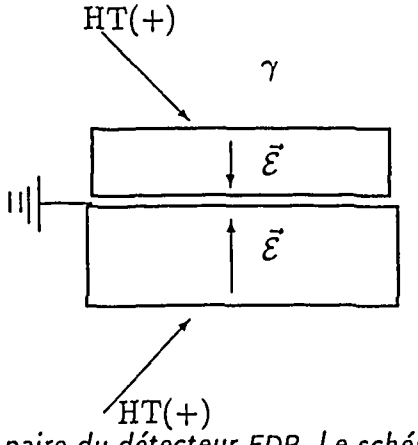


Figure IV-1b
Coupe transversale d'une paire du détecteur EDP. Le schéma montre quelles sont les surfaces des cristaux qui sont soumises à la haute tension(HT) et celles connectées à la masse. La direction du champ électrique $\vec{\mathcal{E}}$ est également montrée.

diodes. Celui-ci a été réceptionné fin 89. Les quatre diodes avaient des dimensions assez voisines (67 mm $\leq \Phi \leq$ 68,5 mm; 15 mm $\leq L \leq$ 22 mm). Elles étaient placées tête-bêche (implantation au bore en vis-à-vis) et couplées électriquement par paire. Chaque paire, maintenue par une boîte en céramique qui sert de support, fonctionne comme un détecteur indépendant. L'efficacité photopic du détecteur comprendra la somme des intensités photopic de chacune des paires (mode direct) et des coups dans le photopic obtenu en sommant les énergies déposées dans les deux détecteurs (mode de sommation). En effet la détection d'une coïncidence temporelle entre deux paires traduit l'existence de la diffusion Compton d'un rayonnement gamma, d'une paire vers l'autre. La sommation des énergies déposées dans chacune d'elles peut restituer l'énergie totale du rayon gamma incident et contribuer ainsi à l'efficacité de détection photopic du détecteur EDP en mode de sommation.

De nombreux tests ont été réalisés sur ce prototype dont les principaux résultats sont résumés dans le tableau IV-1.

	Première paire	Deuxième paire	EDP (somme)
$E_{1/2}$(keV)	2,18(5)	2,56(5)	–
$T_{1/2}$(ns)	3,2(3)	5,4(5)	–
$(\varepsilon_p\omega)_{\text{rel.}}$	30,2(8)%	10,4(3)%	50(1)%
P/T	0,185(4)	0,139(3)	0,240(5)

Tableau IV-1

Résumé des principales caractéristiques (résolution en énergie, en temps, efficacité relative de détection photopic et rapport pic sur total) de chacune des paires du détecteur EDP ainsi que de celles obtenues après sommation de l'ensemble des contributions. Ces mesures ont été effectuées pour une énergie gamma de 1332 keV (source ^{60}Co).

Les résolutions en énergie et en temps sont satisfaisantes alors que l'efficacité relative totale du détecteur composite, mesurée en mode de sommation, est inférieure d'environ 25% à celle attendue au vu du volume de germanium actif (50% alors qu'une valeur de 68% était attendue). Ceci traduit une perte importante de volume actif de germanium et nous a conduit à étudier de façon extensive ce type de détecteur pour voir s'il était possible de remédier à ce défaut, avant de poursuivre le développement de cette technique d'empilement de diodes planaires.

2. Recherche de zones mortes dans le détecteur EDP

Les causes de perte d'efficacité peuvent avoir plusieurs origines, même si elles traduisent essentiellement l'existence de zones de germanium inactif : i) la surface diffusée au lithium de chaque cristal (fig.IV-2) peut introduire selon le fabricant 0,3 mm de germanium mort, ii) la surface latérale passivée chimiquement peut également conduire à des zones inactives.

Ainsi pour un diamètre et une longueur de 7 cm, plus de 300 cm^2 sont concernés par ce problème dans un compteur de type EDP comparé à 56 cm^2 pour un détecteur coaxial. De plus l'empilement tête-bêche des deux paires de diodes entraîne l'existence de deux surfaces contiguës diffusées au lithium au passage de la première à la deuxième paire, ce qui conduit à une mauvaise transmission des rayonnements gamma de faible énergie.

L'existence de zones mortes peut fortement détériorer les performances du détecteur EDP. Au-delà de 300 keV, l'essentiel de l'efficacité photopic est due à la détection des diffusion Compton multiples du photon incident. Les énergies de ces derniers sont en général assez faibles et les rayons diffusés peuvent être facilement absorbés dans la zone morte du germanium. L'effet est plus marqué pour un détecteur composite en mode de sommation. L'efficacité photoélectrique du cristal ainsi que son rapport P/T sont détériorés. En montage anti-Compton, la présence de zones mortes à l'interface Ge-scintillateur implique la diminution de la transmission des rayons gamma diffusés par effet Compton du germanium vers l'enceinte anti-Compton. Ceci a pour effet de réduire la réjection Compton de l'enceinte et par voie de conséquence la qualité des données enregistrées sur bande.

2.1. Méthode expérimentale

Nous avons entrepris une étude des phénomènes d'absorption des rayons gamma de faible énergie dans le détecteur EDP en réalisant une cartographie de la zone superficielle des quatre diodes du détecteur. Pour ce faire nous les avons sondées à l'aide de rayons gamma de 60 keV issus d'une source ^{241}Am. La mesure consiste à balayer la surface du détecteur à l'aide d'un fin pinceau de rayonnements gamma obtenu en plaçant la source derrière un écran de plomb de 20 mm d'épaisseur percé d'un trou de 1 mm de diamètre. Divers éclairages latéraux et frontaux ont été réalisés sur le compteur. Pour raison de simplicité, nous numéroterons respectivement de 1 à 4 les cristaux 8483, 8479, 8478, et 8484 (numéros du fabricant voir fig. IV-1a) du détecteur EDP.

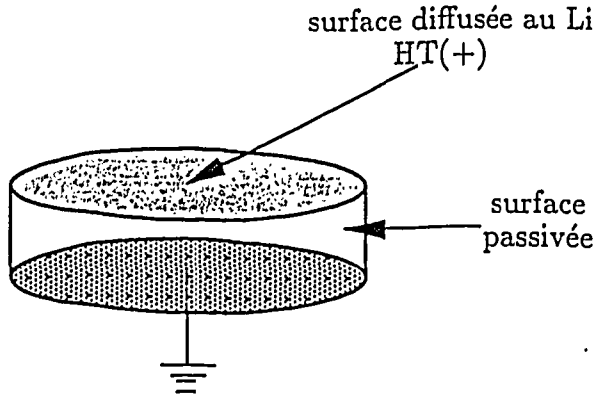


Figure IV-2

Représentation schématique d'une diode planaire montrant les surfaces actives servant de contact et la surface latérale passivée.

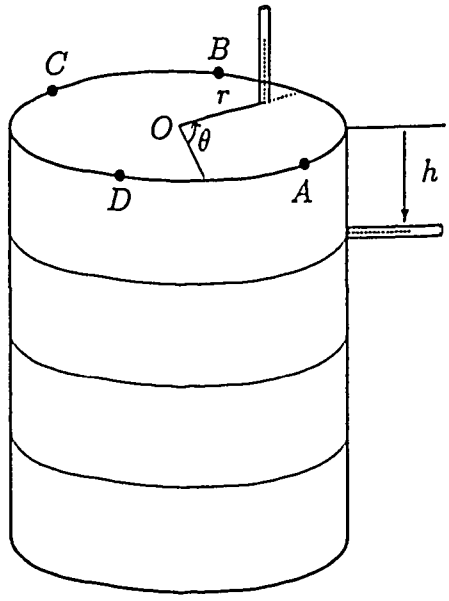


Figure IV-3

Vue schématique du détecteur EDP éclairé frontalement ou latéralement par une source finement collimatée (voir texte). Les grandeurs r, θ et h sont les paramètres nécessaires au repérage du point d'éclairage sur le cristal. Sont aussi données les positions et noms des quatres profils latéraux effectués (voir texte).

2.1.1. Eclairage frontal

Nous avons irradié le premier cristal planaire du détecteur EDP en réalisant un balayage polaire de sa surface en (r, θ) (fig. IV-3). Le point d'éclairage variait radialement par pas de 4 mm de $r = 0$ à 28 mm puis par pas de 0,5 mm pour $r \geq 30$ mm et ce pour divers angles θ compris entre 0° et 360° variant par pas de 10°.

2.1.2. Eclairage latéral

Nous avons également étudié la qualité de la collection des charges au voisinage de la surface latérale des cristaux. Durant ces mesures, le repérage du point d'éclairage fut déterminé par l'angle θ entre l'axe du collimateur et un repère fixe et par la hauteur h entre la face avant du cristal 1 et l'orifice du collimateur (fig. IV-3). Pour la première paire de cristaux, nous avons réalisé quatre profils de zone morte nommés A, B, C et D correspondants respectivement aux valeurs suivantes de θ : 60°, 150°, 240° et 330°. Nous avons également étudié la distribution latérale des zones mortes dans chaque cristal en faisant varier θ, pour une valeur de h fixée, de 0° à 360° par pas de 15°.

2.2. Calcul de l'épaisseur des zones mortes

Si N^i est le nombre de coups mesuré expérimentalement dans le pic de pleine énergie (où $i = F$ et L, pour les éclairages frontal et latéral), il est relié au nombre total N_s de gamma émis par la source dans l'ouverture angulaire du collimateur, par le coefficient de transmission T^i.

$$N^i = N_s \times T^i \qquad (IV-1)$$

Le coefficient de transmission T^i est le produit des coefficients T^i_{Ge} et T^i_{Al} correspondant à la transmission des rayons gamma au travers, respectivement, d'une éventuelle couche de germanium mort et du capot d'aluminium. Les valeurs T^i_{Al} sont calculées connaissant l'épaisseur de l'aluminium :

$$T^F_{\mathrm{Al}} = T(60\ \mathrm{keV}; 1{,}5\ \mathrm{mm\ Al}) = 0{,}91$$
$$T^L_{\mathrm{Al}} = T(60\ \mathrm{keV}; 2\ \mathrm{mm\ Al}) = 0{,}89$$

En remplaçant dans l'équation (IV-1) T^i par $T^i_{Ge} \times T^i_{Al}$, on obtient l'expression des coefficients de transmission au travers du germanium :

$$T^i_{\mathrm{Ge}} = \frac{N^i}{N_s \times T^i_{\mathrm{Al}}} \quad \text{où } i = F, L \qquad (IV-2)$$

L'activité de la source collimatée mesurée à l'aide d'un détecteur planaire à fenêtre de béryllium était de 9376(100) Bq. N_s étant alors connu, les épaisseurs absolues de germanium mort sont ensuite déduites des valeurs de T^i_{Ge} à l'aide d'un abaque donnant la relation entre la transmission du rayonnement gamma, son énergie et l'épaisseur de matériau traversé.

2.3. Résultats expérimentaux

2.3.1. Eclairage frontal

Pour le cristal 1 l'épaisseur de la zone morte due à la diffusion au lithium est pratiquement constante et vaut 0,6 mm ce qui est supérieur aux 0,3 mm annoncés par le fabriquant. Il est à noter que cette diode a été rediffusée à deux reprises. Pour les rayons supérieurs à 24 mm, le nombre de coups mesuré présente une chute autour des angles $\theta = 50°, 160°$ et 260° ce qui correspond à l'absorption du rayonnement gamma dans les pastilles d'indium utilisées par le constructeur pour réaliser le contact entre le cristal et son support.

2.3.2. Eclairage latéral

2.3.2.1. Profils de zones mortes latérales

Les profils des épaisseurs de germanium inactif présentés dans la figure IV-4 correspondent respectivement aux points de mesure A, B, C et D. Aux positions A et B, l'épaisseur e de germanium inactif est importante et varie entre 1,3 et 1,7 mm pour des valeurs de h comprises entre 0 et 15 mm. Cette dernière cote correspond au passage du premier au second cristal de la première paire du détecteur EDP. Le deuxième cristal, par contre semble bien mieux fonctionner et ne présente que des épaisseurs e comprises entre 0,1 et 0,4 mm. Aux positions C et D, les deux cristaux de la paire ont un comportement similaire : les rayons gamma de 60 keV ne sont que faiblement absorbés ($e \approx 0,2$ mm). L'ensemble de ces mesures souligne la grande inhomogénéité spatiale des zones mortes dans la première paire.

2.3.2.2. Distribution des zones mortes latérales dans chaque cristal

En variant θ par pas de 15 degrés pour une hauteur d'éclairage h fixée à 21 mm et à 43 mm correspondant respectivement aux cristaux 2 et 3 du détecteur EDP, on obtient la figure IV-5. Une chute brutale du nombre de coups mesuré apparaît très clairement à $\theta \approx 285°$ dans le deuxième cristal. Cette zone morte couvre un domaine angulaire de 15° et s'étend entre $h = 20$ mm et $h = 32$ mm. Elle apparaît donc au niveau du contact p^+ et s'étend jusqu'à 5 mm du contact n^+.

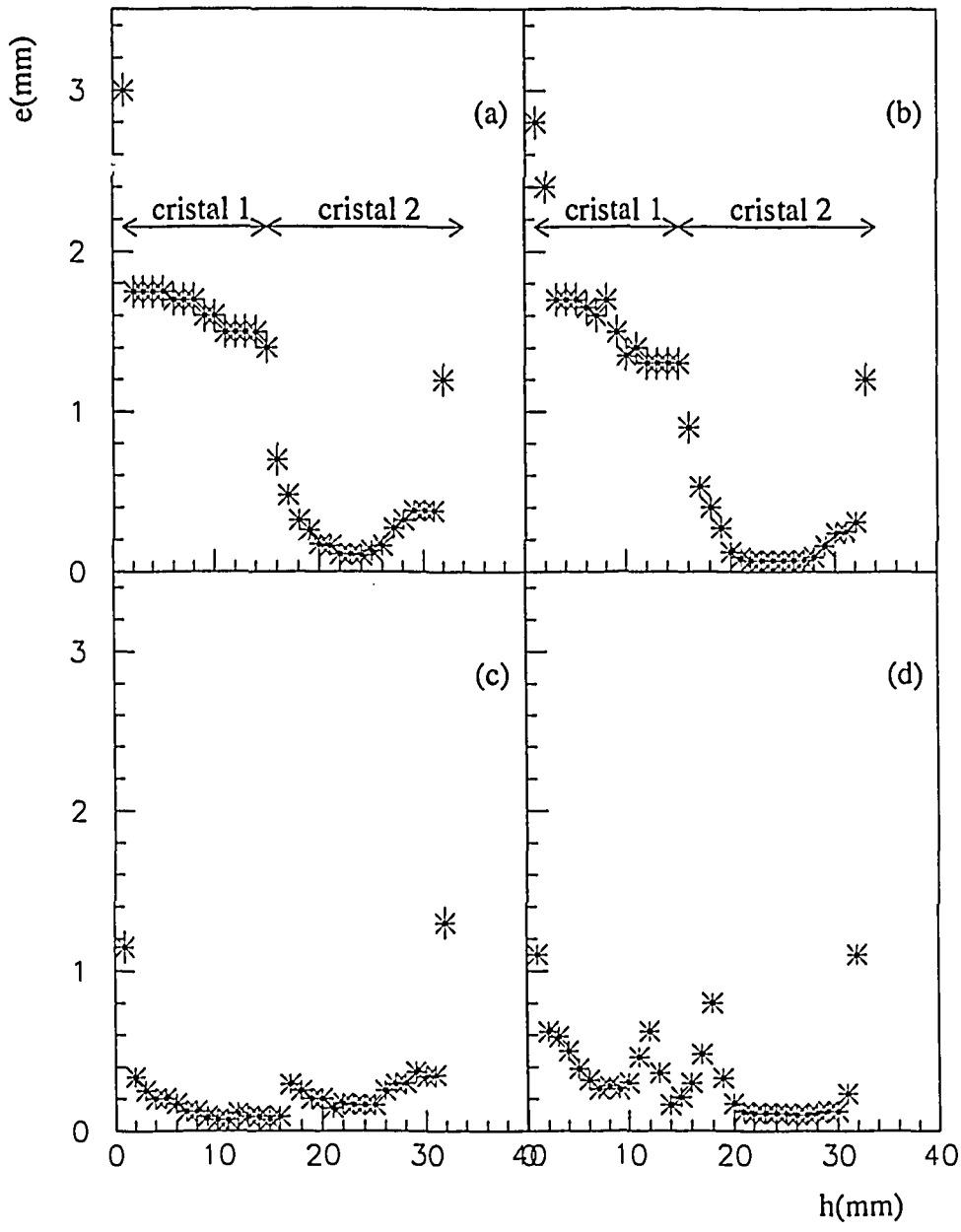


Figure IV-4

Profils latéraux de zones mortes latérales mesurées au niveau des repères A(a) : ($\theta = 60°; 0 \leq h \leq 33$ mm), B(b) : ($\theta = 150°; 0 \leq h \leq 33$ mm), C(c) : ($\theta = 240°; 0 \leq h \leq 33$ mm) et D(d) : ($\theta = 330°; 0 \leq h \leq 33$ mm) pour les deux diodes de la première paire du détecteur EDP.

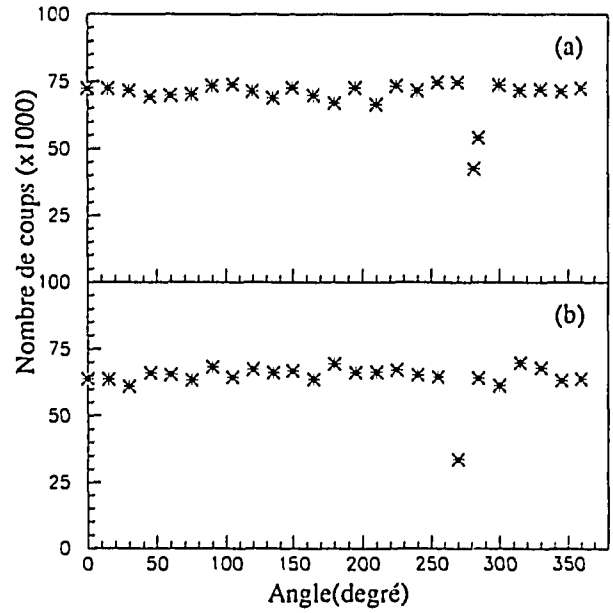


Figure IV-5

Variation du nombre de coups détectés en éclairage latéral dans les deuxième ((a) : h=21 mm) et troisième ((b) : h=43 mm) diodes planaires du détecteur EDP en fonction de l'angle θ. Une chute brutale du taux de comptage apparaît aux angles θ ≈ 285° en (a) et θ ≈ 270° en (b).

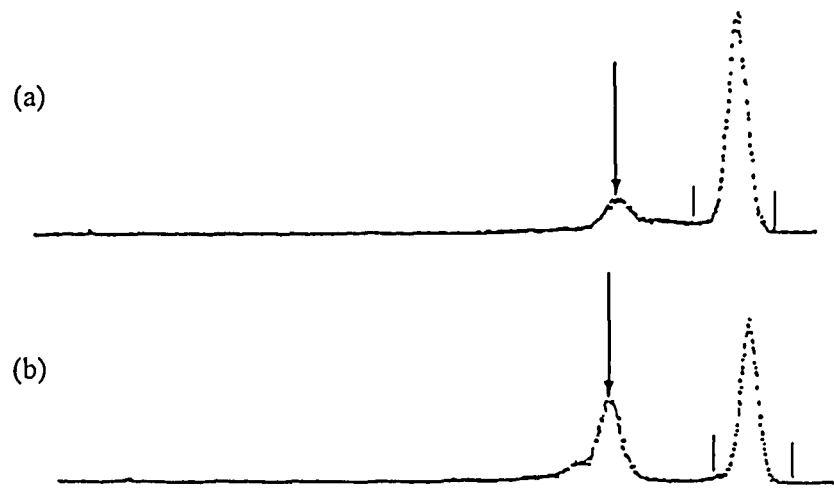


Figure IV-6

Spectres de ^{241}Am mesurés en éclairage latéral à l'aide des deuxième et troisième diodes planaires du détecteur EDP dans la zone à mauvaise collection de charge soit respectivement (θ = 280° ; h=21 mm) en (a) et (θ = 270° ; h=43 mm) en (b). L'énergie du pic parasite (flèche) est d'environ 49,3 keV en (a) et 48,7 keV en (b).

Le même phénomène existe pour la diode 3 et apparaît à $\theta \approx 270°$. Il couvre également 15° et s'étend sur pratiquement toute l'épaisseur du cristal (15 mm). Les épaisseurs de ces deux zones mortes sont d'environ 0,75 mm et 1 mm pour les diodes 2 et 3 respectivement. Les spectres gamma obtenus dans ces régions sont présentés dans la figure IV-6 et montrent l'existence de pics fantômes bien visibles. En dehors de ces deux régions, l'épaisseur de germanium mort est assez régulière et ne vaut environ que 0,2 mm. Les spectres gamma correspondants ne contiennent que le pic de pleine énergie. Ceci nous donne à penser qu'en-dehors de ces zones les diodes 2 et 3 sont de bonne qualité.

Les mêmes mesures ont été réalisées sur la première et la quatrième diode du détecteur EDP en fixant h à 3 mm et 63 mm respectivement. Ces deux cristaux présentent de grandes inhomogénéités (fig. IV-7). Nous avons reporté dans ces figures les valeurs de la transmission des rayonnements gamma au travers du germanium inactif en fonction de l'angle θ d'éclairage latéral. Une importante zone d'absorption est visible dans la première diode. Elle s'étend sur un large domaine angulaire $15° \leq \theta \leq 240°$ et correspond à des épaisseurs de germanium mort allant jusqu'à 3 mm. Cette région englobe les positions A et B des mesures précédentes ce qui est en accord avec les profils de zone morte déjà présentés(§2.3.2.1). Les spectres gamma mesurés dans la zone à mauvaise collection de charge montrent l'existence de pics fantômes (fig. IV-8), d'énergies variables avec θ, qui disparaissent entre 240° et 15°. Pour la diode 4 une zone morte importante et profonde (2,5 mm) s'étend sur un large domaine angulaire d'environ 135°. Sur le reste du pourtour de la diode, un cordon de germanium inactif d'épaisseur non négligeable d'environ 0,8 mm subsiste. Le spectre gamma met en évidence la présence d'un fond important mais ne montre aucun pic parasite.

2.4. Discussion des résultats

Comme le rayonnement gamma de 60 keV de la source ^{241}Am est totalement absorbé dans les 5 premiers millimètres de germanium, l'effet observé ne peut être qu'un effet de surface. L'existence en surface d'impuretés chargées entraîne, pour préserver la neutralité du matériau, la concentration dans le volume du cristal de charges de signe opposé. Lorsque la concentration de ces charges est supérieure à celle propre au semiconducteur, une zone de charges difficile à dépléter se matérialise. Elle est appelée *canal de surface* [DIN75] comme le montre la figure IV-9. La mobilité et la durée de vie des porteurs y sont fortement réduites[DIN77]. Les zones mortes observées dans les cristaux du détecteur EDP sont interprétées comme des canaux de surface.

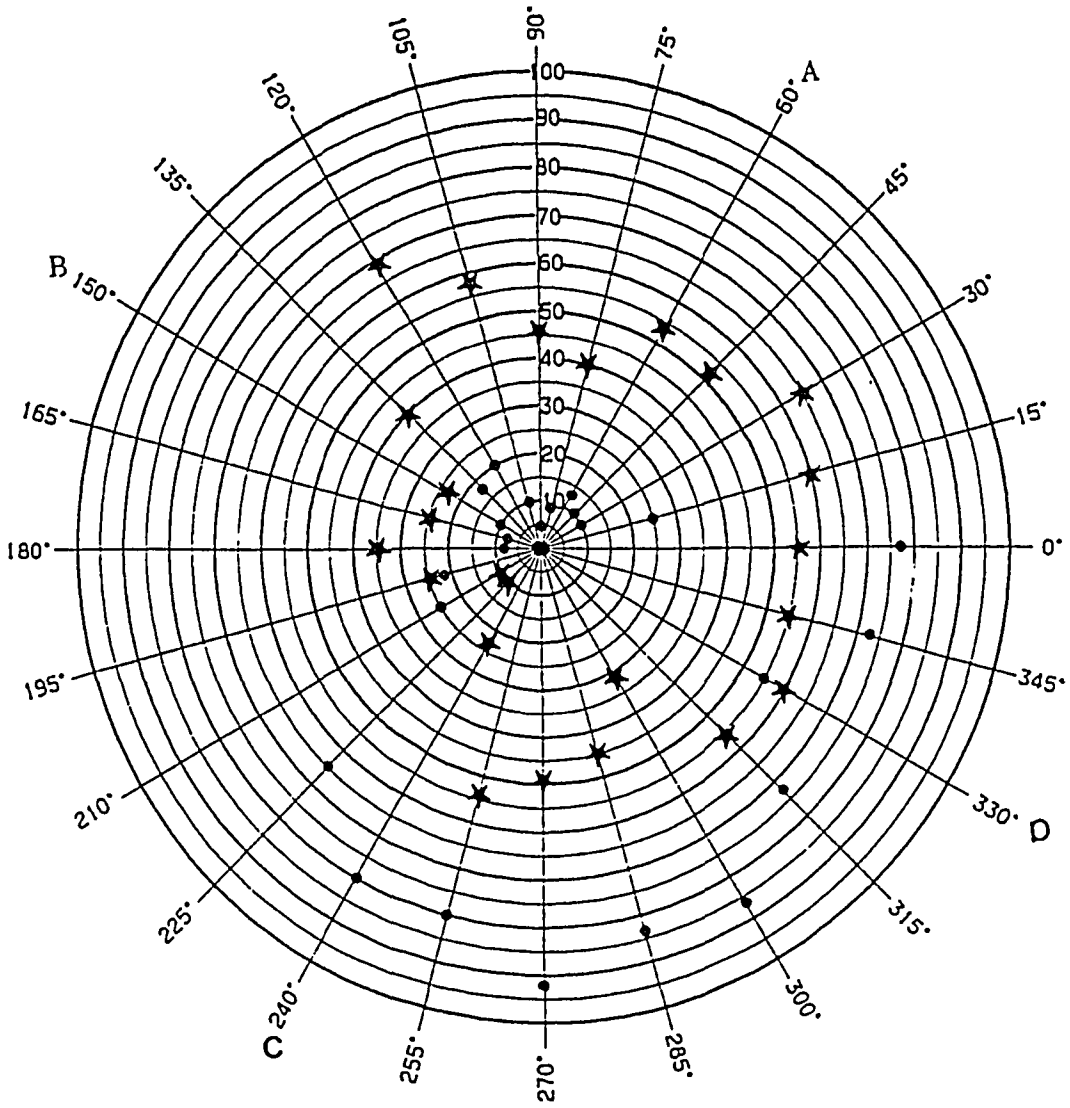


Figure IV-7

Variation en fonction de l'angle θ de la transmission latérale T_{Ge}^{L} des rayonnements gamma de 60 keV au travers des couches inactives de germanium des première (points) et quatrième (étoiles) diodes planaires du détecteur EDP. La transmission donnée en pourcent (voir graduation des rayons) a été mesurée en éclairage latéral (h=3 mm et h=63 mm repectivement). Les positions A à D des profils latéraux sont également reportées sur la figure.

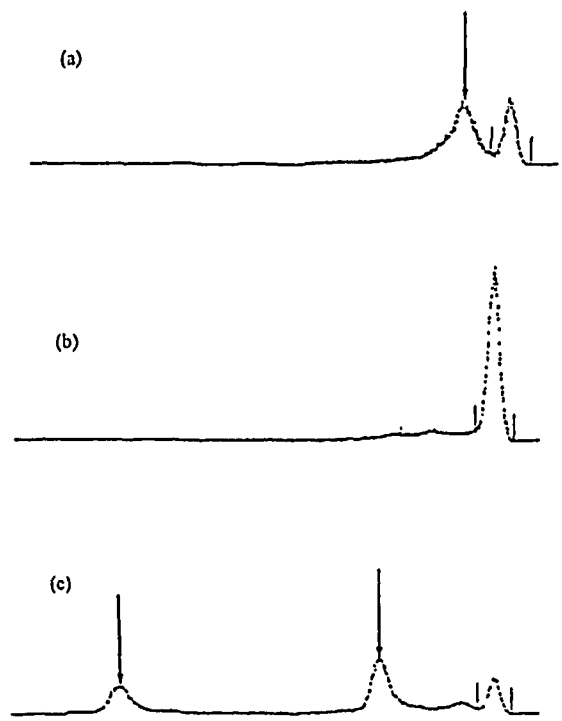


Figure IV-8

Spectres de ^{241}Am mesurés à l'aide de la première diode planaire du détecteur EDP en éclairage latéral pour h=3 mm et pour diverses valeurs de l'angle θ : (a) $\theta = 195°$, (b) $225° \leq \theta \leq 360°$, (c) $\theta = 75°$. Cette figure met en évidence la grande disparité de qualité des spectres et par là même celle de la collection des charges dans le cristal.

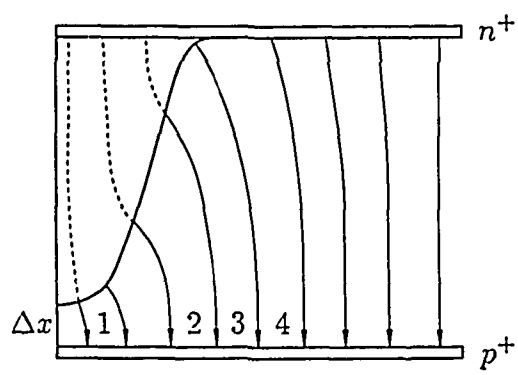


Figure IV-9

Distribution du champ électrique à la surface de la diode en présence d'un canal de surface. Sur cette figure le contact n^+ se prolonge jusqu'à une distance Δx du contact p^+.

La figure IV-9 présente le cas d'un canal de surface prolongeant le contact n^+. Le champ électrique dans le canal de surface est tellement faible que la tension à sa surface est voisine de celle du contact n^+ et les lignes de champ dans le germanium actif s'incurvent vers la surface du canal. La collection des charges en sera affectée. La détection de rayons gamma de 60 keV à proximité du contact n^+ implique une collection rapide de l'électron et une migration lente du trou dans la zone non déplétée suivie d'une migration rapide dans le germanium actif. La détection du rayonnement gamma à proximité du contact p^+, dans la zone déplétée Δx impose à l'électron un long parcours en champ faible dans le canal. Le temps de migration des porteurs devient anormalement important et entraîne : i) un fort taux de recombinaison des porteurs et ii) des impulsions au temps de montée très long. Ainsi selon l'épaisseur du canal de surface et la valeur choisie de la constante d'intégration de l'amplificateur linéaire, le spectre gamma sera plus ou moins affecté [BAE73] présentant un pic fantôme ou un fond continu.

Chacune des diodes 2 et 3 présente une petite zone opaque aux rayonnements gamma de faible énergie (fig. IV-5) corrélée à un pic parasite dans le spectre gamma (fig. IV-6). La structure du détecteur EDP est telle qu'il n'existe latéralement aucun matériau absorbant autre que les boîtes de céramique renfermant les cristaux. Ces dernières étant homogènes ce défaut ne peut provenir que d'un problème de collection de charge dans les cristaux qui conduit, selon le modèle des canaux de surface, à l'apparition dans les spectres gamma de pics fantômes. En tenant compte de la qualité des spectres gamma et de la faible épaisseur de germanium inactif (0,2 mm) en-dehors de ces deux régions, nous pensons que les diodes 2 et 3 sont de bonne qualité et que les défauts observés peuvent provenir d'un problème de traitement chimique des surfaces.

Quant aux diodes 1 et 4, elles présentent d'impressionnantes zones mortes d'épaisseurs supérieures ou égales au millimètre qui couvrent chacune un large domaine angulaire, soit environ 240° et 135° respectivement(fig. IV-7). Les spectres gamma correspondants sont fortement affectés et présentent des pics parasites (fig. IV-8) ou un fond continu.

La présence d'un fond continu signe l'existence d'une zone morte étendue dans le cristal. Prenons le cas d'une irradiation à proximité du contact p^+ alors que le canal de surface prolonge le contact n^+. La détection de rayons gamma à diverses profondeurs dans le germanium entraîne une collection des porteurs selon des lignes de champ différentes (n°1, n°2 ou n°3 dans la figure IV-9) qui s'incurvent en direction du canal de surface. Les parcours dans la zone à champ faible (lignes en tirets) sont de longueurs différentes d'une ligne de champ à l'autre. Ainsi

la variation continue des parcours dans le canal de surface en fonction de la profondeur de détection implique une variation continue du taux de collection. Ceci conduit à l'apparition d'un fond continu dans le spectre gamma. Dans la région en-dehors du canal de surface, la collection des charges est totale (ligne de champ n°4). Le spectre contient alors un pic de pleine énergie. Celui-ci sera d'autant plus intense que le canal de surface est d'épaisseur faible. Ce genre de zones mortes pourrait expliquer le comportement de la quatrième diode à $\theta = 90°$. Notons que le profil du canal de surface n'est pas forcément aussi régulier qu'en figure IV-9. Il peut présenter des protubérances ou de zones mortes conductrices localisées qui conduisent à l'émergence dans le spectre gamma d'un ou plusieurs pics d'énergie inférieure à celle du pic de pleine énergie (fig.IV-8c).

2.5. Comparaison des caractéristiques simulées et mesurées du détecteur EDP

Suite à l'étude des phénomènes d'absorption des rayons gamma de faible énergie dans le détecteur EDP, d'importantes zones mortes de surfaces ont été constatées. Nous avons donc entrepris de comparer l'efficacité du détecteur EDP calculée à l'aide du programme de simulation GEANT III aux valeurs mesurées afin de vérifier si ces zones inactives suffisent à expliquer le manque d'efficacité observé. Pour ce faire nous avons utilisé la géométrie du détecteur composite en incluant plusieurs profils schématiques de zones mortes. Les résultats de simulation sont présentés dans la tableau IV-2. Les valeurs de la première colonne présentent les résultats de calcul incluant pour chaque cristal la seule zone morte de 0,3 mm due au contact de lithium alors que celles de la colonne "calcul II" sont obtenues en ajoutant 1 mm de zone morte tout autour des 4 diodes planaires. Il apparaît immédiatement que de telles zones mortes ne suffisent pas à expliquer les efficacités observées expérimentalement (quatrième colonne), tant pour chacune des paires que pour le détecteur complet.

Nous avons donc introduit un profil de zone morte simulant les épaisseurs de germanium inactif mesurées expérimentalement (fig.IV-10). L'epaisseur des contacts au lithium considérée est de $0,5$ mm pour tenir compte du fait que la plupart d'entre eux ont été rediffusés au moins une fois au cours du processus de fabrication des cristaux. Notons également que l'étendue des zones mortes du cristal 1 a été surestimée d'un facteur 1,5. Les résultats de calcul sont résumés dans la colonne "calcul III" du tableau IV-2.

L'efficacité relative calculée du détecteur EDP passe ainsi de 68% à 56% si on inclut les zones de germanium inactif, valeur voisine de l'efficacité relative mesurée (50%) si on tient compte des barres d'erreur.

	calcul I	calcul II	calcul III	mesuré
PAIRE I	36(2)%	33(3)%	28(3)%	30,2(8)%
PAIRE II	13,2(8)%	13,0(10)%	13,0(10)%	10,4(3)%
EDP (somme)	65(4)%	62(5)%	56(6)%	50(1)%

Tableau IV-2
Résumé des efficacités relatives du détecteur EDP mesurées et calculées à l'aide du logiciel GEANT III (voir texte).

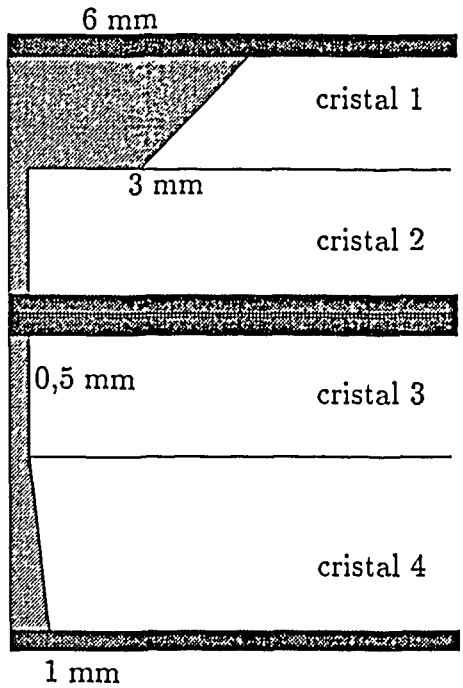


Figure IV-10
Profil simplifié de la zone morte latérale (zone ombrée claire) et épaisseur (0,5 mm) des contacts au lithium (zone ombrée foncée) utilisés dans les calculs de simulation.

Les zones mortes introduites par la passivation chimique des surfaces latérales des cristaux que nous avons observées dans le détecteur EDP présentent une grande inhomogénéité suivant la position (h, θ). Ces canaux de surface et les contacts diffusés au lithium conduisent à une réduction importante de l'efficacité de la première paire ce qui est en accord avec le résultat des calculs de simulation. Ces données montrent par contre que l'effet sur la deuxième paire est peu important.

3. Etude de la sensibilité aux neutrons du détecteur EDP

La détection des rayonnements gamma issus de réactions entre ions lourds de type fusion-évaporation conduit les détecteurs à subir un flux important de neutrons (en moyenne quatre à six neutrons par réaction nucléaire) dont l'énergie cinétique moyenne est d'environ 2 MeV. Ces particules diffusent élastiquement sur les atomes de germanium dont le déplacement dans le réseau cristallin créé des lacunes qui sont en fait des pièges pour les porteurs trou [KRA68]. Lorsque la densité de pièges devient importante, la collection des charges en est affectée et une traîne vers les basses énergies apparaît pour les pics du spectre gamma. Le détecteur est alors jugé impropre à l'étude de la spectroscopie nucléaire et le cristal doit subir un retraitement par recuit. Il était donc important de tester la sensibilité du détecteur EDP aux dommages dus aux neutrons d'autant plus que d'importantes zones mortes ont été mises en évidence dans ce détecteur.

3.1. Méthode expérimentale

Nous avons réalisé une étude comparative de la résistance aux neutrons du prototype du détecteur EDP et d'un détecteur coaxial de gros volume appelé GV8. Pour ce faire, nous avons mesuré l'évolution de la résolution en énergie des deux compteurs en fonction de la dose φ de neutrons absorbée.

3.1.1. Montage expérimental

Nous avons irradié simultanément les détecteurs EDP et GV8 à l'aide d'une source de neutrons. Les compteurs étaient placés côte-à-côte à environ 10 cm de la source de façon à être soumis à un flux de neutrons similaire pour les deux détecteurs et suffisamment important pour permettre de limiter la durée de l'expérience à quelques jours.

3.1.2. Sources

L'émetteur de neutrons utilisé était une source Am-Be [AJZ76] dont l'activité valait environ $1,9 \times 10^5$ neutrons/s. Le spectre des neutrons issus de la source s'étend de 0 à environ 8 MeV [THO65] et est très semblable à celui des neutrons émis dans les réactions de fusion-évaporation.

3.1.3. Méthode expérimentale

La procédure de manipulation est cyclique, chaque période se scindant en deux phases :

– la phase d'irradiation aux neutrons (durée voisine de 24 heures) : en plaçant la source de neutrons sur son support, les deux détecteurs sont irradiés simultanément.

– la phase de mesure des résolutions en énergie : la source de neutrons est remplacée par une source de ^{60}Co de faible activité; les spectres gamma directs sont enregistrés.

L'ensemble de l'expérience s'est étalé sur une période de dix-sept jours.

3.2. Résultats expérimentaux

Les détecteurs EDP et GV8 ont été testés avant et après irradiation aux neutrons sur un banc de mesure libre de tout bruit parasite (tableau IV-3).

		EDP		GV8
		PAIRE I	PAIRE II	
avant irradiation	$E_{1/2}$(keV)	2,25	2,25	2,05
après irradiation	$E_{1/2}$(keV)	3,47	3,30	2,38
	$\varphi(10^7 \mathrm{n/cm^2})$	17,85	10,43	17,07

Tableau IV-3

Résolutions en énergie $E_{1/2}$ des détecteurs EDP et GV8 mesurées avant et après irradiation en l'absence de bruit parasite. Figurent également les valeurs, pour chaque détecteur, du flux intégré de neutrons absorbé par unité de surface après irradiation.

L'évolution détaillée de la résolution en énergie en fonction de la dose de neutrons est reportée dans le tableau IV-4. L'erreur estimée sur la résolution en énergie obtenue sur le banc de référence avec une calibration de 0,33 keV/canal

EDP				GVS	
PAIRE I		PAIRE II			
$\varphi \times 10^{-7}$ (n/cm^2)	$E_{1/2}$ (keV)	$\varphi \times 10^{-7}$ (n/cm^2)	$E_{1/2}$ (keV)	$\varphi \times 10^{-7}$ (n/cm^2)	$E_{1/2}$ (keV)
1,05	2,26	0,61	2,22	1,00	2,14
2,09	2,27	1,22	2,25	2,00	–
3,75	2,34	2,19	–	3,58	–
4,79	2,50	2,80	2,25	4,58	2,19
7,79	3,10	4,55	2,46	7,44	2,16
8,81	2,98	5,15	2,49	8,42	2,18
10,67	2,96	6,23	2,46	10,20	2,32
12,66	2,97	7,39	2,50	12,11	2,28
16,81	–	9,81	3,23	16,06	2,63
17,85	–	10,43	3,12	17,07	2,53

Tableau IV-4
Evolution en fonction de la dose de neutrons absorbée φ, de la résolution en énergie $E_{1/2}$ des compteurs germanium EDP et GV8.

est de 0,05 keV et provient d'une part de l'erreur statistique et d'autre part des erreurs systématiques liées au logiciel utilisé. Pour les valeurs mesurées auprès du système d'acquisition, nous avons tenu compte de l'observation d'un bruit parasite aléatoire dont la fluctuation dans le temps détériore la précision de mesure conduisant à une incertitude d'environ 0,15 keV.

3.3. Discussion

La résolution en énergie des détecteurs germanium commence à se détériorer sensiblement quand ils ont subi un flux intégré de plus de

i) 4×10^7neutrons/cm^2 pour le détecteur EDP et

ii) 13×10^7neutrons/cm^2 pour GV8 (fig. IV-11).

Le prototype du détecteur EDP (paire I : cercles ouverts, paire II : étoiles) est plus sensible aux dommages dus aux neutrons que le détecteur coaxial de

gros volume (GV8 : croix). De plus la comparaison dans le tableau IV-3 des résolutions en énergie des paires I et II du détecteur EDP montre que pour un flux φ presque moitié, la résolution de la paire II est voisine de celle de la paire I.

D'après l'étude de M. Kraner et al. [KRA68], les défauts produits par les neutrons dans le réseau cristallin du germanium sont des pièges à trous. Ainsi la détérioration de la résolution en énergie d'un détecteur au germanium soumis à un flux de neutrons est liée à la probabilité de capture des trous par ces pièges. Cette probabilité est fonction à la fois de la nature du piège et de l'intensité du champ électrique $\mathcal{E}$ règnant dans le cristal. Le piégeage des trous est plus important quand le champ $\mathcal{E}$ est faible. Un champ minimum de 100V/mm est nécessaire pour optimiser la réponse d'un détecteur germanium puisque, à cette intensité de champ, la vitesse des porteurs électrons et trous est saturée à une valeur limite de $9,6 \times 10^6$ cm/s [CAT91]. Elle dépend essentiellement de trois paramètres : la taille et la géométrie des cristaux, leur densité de charge ρ et la valeur de la tension V appliquée [KNO79].

La géométrie des cristaux des détecteurs EDP et GV8 est présentée dans les figures IV-1 et IV-12. L'intensité des champs électriques règnant en leur sein a été calculée en tenant compte des concentrations d'impuretés ($\rho = C \times 10^{10}$atomes/cm^3 où C est une grandeur sans unité) annoncées par le fabriquant des lingots de germanium et données dans le tableau IV-5.

Dans le cas du compteur coaxial GV8, le champ $\mathcal{E}$, calculé à l'aide de l'équation II-21, est supérieur à 120 V/mm, quelle que soit la concentration d'impuretés, pour des valeurs de rayon r comprises entre 16 et 35,5 mm (fig. IV-13). Ceci correspond à 81% du volume du cristal. Pour des valeurs de r inférieures à 16 mm, le champ reste intense si la concentration d'impureté ne dépasse pas 10^{10}atomes/cm^3($C \leq 1$) ce qui est le cas sur la majeure partie de la longueur du cristal. De fait la presque totalité des trous créés par la détection d'un rayonnement gamma subit l'action d'un champ supérieur à 120 V/mm ce qui est optimal pour assurer une bonne collection des charges. Comme dans la géométrie coaxiale, l'essentiel du volume du cristal se situe sur son pourtour, la majorité des interactions rayonnement-matière s'y produisent. Pour du germanium de type n, les trous collectés vers le contact implanté au bore (fig. IV-13) ne parcourent donc qu'une faible distance dans le cristal. Ils contribuent peu à l'amplitude du signal électrique (voir chap.II §2.2.4) et n'ont qu'une faible probabilité de piègeage par les défauts dus aux neutrons. Ceci explique la supériorité, par rapport aux dommages neutroniques, des cristaux coaxiaux de type n sur ceux de type p où le sens du champ électrique est inversé.

Dans le cas du détecteur EDP, la concentration d'impuretés varie parallèlement à l'axe du cristal et par voie de conséquence, à la direction du champ $\mathcal{E}$. Ceci

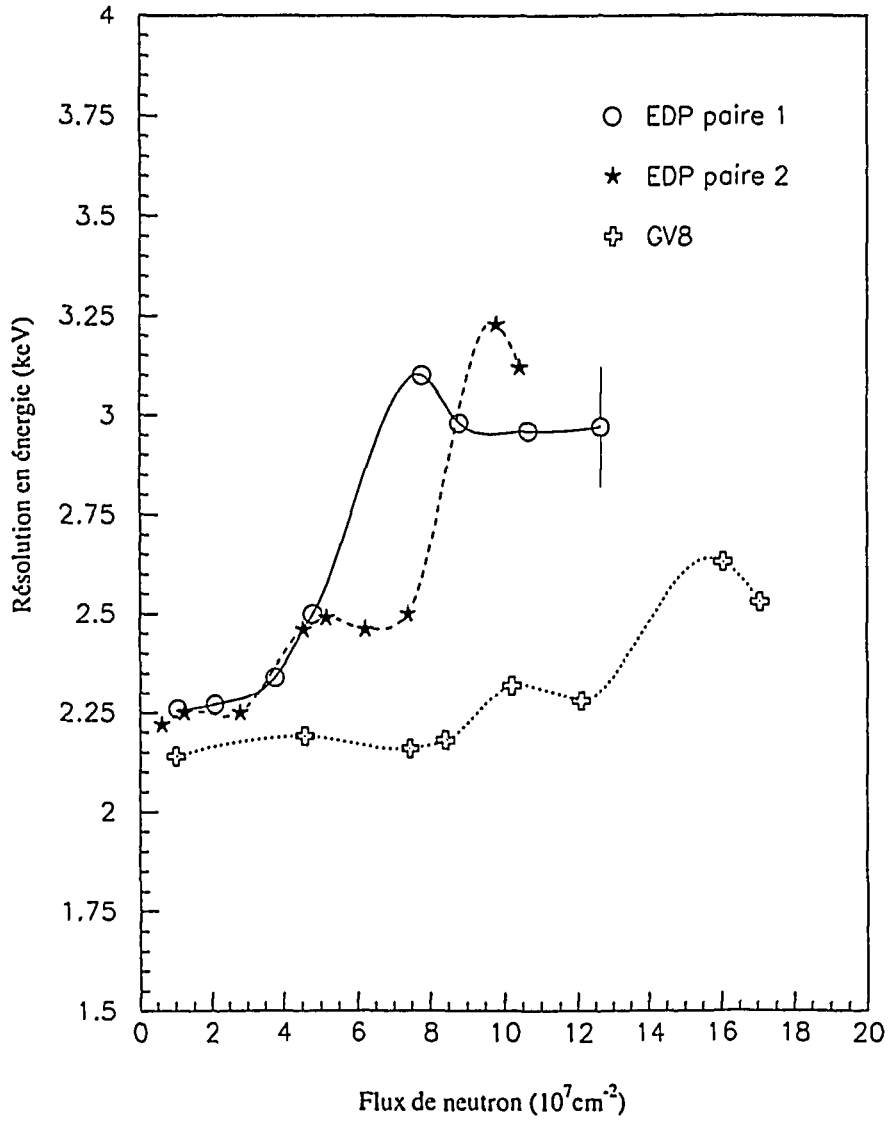


Figure IV-11

Evolution, en fonction de la dose de neutrons absorbée, de la résolution en énergie des paires I et II du détecteur EDP et du détecteur coaxial GV8 (valeurs reportées dans le tableau IV-4). Les courbes ne sont que des guides pour les yeux.

détecteur	N° diode	C_e	C_s
GV8	1	1,34	0,45
EDP	1	1,00	0,39
	2	0,44	1,00
	3	0,80	0,67
	4	0,62	1,32

Tableau IV-5
Valeurs de C_e et C_s pour les détecteurs GV8 et EDP mesurées par le fabricant de lingots de germanium respectivement au niveau des faces d'entrée (face éclairée par les rayons gamma) et de sortie (face opposée) des cristaux.

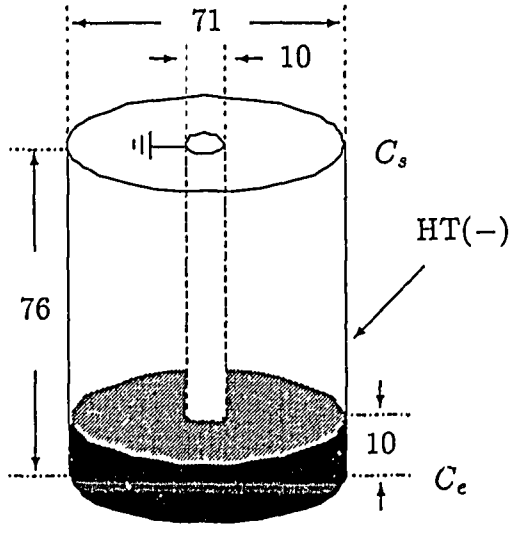


Figure IV-12
Vue du détecteur coaxial de type n de gros volume GV8. La zone ombrée correspond au volume du cristal (partie frontale) de géométrie non coaxiale. La masse est appliquée sur le contact central diffusé au lithium et la haute tension (HT) sur le contact externe implanté au bore. Le champ électrique $\mathcal{E}$ est approximativement radial et dirigé du centre vers l'extérieur du cristal. Les paramètres C_e et C_s sont liés aux concentrations d'impuretés à l'entrée et à la sortie du cristal coaxial (voir texte) et sont donnés dans le tableau IV-5.

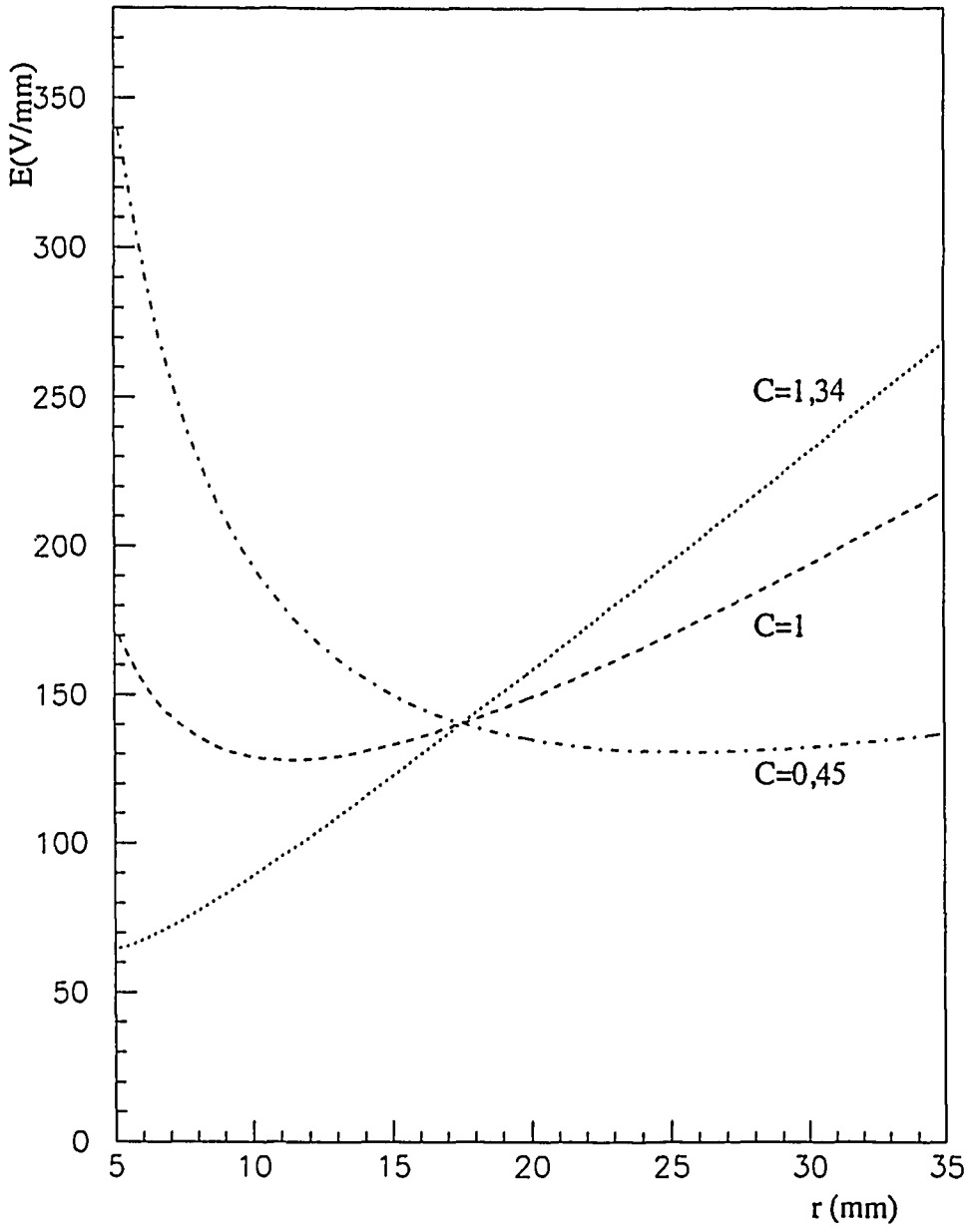


Figure IV-13

Variation de l'intensité du champ électrique calculé pour le détecteur coaxial GV8 en fonction de la position (rayon r) de détection du rayonnement gamma et de la concentration d'impuretés $C(\times 10^{10} atomes/cm^3)$.

en affecte sensiblement l'intensité. En supposant une variation linéaire de la concentration d'impureté dans l'épaisseur d'un cristal planaire, i.e $\rho = kx + \rho_0$, la solution de l'équation de Poisson (II-18) conduit à :

$$-\mathcal{E}(x) = \frac{V}{d} + \frac{k}{2\epsilon}(\frac{1}{3}d^2 - x^2) + \frac{\rho_0}{\epsilon}(\frac{d}{2} - x) \qquad (IV-3)$$

La figure IV-14 présente l'intensité du champ électrique au sein des diodes du détecteur EDP. Une proportion non négligeable du volume des diodes 1, 2 et 4 (respectivement 22%, 37% et 33%) est soumise à un champ inférieur à 100 V/mm (zones hachurées). Les valeurs minimales de $\mathcal{E}$ pour ces diodes sont respectivement de 66 V/mm, 35 V/mm et 1 V/mm. Notons que cette dernière valeur correspond à un champ pratiquement nul. Seule la troisième diode du détecteur composite présente un champ suffisamment intense sur toute son épaisseur. La collection des charges en champ faible se traduit par l'apparition dans les raies des spectres gamma de traînes vers les basses énergies signature du phénomène de défaut balistique. Pour un pic parfaitement gaussien, le rapport de la largeur du dixième de hauteur sur sa largeur à mi-hauteur est de 1,82. Pour de bons détecteurs ce rapport avoisine 1,85 alors que dans le cas du détecteur EDP nous avons mesuré 1,88 pour la paire I et 2,10 pour la paire II. Comme le champ dans le troisième cristal est bien établi, la mauvaise performance de la deuxième paire provient du cristal 4.

Du fait de la structure du détecteur EDP, les trous créés à proximité du contact n^+ ont le parcours de collection le plus grand et contribuent majoritairement à l'amplitude totale du signal de sortie du préamplificateur. Ces charges sont produites, dans trois des quatre diodes du détecteur EDP, dans des régions à champ électrique faible (fig. IV-14) où la section efficace de capture des trous est importante. Ainsi les signaux dus à la collection de ces charges seront particulièrement sensibles au phénomène de piégeage des trous.

La présence d'une zone morte perturbe fortement le champ électrique $\mathcal{E}$ en direction et en intensité particulièrement dans la région de cristal où son intensité est naturellement faible. Ainsi au voisinage de la zone morte générée par le contact au lithium, le champ calculé pour être extrêmement faible est probablement nul dans le volume même du cristal conduisant à une réduction de l'efficacité de détection de la deuxième paire (tableau IV-2). L'effet observé est cependant tel que des inhomogénéités de la concentration d'impuretés doivent être prises en compte pour expliquer les données expérimentales. Ceci permet donc de comprendre pourquoi le détecteur EDP est nettement plus sensible aux dommages dus aux neutrons que le détecteur GVS.

Cette étude a montré qu'en inversant les surfaces d'entrée et de sortie du cristal 4, le champ électrique minimum passe de 1 V/mm à 31 V/mm (fig.IV-14

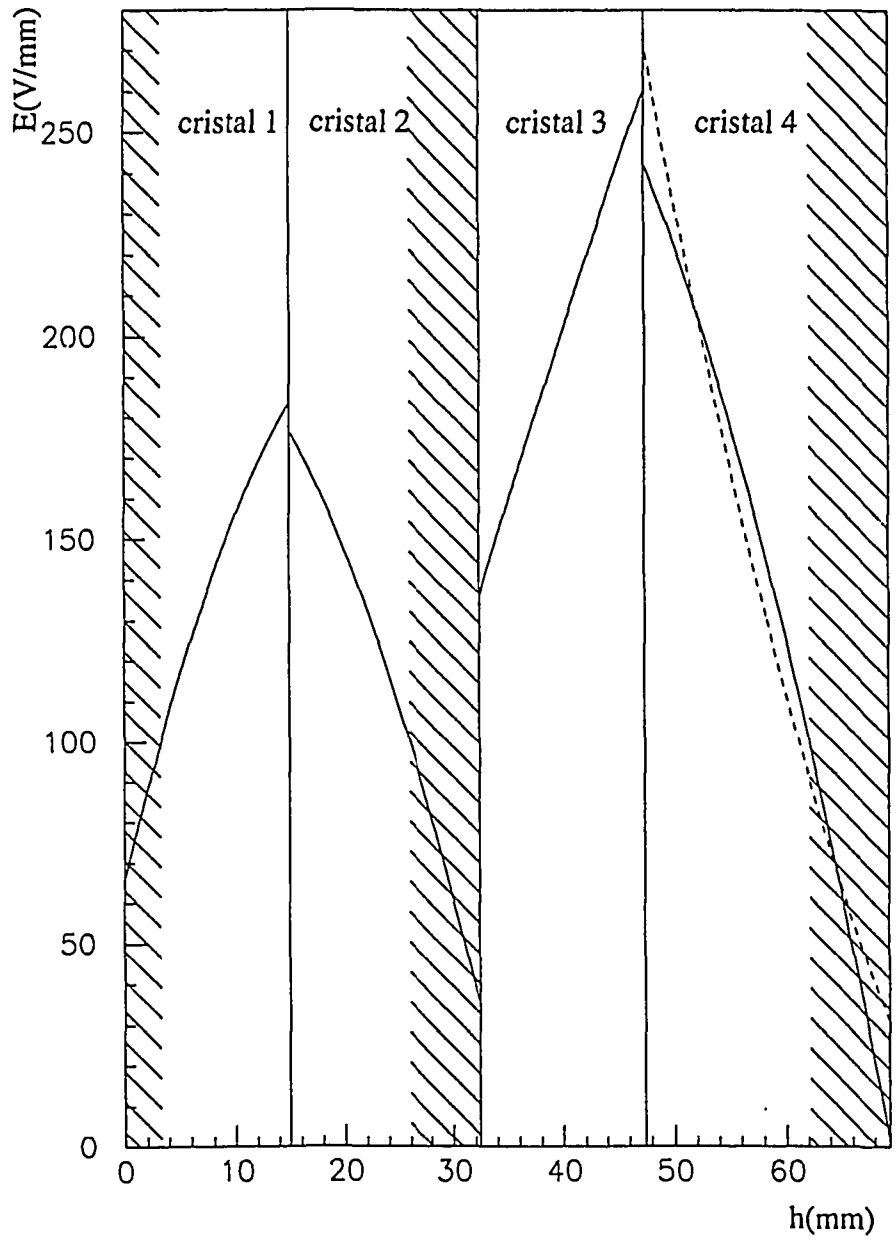


Figure IV-14

Variation de l'intensité du champ électrique calculé pour le détecteur EDP en fonction de la distance h à la face d'entrée du compteur. Les surfaces hachurées correspondent au volume des cristaux soumis à un champ électrique inférieur à 100 V/mm. La courbe en tirets a été calculée en inversant la diode 4 (voir texte).

courbe pointillée). Ceci aurait permis de réduire l'étendue de la zone morte de ce cristal voire de retrouver la valeur nominale de son efficacité de détection. L'ampleur de l'effet de défaut balistique aurait aussi été réduite.

Un autre enseignement de cette étude porte sur la pureté des cristaux plans. La vulnérabilité des cristaux planaires aux dommages dûs aux neutrons peut être réduite par l'application dans tout le cristal d'un champ électrique d'intensité suffisante. Nous allons étudier quelles sont les conditions à remplir pour cela. D'après l'équation (II-23), le champ électrique s'exprime comme :

$$-\mathcal{E}(x) = \frac{V}{d} + \frac{\rho}{\epsilon}(\frac{d}{2} - x) \qquad (IV-4)$$

dont la valeur absolue atteint son minimum en $x = d$:

$$-\mathcal{E}_m = \frac{V}{d} - \frac{\rho d}{2\epsilon} \qquad (IV-5)$$

Comme pour avoir une bonne collection des porteurs, il est nécessaire que l'intensité du champ soit supérieure à 100 V/mm, nous imposons $\mathcal{E}_m = -100$ V/mm soit :

$$V_m = (100 + \frac{\rho d}{2\epsilon})d \qquad (IV-6)$$

V_m est donc la tension minimale à appliquer pour obtenir les meilleures conditions de fonctionnement théoriques du cristal. On peut remarquer que la valeur de V_m varie quadratiquement en fonction de l'épaisseur d et linéairement en fonction de la concentration d'impuretés C. Nous présentons dans le tableau IV-6 la corrélation existant entre V_m et l'épaisseur ainsi que la concentration d'impuretés du cristal. Sachant que la tension de fonctionnement maximale des détecteurs germanium sur le marché est de 5000 volts, le tableau montre que **l'épaisseur maximale acceptable pour des cristaux plans et pour des concentrations d'impuretés techniquement accessibles doit être limitée à environ 20 mm** ce qui confirme l'hypothèse que nous avions faite au moment de l'élaboration du détecteur EDP.

Nous pouvons établir la relation liant l'épaisseur du cristal à la concentration d'impuretés :

$$C \leq \frac{1}{5,65d}(\frac{5000}{d} - 100) \qquad (IV-7)$$

D'après cette relation **le fabricant de compteurs germanium devrait effectuer une sélection des cristaux** à utiliser pour la fabrication de détecteurs composites similaires à l'ensemble EDP. Il pourrait ainsi constituer un stock de diodes dont les propriétés auraient été testées. **Ceci permettrait d'associer des diodes de caractéristiques voisines afin d'optimiser le fonctionnement de la paire ainsi constituée.**

d(mm) \ C	0,7	1	1,3
15	2390	2771	3153
20	3582	4260	4938
25	4972	6031	7091

Tableau IV-6
Variation de la tension V_m, exprimée en Volts, en fonction de la concentration d'impuretés $C \times 10^{10}$ atomes/cm^3 et de l'épaisseur d du cristal planaire.

4. Conclusion et perspective

Le détecteur EDP ne présentait pas, dans la configuration testée, les caractéristiques requises pour le multidétecteur EUROGAM. Les grandes surfaces diffusées au lithium ainsi que celles passivées chimiquement introduisent d'importants volumes de germanium inactif. Ceci affecte notablement l'efficacité de détection photopic du détecteur composite. La grande sensibilité du prototype aux dommages dûs aux neutrons est liée à l'existence d'un champ électrique faible dans d'importants volumes de germanium.

Pour remédier au problème de zone morte liée à la diffusion au lithium, l'utilisation de la technique d'implantation a été envisagée. En effet, pour le contact p^+, cette technique est bien maitrisée et la zone inactive associée est négligeable. Pour le contact n^+, des études ont été réalisées en implantant dans le germanium des ions donneurs comme le phospore ou l'arsenic. Cependant Benourhazi et Ponpon [BEN92] ont montré que la couche implantée présente, même dans le cas d'une implantation de donneurs, un caractère de type fortement accepteur dû aux nombreux défauts générés par l'implantation dans le réseau cristallin. Une température de recuit supérieure à $450°C$ est nécessaire pour restaurer la structure du cristal et activer électriquement le contact n^+. Ceci est beaucoup plus élevé que la température maximale tolérée lors de la préparation de détecteurs à base de germanium hyperpur ($280°C \sim 300°C$). Récemment des essais d'implantation au phosphore sur des cristaux planaires ont été effectués au laboratoire de Rossendorf en Allemagne. Les premiers résultats sont prometteurs [HEN94].

Concernant les zones mortes liées à la passivation du germanium, la méthode de pulvérisation [HAN80] semble convenir. Elle consiste à mettre l'échantillon de germanium dans une enceinte qui, après avoir été pompée à un vide secondaire, est remplie d'Argon à basse pression (10^{-3} torr). Un creuset contenant le matériau

à déposer sur la surface du cristal de germanium est introduit dans l'enceinte. L'application d'une haute tension de quelques kV entre le creuset et l'échantillon de germanium ionise les molécules du gaz qui accélérées, percutent le matériau à évaporer. Celui-ci est projeté sur le cristal de germanium et forme un dépôt très uniforme de quelques centaines d'Angström. Cette épaisseur est fonction de la durée de pulvérisation ainsi que de la distance entre le creuset et l'échantillon de germanium. L'avantage de cette technique est de permettre de déposer sur la surface éclairée une couche très mince et uniforme de presque n'importe quel matériau. Des études sont en cours afin de déterminer la procédure finale de pulvérisation sur la surface latérale cylindrique d'un cristal planaire résolvant ainsi le problème des zones mortes latérales.

Cette étude aura permis de comprendre les imperfections observées dans le prototype du détecteur composite EDP et de suggérer les méthodes qui devraient permettre la réalisation dans l'avenir de compteurs de ce type de grande efficacité (cristaux de grande pureté, implantation au phosphore, passivation par pulvérisation). Ces techniques nécessitant une période de mise au point, nous nous somme retournés, vu la forte compétition internationnale (GAMMASPHERE), vers une autre forme de détecteur composite : un compteur à base de diodes coaxiales, le détecteur TREFLE.

NEXT PAGE(S)
left BLANK

CHAPITRE V
LE DETECTEUR TREFLE

Suite à l'expérience du détecteur EDP, nous avons cherché à développer un autre type du détecteur composite qui sera à la fois efficace, résistant aux neutrons et présentera une bonne résolution en énergie. Ces travaux de recherches et développements ont été menés conjointement par la société INTERTECHNIQUE et le CRN pour aboutir au détecteur TREFLE.

1. Caractéristiques générales du détecteur TREFLE

1.1. Conception du détecteur TREFLE

Les calculs de simulation ont été un outil indispensable à l'élaboration du détecteur susceptible d'augmenter les performances du multidétecteur EUROGAM II. Ce compteur devrait à la fois posséder un grand volume pour des raisons d'efficacité et une faible ouverture angulaire pour réduire l'élargissement Doppler des raies gamma. Plusieurs géométries ont été proposées :

– détecteur classique et collimation rectangulaire : le collimateur à ouverture conique classique est remplacé par un collimateur à ouverture rectangulaire dont la longueur est perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les calculs de simulation réalisés à l'aide du logiciel GEANT III montrent que pour atteindre une résolution de $4,5$ keV à $E_\gamma = 1332$ keV il est nécessaire de réduire l'ouverture angulaire du détecteur de telle façon que son efficacité chute d'environ 25%. Une telle perte d'efficacité n'est pas envisageable pour un multidétecteur comme EUROGAM [FRA92].

– détecteur coaxial conique divisé électriquement en deux : cette solution était séduisante mais irréalisable en 1990 d'un point du vue technique pour des détecteurs germanium de type n.

– détecteur composite : comme les détecteurs germanium de gros volume sont couteux et présentent généralement un défaut balistique, une réponse en temps médiocre et une grande sensibilité aux dommages dus aux neutrons, nous avons pensé à utiliser plusieurs cristaux de petit volume dont la production

industrielle est bien maîtrisée pour constituer un détecteur composite de grande taille à un coût modéré. Le nombre des cristaux ne doit pas être trop élevé pour faciliter leur maintien mécanique ainsi que l'entretien du détecteur (faible probabilité de dégrader un cristal sain lors de la réparation du détecteur composite). Finalement une structure à quatre cristaux a été retenue car elle devrait permettre à la fois de réduire l'élargissement Doppler des raies gamma et de mesurer la polarisation linéaire des photons.

Ce nouveau détecteur, appelé détecteur TREFLE, comporte quatres cristaux de type n ayant une efficacité relative de 20%. Le nom de TREFLE provient du regroupement très compact des quatre cristaux (la distance entre eux n'est que de 0,2 mm!) dont la section fait penser à un trèfle à quatre feuilles. Les résultats de simulation permirent de déterminer la meilleure géométrie de ce détecteur. Chaque cristal possède une face frontale carrée obtenue en biseautant deux surfaces adjacentes avec un angle de 7.1° et en coupant sur toute sa longueur les deux autres surfaces parallèlement à l'axe du cristal (fig. V-1). Cette géométrie conserve la majeure partie (89%) du volume original de germanium. Pour des cristaux germanium de 50 mm de diamètre et de 70 mm de longueur, le volume actif dans le détecteur TREFLE est d'environ 470 cm^3, soit 55% de plus que celui du détecteur germanium coaxial de gros volume utilisé dans la première phase de fonctionnement du multidétecteur EUROGAM.

La géométrie du détecteur TREFLE facilite la réduction de l'élargissement Doppler dû à l'ouverture angulaire du détecteur. Les calculs de simulation montrent que dans le cas d'une diffusion Compton, entre deux cristaux adjacents, le premier point d'interaction avec le germanium se situe près de la surface commune aux cristaux touchés [FRA91, DUC92]. Les distributions de probabilité de diffusion entre cristaux, calculées pour trois énergies gamma différentes, 200, 1332 et 5000 keV, sont présentées dans la figure V-2 en fonction de la distance entre le premier point d'interaction et la surface de séparation des cristaux. La largeur à mi-hauteur de cette distribution est inférieure à 1,5 cm et est relativement indépendante de l'énergie E_γ. Ainsi une méthode simple peut être appliquée pour la correction de l'élargissement Doppler.

Après avoir correctement orienté le détecteur TREFLE par rapport à l'axe du faisceau, nous pouvons le considérer comme subdivisé en deux moitiés perpendiculaires à cet axe, l'ouverture angulaire de chacune des deux parties étant réduite ($\delta\theta = 4,5°$). La détection d'un rayonnement gamma, soit dans la moitié gauche, soit dans la moitié droite seulement du détecteur TREFLE, conduit à appliquer une correction du déplacement Doppler en utilisant la position

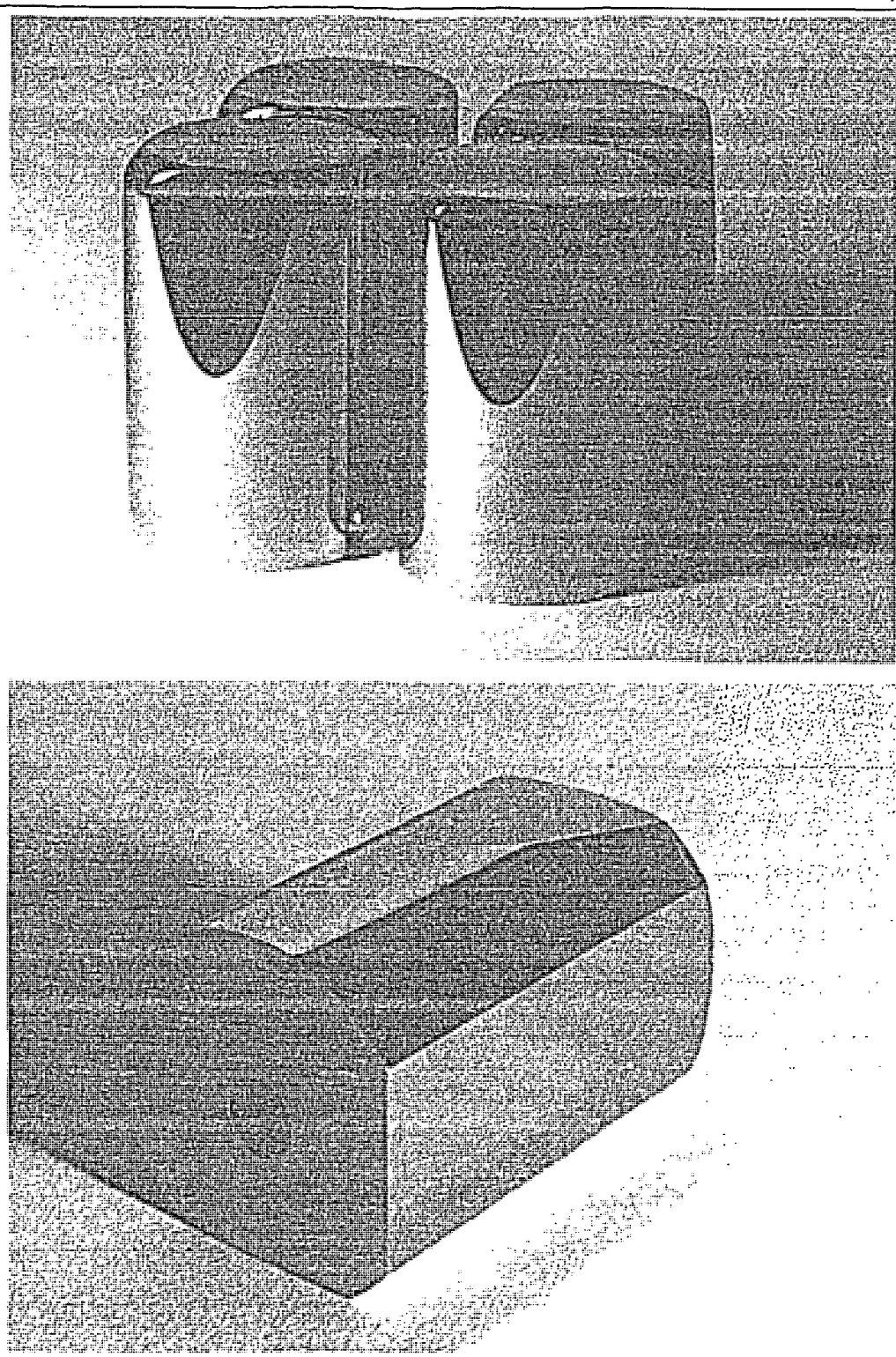


Figure V-1
Photographies des cristaux du détecteur TREFLE

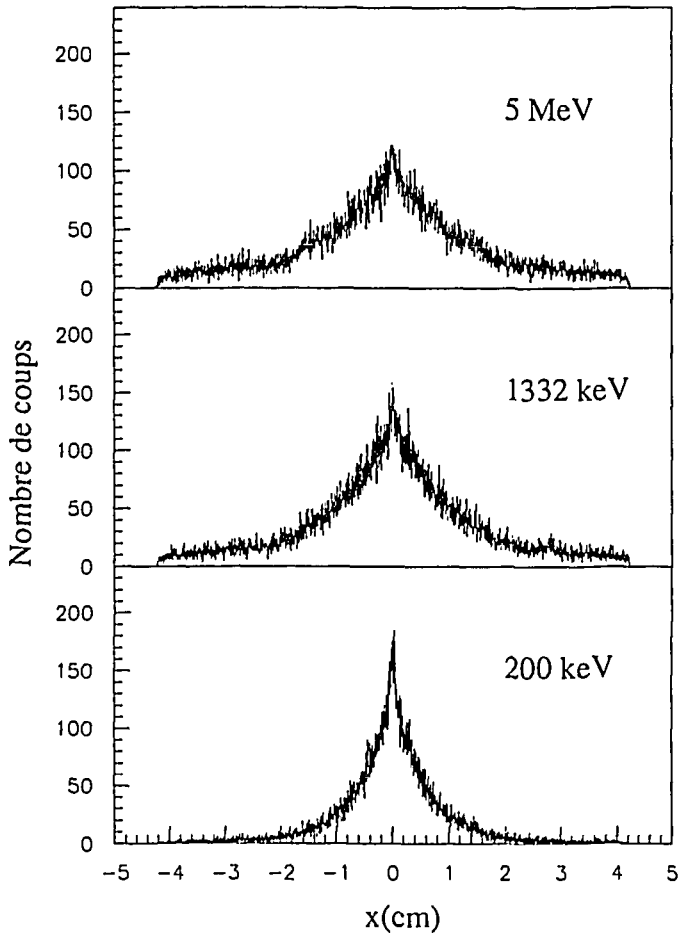


Figure V-2
Distributions de la probabilité de diffusion d'un photon entre deux cristaux adjacents du détecteur TREFLE, calculées pour trois énergies gamma différentes : 200 keV, 1332 keV et 5 MeV. L'abscisse x représente la distance entre le premier point d'interaction du photon avec le germanium et la surface de séparation des cristaux.

angulaire $\theta_{g(d)}$ de cette moitié :

$$E_0 = \frac{E}{1 + \beta \cos \theta_{g(d)}} \qquad (V-1)$$

où E est l'énergie détectée et E_0 est celle du photon dans le référentiel du noyau. Pour une diffusion Compton où les deux moitiés sont touchées simultanément, les énergies déposées dans chaque partie sont sommées et l'énergie totale est corrigée en utilisant la position angulaire centrale du détecteur TREFLE. La

plupart des événements de diffusion ($\geq$ 75%) ont lieu dans la région ± 2 cm autour de la surface de séparation des cristaux touchés quelle que soit l'énergie du rayonnement gamma considéré. Cette région étant équivalente à la taille frontale de chaque cristal du détecteur TREFLE, l'élargissement Doppler pour ces événements est pratiquement le même que celui observé dans un seul cristal. Seuls les événements dont la diffusion a lieu au-delà de la zone ± 2 cm peuvent dégrader légèrement la résolution en énergie du rayonnement gamma détecté.

Deux prototypes ont été livrés par la société INTERTECHNIQUE, l'un fin août 1991 et l'autre en octobre de la même année.

Pour le premier d'entre eux les cristaux étaient retournés c'est à dire que leurs trous coaxiaux et leurs surfaces passivées faisaient front aux rayonnements gamma. Cette géométrie particulière avait été initialement retenue pour faciliter le maintien des quatre segments dans le cryostat. La perte d'efficacité de détection photopic consécutive à la présence des surfaces passivées et au système de support des lingots de germanium placé entre les détecteurs et la source gamma, nous a conduit à réaliser un deuxième prototype. Les cristaux de ce dernier, orientés de façon standard, sont maintenus dans le cryostat par l'arrière, prouesse technique qui améliore ainsi le rapport signal sur bruit de l'ensemble.

La collection des charges s'effectue au travers d'une liaison capacitive puisque la géométrie compacte du détecteur TREFLE impose de mettre la surface externe des cristaux à la masse. Considérés comme des détecteurs individuels, les signaux énergie et temps de chaque segment sont enregistrés séparément sur bande. Les performances globales du détecteur composite sont obtenues en mode de sommation par un traitement informatique hors ligne.

1.2. Caractéristiques aux énergies du ^{60}Co

Dans la suite de ce chapitre nous ne présenterons plus que les résultats obtenus à l'aide du deuxième prototype du détecteur TREFLE. En particulier, toutes les valeurs de résolution en énergie seront mesurées pour une constante de temps de l'amplificateur de $4\mu s$. Les principales caractéristiques de ce compteur sont résumées dans le tableau V-1.

La résolution en énergie de chacun des cristaux taillés est meilleure que 2 keV pour une énergie gamma de 1332 keV et voisine de 1 keV pour une énergie de 122 keV. Les photopics sont raisonnablement symétriques ($E_{1/10}/E_{1/2} \approx 1,87$). Ces résultats concordent avec ceux du fabricant (valeurs en italique dans le tableau V-1) dans la limite des barres d'erreur (voir texte ci-dessous).

TREFLE n°2	$E_{1/2}$(122 keV) (keV)	$E_{1/2}$(1332 keV) (keV)	$(\epsilon_p\omega)_{\rm rel}$ (%)	$T_{1/2}$ (ns)
cristal 1	$0,92/\mathit{0,88}$	$1,85/\mathit{1,85}$	$20,6/\mathit{19,5}$	5,6
cristal 2	$0,94/\mathit{0,94}$	$1,97/\mathit{1,90}$	$18,3/\mathit{19,1}$	5,5
cristal 3	$0,91/\mathit{0,90}$	$1,92/\mathit{2,00}$	$21,3/\mathit{22,0}$	5,5
cristal 4	$0,95/\mathit{0,91}$	$1,94/\mathit{1,95}$	$20,1/\mathit{20,9}$	5,5

Tableau V-1

Résumé des principales caractéristiques du détecteur TREFLE et de chacun de ses cristaux obtenues à l'aide des sources de ^{60}Co et ^{152}Eu pour une constante de temps de l'amplificateur de 4μs. Notez que les valeurs en italique sont celles annoncées par le fabricant. Les incertitudes sont données dans le texte.

1.2.1. Résolutions en énergie et en temps

Les performances des quatres détecteurs individuels à 1,33 MeV sont conformes à celles attendues pour un détecteur de 20% d'efficacité relative. Par contre celles mesurées à basse énergie, bien que satisfaisantes, sont un peu élevées pour ce type de compteur. En effet, $E_{1/2}$ devrait plutôt avoisiner 800 eV. Ceci est dû à la plus grande capacité des cristaux du détecteur TREFLE consécutive à l'augmentation de leur longueur (70 mm) par rapport à celle d'un détecteur standard de 20% d'efficacité relative (50 mm), le diamètre restant le même (50 mm).

Ces données ont été obtenues avec une constante de temps de 4μs à un taux de comptage d'environ 500 coups par seconde. Les calibrations en énergie sont respectivement de 0,33 keV/canal en ^{60}Co et de 0,10 keV/canal en ^{152}Eu. L'aire des pics d'intérêt approchant 50000 coups, les incertitudes sur la valeur $E_{1/2}$ à 122 keV et 1332 keV sont respectivement de 0,02 keV et 0,05 keV.

La réponse en temps de chacun des cristaux mesurée avec une source de ^{60}Co et un seuil de 50 keV, est excellente (5,5ns) et conforme à celle de cristaux coaxiaux de même diamètre. Du fait de leurs modestes dimensions, la mise en forme des lingots n'a pas notablement affecté l'intensité du champ électrique régnant en leur sein, même si les lignes de champ sont perturbées. La collection des charges s'effectue donc correctement. L'incertitude sur les valeurs $T_{1/2}$ est de 0,5ns.

1.2.2. Efficacités de détection et facteur de sommation

Le détecteur composite fonctionne généralement en mode de sommation. Soit

m le nombre de segments touchés. En mode direct, chaque cristal fonctionne indépendamment des autres composants du compteur. L'efficacité de l'ensemble ne correspond donc qu'à la somme des efficacités de chaque élément notée $(\epsilon_p\omega)_{m=1}$. Par contre en mode de sommation, les coïncidences en temps entre les différents cristaux de l'ensemble sont également prises en compte. En effet, si des précautions sont prises pour limiter les événements empilés (deux segments touchés simultanément par deux rayonnements gamma différents), les coïncidences entre éléments sont dues à la diffusion Compton d'un rayonnement gamma d'un segment à l'autre. Dans le cas où le rayonnement diffusé est totalement absorbé dans le dernier cristal touché, la sommation des énergies déposées dans chacun des éléments permet de retrouver l'énergie totale du photon incident. L'efficacité de ces coïncidences est notée $(\epsilon_p\omega)_{m>1}$. Ceci contribue à augmenter le taux de détection photopic du détecteur composite dont l'efficacité photopic totale est, de fait, supérieure à la somme des efficacités de chacun de ses éléments.

Nous pouvons définir le facteur de sommation F_{som} comme étant le taux d'augmentation de l'efficacité photopic du détecteur composite en mode de sommation par rapport à son efficacité en mode direct. Nous pouvons l'exprimer comme :

$$F_{\text{som}} = \frac{(\epsilon_p\omega)_{m=1} + (\epsilon_p\omega)_{m>1}}{(\epsilon_p\omega)_{m=1}} \qquad (V-2)$$

Dans le cas du détecteur TREFLE, la dimension des cristaux avant toute taille correspond à une efficacité d'environ 25%. Or d'après le tableau V-1, l'efficacité photopic moyenne des quatre cristaux du détecteur est de 20,1(6)%. La chute de l'efficacité de 25% et à 20,1% provient d'une part de la diminution du volume actif du cristal et d'autre part de la réduction de son angle solide.

L'analyse des données obtenues en source de ^{60}Co nous donne accès aux taux d'événements où m cristaux sont touchés simultanément. Nous nous concentrerons uniquement sur les événements conduisant, en mode de sommation, au pic de pleine énergie de 1332 keV. Les résultats sont résumés dans le tableau V-2. Deux tiers des événements correspondent à des situations où un seul cristal est touché ($m = 1$) alors que le tiers restant, est associé aux diffusions Compton d'un cristal à l'autre ($m > 1$) et se subdivise en 90% de coïncidences doubles et 10% seulement de coïncidences triples. Le taux de coïncidences doubles relativement élevé est lié à la géométrie très compacte du détecteur TREFLE qui permet des diffusions Compton entre cristaux adjacents sur un large domaine angulaire. Les surfaces séparant les cristaux étant importantes, la probabilité d'occurence de tels événements ($m = 2$) est grande. Les diffusions triples et quadruples par

contre imposent que le premier point d'interaction dans le détecteur composite soit proche de son centre et que les diffusions Compton multiples déclenchent 3 ou 4 des cristaux. De tels événements sont rares.

Paramètre	calculé	mesuré
$\epsilon_p\omega$	$16,3 \times 10^{-4}$	$15,3(5) \times 10^{-4}$
P/T	0,29	0,276(6)
F_{scm}	1,52	1,530(5)
événements directs	65,9%	65,3(2)%
coïncidences doubles	30,8%	30,8(1)%
coïncidences triples	3,3%	3,7(1)%
coïncidences quadruples	–	0,2(1)%

Tableau V-2
Valeurs calculées et mesurées de certaines caractéristiques du détecteur TREFLE : l'efficacité absolue photopic, le rapport pic sur total en mode de sommation, le facteur de sommation et les taux d'événements directs et de coïncidences.

Le facteur de sommation est donc de 1,53 ce qui, partant d'une efficacité relative moyenne de 20,1% par cristal, conduit à une efficacité relative photopic de l'ensemble du détecteur TREFLE de 123,0(6)% ($\epsilon_p\omega = 15,3(1) \times 10^{-4}$).

Le détecteur TREFLE est le premier compteur germanium à avoir été entièrement simulé avant sa production. La géométrie exacte des cristaux du détecteur TREFLE ne peut être reproduite par l'assemblage des volumes élémentaires simples disponibles dans la bibliothèque du code GEANT III. Le détecteur simulé, version simplifiée du détecteur composite, est donc constitué de parallélépipèdes rectangles et de pyramides tronquées à base carrée et conserve le volume total de germanium actif. La simulation tient également compte de l'épaisseur du capot d'aluminium (1,5 mm), de la zone morte de 0,5 mm due à la diffusion de lithium dans le trou coaxial de chaque cristal et de l'influence des matériaux placés à l'arrière des cristaux en les remplaçant par une plaque d'aluminium de 1 cm d'épaisseur. La valeur calculée de l'efficacité de détection est surestimée de 7% ce qui est raisonnable au vue de la complexité de la géométrie du détecteur TREFLE.

Les valeurs mesurées du rapport P/T pour les quatre éléments sont respectivement : 0,157, 0,150, 0,160 et 0,154. L'erreur relative est estimée à 2×10^{-2}. Remarquons que ces valeurs de P/T varient de la même façon que les

valeurs d'efficacité relative données dans le tableau V-1, ce qui est raisonnable. L'ensemble du détecteur TREFLE possède une valeur P/T de 0,276(6), voisine de la valeur simulée 0,29 et proche de celle d'un détecteur coaxial de gros volume ($\sim 290\ \mathrm{cm}^3, (\epsilon_p\omega)_{\mathrm{rel}} \approx 70\%$ et $P/T \approx 0,27$). Le plus grand volume de germanium du détecteur TREFLE devrait en principe donner accès à des valeurs de P/T plus importantes. Cependant le détecteur composite possède une face frontale carrée dont les quatre coins présentent un taux de diffusion Compton élevé. Cet effet suffit à compenser celui d'accroissement du volume.

1.3. Caractéristiques en fonction de l'énergie gamma

1.3.1. Taux de coïncidences et facteur de sommation

Les figures V-3 et V-4 présentent respectivement la variation des taux de coïncidences et du facteur de sommation en fonction de l'énergie E_γ du rayonnement gamma incident. On notera que le facteur de sommation varie presque linéairement en fonction du logarithme népérien de E_γ. Nous avons ainsi ajusté la fonction suivante :

$$F(E_\gamma) = \begin{cases} a \ln E_\gamma + b & \text{pour } E_\gamma \geq 120 \text{ keV} \\ 1 & \text{pour } E_\gamma < 120 \text{ keV} \end{cases} \qquad (V-3)$$

sur les données expérimentales de façon à déterminer les coefficients a et b. Nous trouvons :

$$a = 0,221(3)$$
$$b = -0,07(2)$$

Dans le cas du germanium, la probabilité de diffusion Compton prédomine entre 150 keV et 5 MeV alors que celle de l'effet photoélectrique est négligeable au-delà de 500 keV. Quand l'énergie du photon incident augmente, la probabilité qu'il soit totalement absorbé dans un seul cristal diminue. Ainsi la proportion de coïncidences multiples croît avec E_γ. Notons qu'au-delà de $E_\gamma = 500$ keV, la distribution angulaire des photons diffusés par effet Compton est de plus en plus piquée vers l'avant ce qui limite l'augmentation du nombre de coïncidences quand l'énergie E_γ augmente.

1.3.2. Efficacité de détection

La figure V-5 montre la variation de l'efficacité absolue photopic mesurée en fonction de l'énergie gamma pour i) un détecteur tronconique du multidétecteur

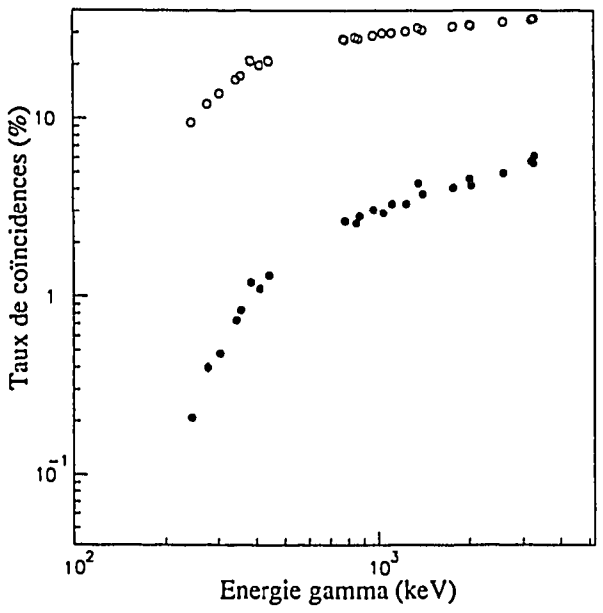


Figure V-3

Variation pour un détecteur TREFLE du taux de coïncidences doubles (cercles ouverts) et triples (cercles pleins) en fonction de l'énergie E_γ du photon incident. Ces valeurs données en pourcents sont normalisées à l'efficacité photopic totale du détecteur.

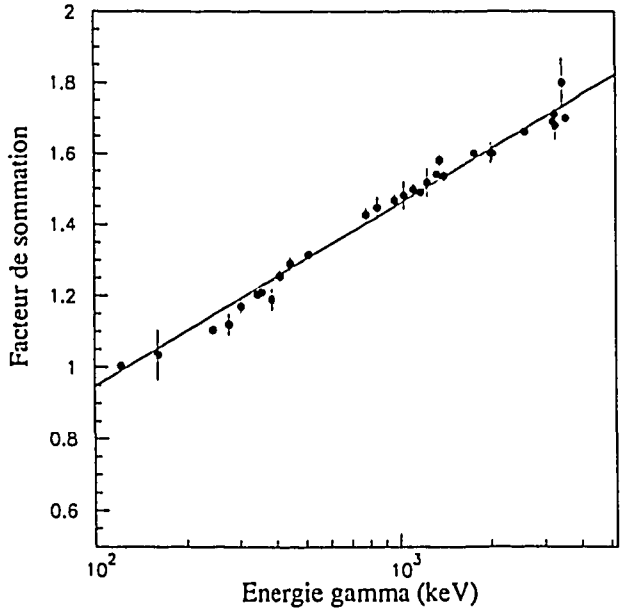


Figure V-4

Variation pour un détecteur TREFLE du facteur de sommation F_{som} en fonction de l'énergie E_γ du rayonnement gamma incident.

EUROGAM I, ii) un cristal du détecteur TREFLE et iii) l'ensemble du détecteur composite. A basse énergie ($E_\gamma < 150$ keV), le rayonnement gamma est essentiellement absorbé par effet photoélectrique. L'efficacité intrinsèque étant à ces énergies la même pour les trois détecteurs, les différences observées entre les valeurs absolues d'efficacité des compteurs provient tout simplement des différences d'angle solide. La perte d'efficacité à très basse énergie ($E_\gamma < 100$ keV) est liée à l'absorption partielle des photons par le capot d'aluminium. A plus haute énergie, l'effet photopic est une fonction complexe des coefficients d'atténuation photoélectrique, Compton et de création de paire, qui décroît quand E_γ augmente. Ainsi en échelle doublement logarithmique $\epsilon_p\omega$ diminue linéairement en fonction de E_γ. La pente de la droite est d'autant plus accentuée que le volume du cristal est petit comme le montre la figure V-5. L'efficacité de détection photopic d'un cristal d'environ 100 cm^3 (cercles ouverts) chute plus vite que celle d'un lingot de 290 cm^3 (étoiles). En faisant fonctionner le détecteur TREFLE en mode direct la pente reste celle de cristaux de volume modeste. En mode de sommation (cercles pleins) le détecteur TREFLE présente une efficacité 1,7 fois plus grande que celle d'un détecteur tronconique et une pente similaire. La différence entre les courbes obtenues en mode direct (trait plein) et de sommation représente la variation du facteur de sommation en fonction de E_γ.

1.3.3. Résolution en énergie

Conformément à l'expression II-26 la résolution en énergie d'un détecteur semiconducteur s'écrit :

$$E_{1/2}^2 = B^2 + CE_\gamma \qquad (V-4)$$

où B est associé au bruit du détecteur et C est une constante ($C = 2,35^2WF$ voir Chap. II). Le carré de la résolution en énergie d'un détecteur varie donc linéairement en fonction de l'énergie E_γ du rayonnement gamma détecté.

Quel est le comportement du détecteur TREFLE en mode de sommation vis à vis de la résolution en énergie ? Le nombre de coups dans le photopic provient à la fois d'événements directs ($m = 1$) et de coïncidences ($m > 1$). Pour $m = 1$ la résolution en énergie $E_{1/2}(m = 1)$ est conforme à l'expression V-4. Pour les événements de coïncidences, $E_{1/2}(m > 1)$ dépend des incertitudes de mesure $E_{1/2,i}$ des énergies partielles E_i déposées dans les m cristaux touchés. Ainsi :

$$E_{1/2}^2(m > 1) = \sum_{i=1}^{m} E_{1/2,i}^2 = mB^2 + C(\sum_{i=1}^{m} E_i)$$

d'où

$$E_{1/2}^2(m > 1) = mB^2 + CE_\gamma \qquad (V-5)$$

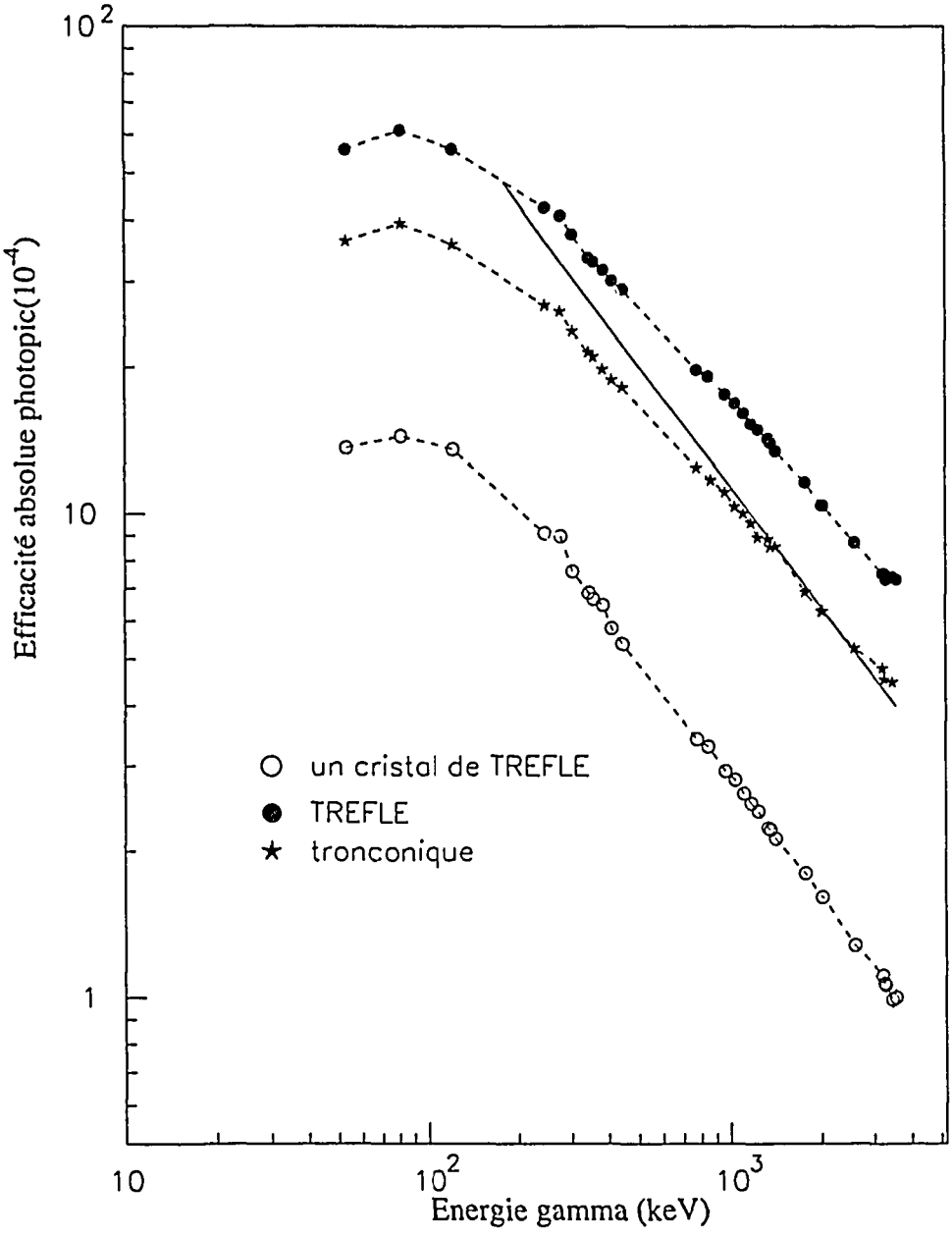


Figure V-5

Variation de l'efficacité absolue photopic mesurée à 25 cm en fonction de l'énergie E_γ du photon incident pour un détecteur tronconique (étoiles), un cristal du détecteur TREFLE (cercles ouverts) et l'ensemble du détecteur composite en mode direct (trait plein) et en mode de sommation (cercles pleins).

La résolution en énergie des événements de coïncidences est affectée uniquement par la sommation des bruits des m détecteurs touchés. La résolution finale $E_{1/2,\mathrm{som}}$ du détecteur TREFLE en mode de sommation s'écrit :

$$E^2_{1/2,\mathrm{som}} = \sum_{i=1}^{m} P_i E^2_{1/2,i} \qquad (V-6)$$

où P_i est la probabilité de détecter un photopic après avoir touché i segments. Au vu de la figure V-3, nous pouvons supposer que les événements de coïncidences sont essentiellement de type $m = 2$. Soient $1/F$ et $(F-1)/F$ les probabilités respectives des événements directs et doubles, la résolution en énergie de l'ensemble du détecteur TREFLE devient :

$$E^2_{1/2,\mathrm{som}} = \frac{1}{F} \times (B^2 + CE_\gamma) + \frac{F-1}{F} \times (2B^2 + CE_\gamma) \qquad (V-7)$$

Nous avons montré dans la section 1.3.1. que le facteur de sommation varie en fonction de l'énergie E_γ (équation V-3). D'après l'expression V-7, la résolution en énergie de l'ensemble du détecteur se situe entre celle de l'un de ses segments et celle des événements de coïncidences.

Afin de nous assurer de la validité de ces calculs, nous avons tracé en figure V-6 la variation du carré de la résolution en énergie expérimentale en fonction de E_γ pour chacun des détecteurs individuels (cercles ouverts), pour la somme des événements de coïncidences (croix) et pour l'ensemble du détecteur composite (cercles pleins). Nous avons ensuite ajusté sur les données des événements directs et de coïncidences les courbes obtenues à partir des expressions V-4 et V-5 pour en extraire les paramètres mB^2 et C. Ces derniers sont donnés dans le tableau V-3.

Le bruit associé aux événements de coïncidences est le double de celui des événements directs (éq.V-5). Les pentes C par contre diffèrent légèrement. Nous avons donc utilisé l'équation V-7 et les données du tableau V-3 pour calculer $E_{1/2,\mathrm{som}}$ (courbe en tirets). L'accord avec les données expérimentales est satisfaisant.

Le rapport de la résolution en énergie du détecteur TREFLE en mode de sommation sur celle en mode direct n'excède guère $\sim 10\%$ entre 100 et 1400 keV. Ainsi pour une efficacité relative de détection photopic de 123% à 1332 keV, 1,7 fois supérieure à celle d'un détecteur de tronconique d'EUROGAM I (*cf.* tableau VI-1), le détecteur TREFLE possède une excellente résolution en énergie. Ses performances inégalables à énergie élevée ($E_\gamma > 1$ MeV) en font un détecteur de choix pour l'étude d'événements rares et de grande énergie.

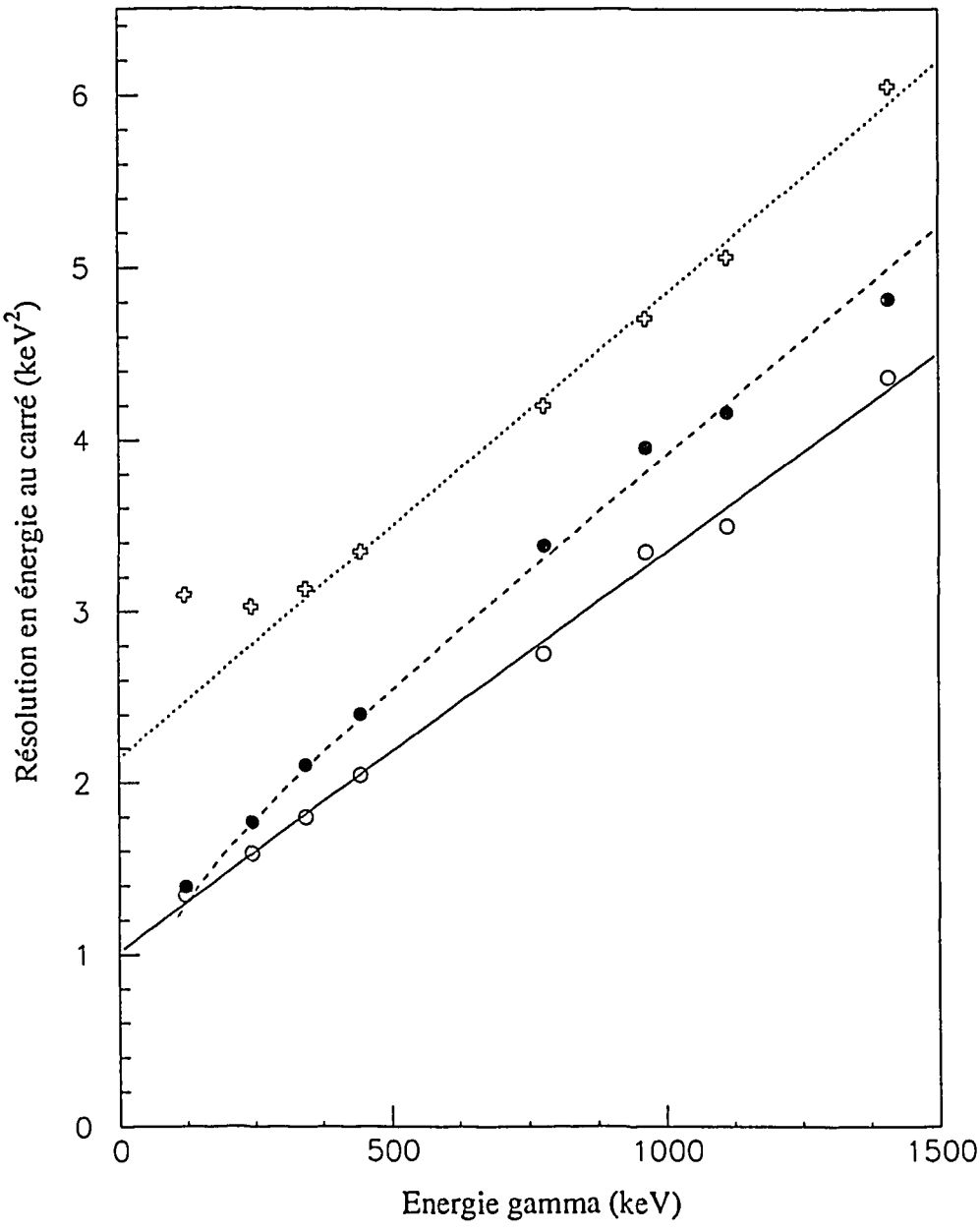


Figure V-6

Variation du carré de la résolution en énergie (mesurée pour une constante de temps de 4μs) en fonction de l'énergie E_γ du photon incident pour un cristal du détecteur TREFLE (cercles ouverts), la somme des coïncidences(croix) et l'ensemble du compteur (cercles pleins). Figurent également les courbes en traits plein, pointillés et tirets déduites des expressions V-4, V-5 et V-7.

	direct	coïncidence
mB^2(keV^2)	1,01(3)	2,13(5)
C(keV)	0,00233(4)	0,00271(6)

Tableau V-3
Valeurs expérimentales de mB^2 et C pour les événements directs et de coïncidences.

1.4. Etude des zones mortes du détecteur TREFLE

La présence de zones mortes peut fortement perturber le fonctionnement d'un compteur germanium (*cf.* chap. IV). En réalisant le même type de mesures que pour le détecteur EDP, nous avons déterminé l'épaisseur des zones mortes du détecteur TREFLE.

L'éclairage frontal démontre que l'épaisseur e des zones inactives varie de $1,2\mu$m (au centre de chaque cristal) à 33μm (en bordure) ce qui est normal. En éclairage latéral, le germanium a été sondé le long des quatre "arêtes" du détecteur TREFLE en variant la distance entre la surface frontale du cristal et le point d'éclairage h. Pour mettre en évidence d'éventuels effets dûs à la taille des lingots, nous avons effectué sur le cristal bleu deux mesures supplémentaires, centrées sur les biseaux (fig. V-7). Les résultats sont présentés dans les figures V-8 et V-9. La variation de l'épaisseur des zones mortes est à peu près la même dans les quatre cristaux. Partant de 0,3 mm au voisinage de la face frontale du cristal, l'épaisseur de germanium inactif chute rapidement pour atteindre pour $h \geq 5$ mm une valeur négligeable (environ 0,02 mm) et constante le long du cristal. Aucun effet lié à la coupe des cristaux n'a été mis en évidence.

La géométrie coaxiale des cristaux du détecteur TREFLE permet l'établissement d'un champ électrique suffisamment intense en tout point du volume et de la surface des cristaux et évite ainsi tout effet notable de zone morte.

La comparaison des résultats présents et de ceux du chapitre IV nous permet d'apprécier les améliorations possibles des performances d'un détecteur composite en fonction de sa structure.

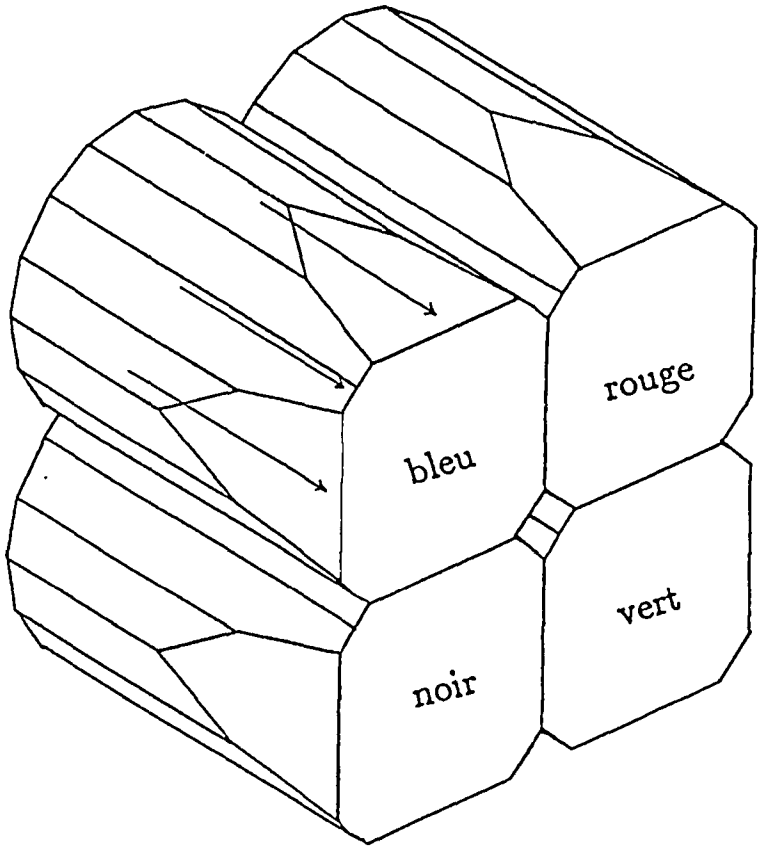


Figure V-7
Géométrie des éclairages latéraux du détecteur TREFLE.

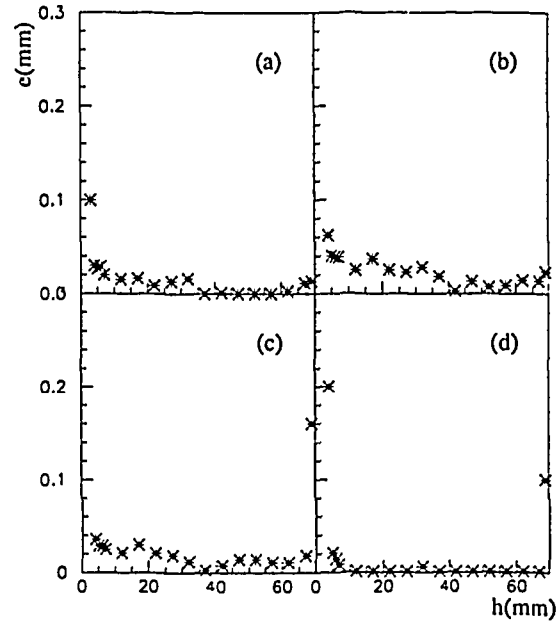


Figure V-8
Variation de l'épaisseur e de germanium inactif le long des quatre cristaux du détecteur TREFLE.

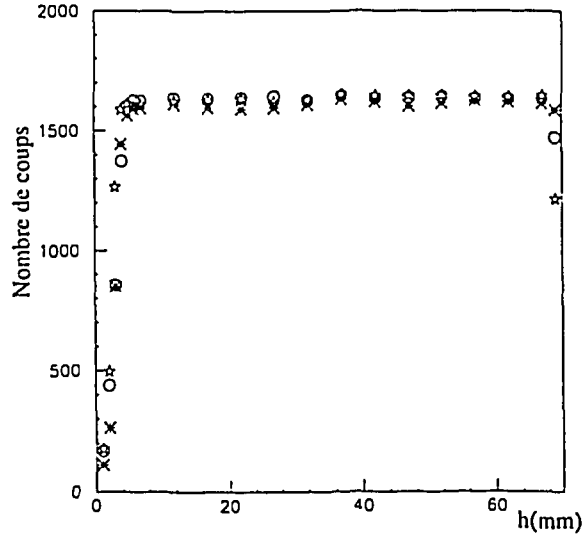


Figure V-9
Nombre de coups mesuré pendant un laps de temps donné le long du cristal bleu aux trois points d'éclairage latéral définis en figure V-7.

2. Un nouveau polarimètre : le détecteur TREFLE

Parmis les diverses mesures importantes dans le domaine de la physique nucléaire, la mesure de la distribution angulaire et celle de la polarisation linéaire d'une transition gamma jouent un rôle primordial. La première permet de déterminer l'ordre multipolaire du rayonnement gamma détecté et la deuxième nous éclaire sur la nature électrique ou magnétique de la transition, ce qui conduit à la connaissance de la parité si celle de l'un des états initial ou final est déjà connue.

La géométrie du détecteur TREFLE coïncide avec celle d'un polarimètre Compton. Nous avons testé sa sensibilité à la polarisation linéaire des rayonnements gamma et l'avons étalonné dans une gamme d'énergie s'étendant de 200 keV à 1400 keV.

2.1. Principe de mesure de la polarisation linéaire des photons par effet Compton

Soit une matière dont les spins sont orientés au hasard et sur laquelle diffuse un photon polarisé, la section efficace de diffusion Compton sera donnée par la formule de Klein-Nishina [KLE29] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\alpha,\varphi) = \frac{r_0^2}{2}\frac{E^2}{E_0^2}\left(\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - 2\sin^2\alpha\cos^2\varphi\right) \qquad (V-8)$$

où r_0 est le rayon classique de l'électron, α l'angle de diffusion Compton et φ l'angle entre le vecteur électrique du photon incident et le plan de diffusion Compton contenant les photons incident et diffusé (fig. V-10). Ces derniers possèdent respectivement les énergies E_0 et E qui sont liées par la relation suivante :

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{E_0} + \frac{1-\cos\alpha}{m_0c^2} \qquad (V-9)$$

où m_0 est la masse de l'électron.

Sous certaines conditions, l'état peuplé par une réaction nucléaire telle qu'une excitation coulombienne, une résonance ou une réaction de fusion-évaporation peut être fortement polarisé [ALD75]. Les rayonnements gamma de désexcitation du noyau considéré sont également polarisés et présentent une fonction de distribution angulaire de polarisation qui s'écrit [BEC66] :

$$W_{pol}(\theta,\Psi) = W(\theta) + \sigma \sum_{\lambda=pair} a_\lambda^{(2)}(L,L',\delta;J_f,J_i)p_\lambda^{(2)}(\cos\theta)\cos 2\Psi \qquad (V-10)$$

où θ est l'angle entre l'axe du faisceau et la direction du photon incident alors que Ψ est l'angle entre le vecteur électrique du photon incident et le plan de réaction contenant l'angle θ (fig. V-11). Le paramètre σ dépend de la nature de la transition gamma et vaut +1 ou -1 selon que le rayonnement gamma est de type électrique ou magnétique. La fonction $a_\lambda^{(2)}(L, L', \delta; J_f, J_i)$ est complexe et dépend des valeurs de spin initial J_i et final J_f de la transition, des multipolarités possibles L, L' et de leur coefficient de mélange δ et $p_\lambda^{(2)}(\cos\theta)$ est le polynôme de Legendre associé. Enfin $W(\theta)$ est la distribution angulaire classique :

$$W(\theta) = 1 + a_2 p_2(\theta) + a_4 p_4(\theta) \qquad (V-11)$$

où a_2, a_4 sont les coefficients du polynôme de Legendre p_λ normalisés de la distribution angulaire.

D'après l'expression V-10, l'orientation du vecteur électrique du photon incident est anisotrope. Cette polarisation du rayonnement gamma peut être définie de la façon suivante [HOO59] :

$$P(\theta) = \frac{W_{pol}(\theta, \Psi = 0°) - W_{pol}(\theta, \Psi = 90°)}{W_{pol}(\theta, \Psi = 0°) + W_{pol}(\theta, \Psi = 90°)} \qquad (V-12)$$

D'après l'équation (V-9) nous trouvons :

$$P(\theta) = \sigma \frac{\sum_{\lambda=pair} a_\lambda^{(2)}(L, L', \delta; J_f, J_i) p_\lambda^{(2)}(\cos\theta)}{W(\theta)} \qquad (V-13)$$

A $\theta = 0°$, le plan de réaction n'est plus défini et $P(0)$ est donc nul. Pour les transitions pures et les transitions légèrement mélangées, la valeur de $P(\theta)$ est maximale autour de 90°. Dans le cas de forts mélanges multipolaires la fonction $P(\theta)$ est piquée entre 0° et 90°.

Expérimentalement, nous mesurons le nombre de coïncidences $N_\parallel$ et $N_\perp$ dans les paires de détecteurs situées respectivement dans le plan et perpendiculairement au plan de réaction. En se reportant aux figures V-10 et V-11, nous trouvons :

$$\varphi = \begin{cases} \Psi & \text{pour } N_\parallel \\ \pi/2 - \Psi & \text{pour } N_\perp \end{cases} \qquad (V-14)$$

Le nombre de coïncidences $N_\parallel$ et $N_\perp$ s'écrivent respectivement :

$$\begin{aligned} N_\parallel &= \int_0^{\pi/2} W_{pol}(\theta, \varphi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\alpha, \varphi) d\varphi \\ N_\perp &= \int_0^{\pi/2} W_{pol}(\theta, \varphi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\alpha, \pi/2 - \varphi) d\varphi \end{aligned} \qquad (V-15)$$

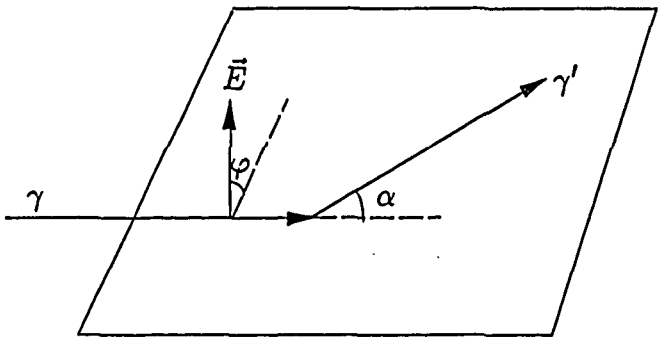


Figure V-10
Définition des angles α et φ correspondant à la diffusion Compton d'un photon polarisé.

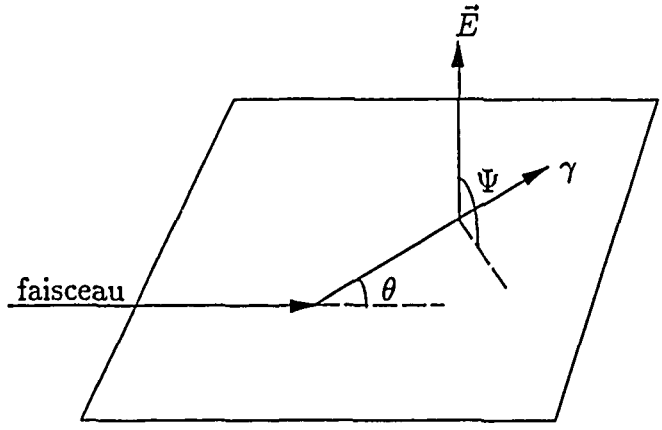


Figure V-11
Définition des angles θ et Ψ correspondant à l'émission d'un photon polarisé.

En se basant sur l'équation V-12 nous pouvons définir l'asymétrie expérimentale A telle que :

$$A = \frac{N_\perp - N_\parallel}{N_\perp + N_\parallel} \qquad (V-16)$$

En intégrant les expressions V-15 et en les insérant dans l'équation V-16, nous trouvons :

$$\begin{aligned} A =& Q \times \frac{W_{pol}(\theta, \Psi = 0°) - W_{pol}(\theta, \Psi = 90°)}{W_{pol}(\theta, \Psi = 0°) + W_{pol}(\theta, \Psi = 90°)} \\ =& Q \times P(\theta) \end{aligned} \qquad (V-17)$$

L'asymétrie expérimentale entre coïncidences horizontales et verticales est proportionnelle à la polarisation de l'état émetteur au facteur Q près qui n'est autre que *la sensibilité à la polarisation* du polarimètre :

$$Q = \frac{\sin^2 \alpha}{2(E_0/E + E/E_0 - \sin^2 \alpha)} \qquad (V-18)$$

Pour un polarimètre idéal dont les cristaux sont ponctuels, la diffusion Compton s'effectue à un angle α bien défini, communément choisi égal à 90°. Pour un polarimètre réel par contre, les dimensions finies des cristaux entraînent une précision moins grande sur la détermination de l'angle de diffusion α. De plus, comme la diffusion Compton se focalise vers les angles α faibles quand l'énergie du photon incident augmente, la longueur des cristaux permet la détection des rayonnements diffusés. Ainsi la sensibilité à la polarisation d'un polarimètre réel $Q'(E)$ correspond à celle d'un détecteur idéal avec $\alpha = 90°$ multipliée par une fonction de l'énergie gamma :

$$Q'(E) = Q \times (bE + c) \qquad (V-19)$$

Expérimentalement, le rapport $a(E)$ de l'efficacité de coïncidence horizontale sur l'efficacité de coïncidence verticale en l'absence de polarisation, n'est pas toujours égal à l'unité (taille variable des cristaux du polarimètre). La valeur de $a(E)$ doit donc être mesurée et intégrée dans l'équation V-16 qui devient :

$$A = \frac{a(E)N_\perp - N_\parallel}{a(E)N_\perp + N_\parallel} \qquad (V-20)$$

Pour ce faire le polarimètre est généralement placé à $\theta = 0°$ où l'effet de polarisation est nul. La valeur de $a(E)$ peut également être déterminée à l'aide

d'une source gamma émettant des photons sur une large plage en énergie comme ^{152}Eu.

La mesure de polarisation proprement dite est généralement effectuée en plaçant le polarimètre à $\theta = 90°$. La valeur $P(90°)$ peut également être calculée. Par exemple, pour des transitions gamma de nature E2 pure, $P(90°)$ s'écrit en fonction des coefficients a_2, a_4 de la distribution angulaire :

$$P(90°) = \frac{3a_2 + 1,25a_4}{2 - a_2 + 0,75a_4} \qquad (V-21)$$

2.2. Méthode expérimentale

Nous avons choisi quatre réactions $(p,p'\gamma)$ pour générer des rayonnements gamma polarisés. Les cibles utilisées sont ^{19}F, Ag naturel (^{107}Ag et ^{109}Ag), ^{56}Fe et ^{24}Mg (tableau V-4). Les états peuplés par excitation coulombienne ou résonance se désexcitent par émission d'un faible nombre de transitions gamma dont l'énergie varie de 197 keV à 1368 keV selon la cible. Ceci permet de calibrer la sensibilité du détecteur TREFLE à la polarisation linéaire des photons sur un large domaine en énergie. Le faisceau de protons était délivré par l'accélérateur HV-EC CN Van de Graff du C.R.N. Le schéma du montage expérimental est présenté dans la figure V-12a et b.

Pour chaque réaction deux configurations expérimentales sont utilisées. Dans la première, les valeurs de l'asymétrie A sont obtenues en plaçant le détecteur TREFLE à $\theta = 90°$ par rapport à l'axe du faisceau. La valeur de $N_\perp$ correspond au nombre de coïncidences entre les segments 1 et 2, 3 et 4 alors que celle de $N_\parallel$ correspond au nombre de coïncidences entre les segments 1 et 4, 2 et 3 (fig. V-13). Ensuite, le facteur de normalisation $a(E)$ est déterminé en positionnant le détecteur TREFLE à $\theta = 0°$.

Dans la deuxième configuration, un détecteur germanium coaxial d'efficacité relative de 70% est placé successivement à 5 angles différents par rapport à l'axe du faisceau ($90°, 60°, 45°, 30°$ et $0°$) pour mesurer la distribution angulaire des rayonnements gamma. Le détecteur TREFLE situé à 90° sert de moniteur. Nous pouvons donc extraire les coefficients normalisés a_2 et a_4 de la distribution angulaire de chaque transition gamma et en déduire la polarisation de l'état émetteur (équations V-11 et V-21). Le rapport de l'asymétrie A sur la polarisation $P(90°)$ nous donne la sensibilité à la polarisation du détecteur TREFLE aux énergies gamma considérées.

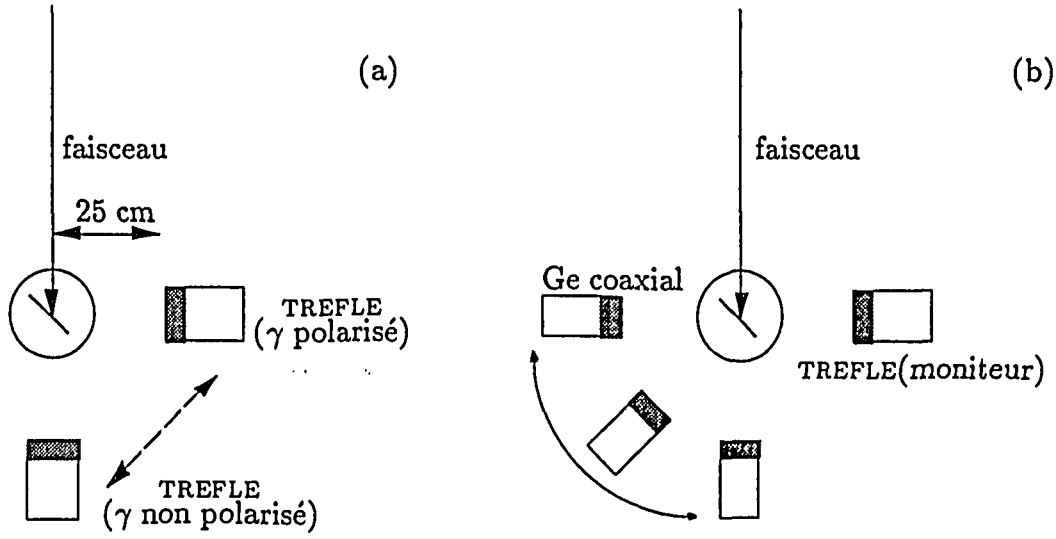


Figure V-12
Schéma des montages expérimentaux pour la mesure (a) de l'asymétrie et (b) de la distribution angulaire des rayonnements gamma.

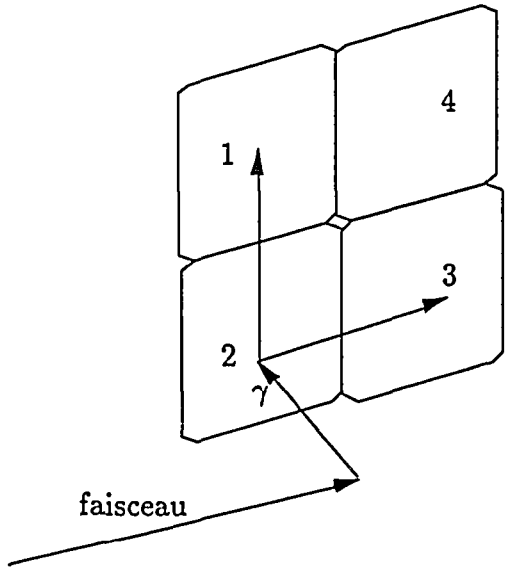


Figure V-13
Positions relatives des quatre segments du détecteur TREFLE par rapport à l'axe du faisceau.

2.3. Résultats expérimentaux

Les valeurs de l'asymétrie A, des coefficients a_2, a_4 tirés des distributions angulaires, de la polarisation théorique et de la sensibilité à la polarisation sont résumées dans le tableau V-4. Les valeurs de Q sont aussi présentées dans la figure V-14 où nous les comparons avec celles d'un détecteur coaxial segmenté électriquement [SIM83] de 17% d'efficacité relative. Ce dernier étant subdivisé en huit segments, différentes configurations de coïncidence sont donc possibles. Nous avons choisi une configuration semblable à la géométrie de trèfle à quatre feuilles où les segments sont couplés par paire. Les réponses de ce compteur et du détecteur TREFLE sont très similaires.

Cible	^{19}F	^{107}Ag	^{109}Ag	^{56}Fe	^{24}Mg
E_γ(keV)	197	423	415	847	1368
J_i	$5/2^+$	$5/2^-$	$5/2^-$	2^+	2^+
J_f	$1/2^+$	$1/2^-$	$1/2^-$	0^+	0^+
a_2	0,15(4)	0,27(3)	0,232(13)	0,32(3)	0,550(3)
a_4	−0,02(4)	−0,03(3)	−0,02(3)	−0,08(4)	−0,43(2)
P	0,23(6)	0,45(4)	0,39(4)	0,53(3)	0,99(4)
A	0,077(8)	0,089(4)	0,103(4)	0,089(4)	0,121(3)
Q	0,34(9)	0,20(2)	0,27(3)	0,17(1)	0,121(5)

Tableau V-4
Valeurs des coefficients normalisés de distribution angulaire, de la polarisation théorique, de l'asymétrie mesurée et de la sensibilité du détecteur TREFLE à la polarisation des rayonnements gamma.

Nous avons ajusté, par la méthode des moindres carrés pondérés, la courbe de sensibilité à la polarisation donnée par les expressions V-18 et V-19 sur les points expérimentaux obtenus avec le détecteur TREFLE. Les valeurs de b et c ainsi déterminées sont les suivantes :

$$b = 0,58 \pm 0,06$$
$$c = 0,0 \pm 0,003$$

pour des énergies gamma exprimée en MeV.

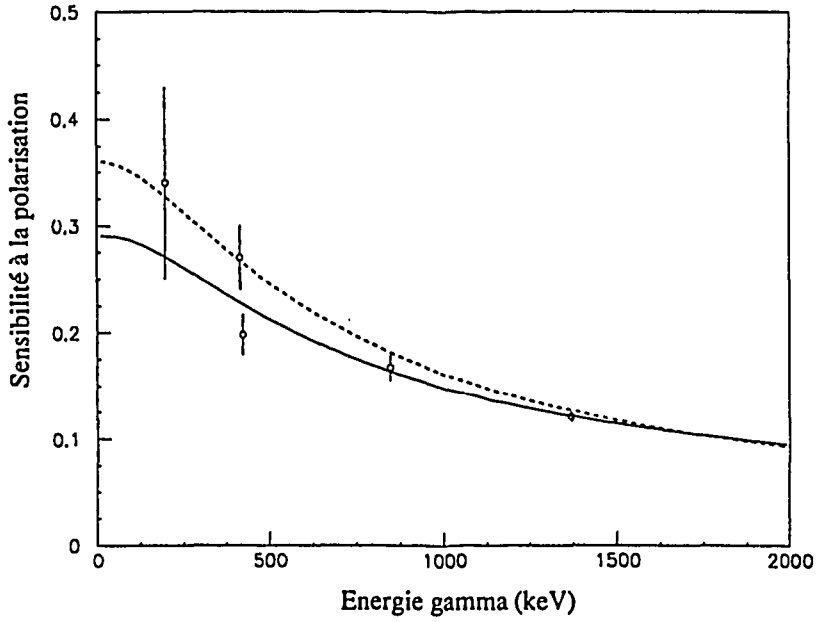


Figure V-14
Variation de la sensibilité à la polarisation des rayonnements gamma en fonction de leur énergie pour les détecteurs TREFLE (trait plein) et segmenté (pointillés) [SIM83].

La qualité d'un polarimètre dépend à la fois de la sensibilité Q à la polarisation et de son efficacité de détection en coïncidence ε_c. Elle est donnée par la *figure de mérite* F [LOG73] qui permet de comparer quantitativement différents polarimètres. Elle s'écrit :

$$F = Q^2 \varepsilon_c \qquad (V-22)$$

Le tableau V-5 présente les valeurs de Q, ε_c et F obtenues à une énergie gamma de 1368 keV pour trois polarimètres : un polarimètre constitué de trois détecteurs Ge(Li) [BUT73], un détecteur segmenté [SIM83] et le détecteur TREFLE. Nous pouvons remarquer que la sensibilité à la polarisation du détecteur TREFLE est équivalente à celle du détecteur segmenté alors que son efficacité de détection en coïncidence est un ordre de grandeur plus importante. Ainsi **la figure de mérite du détecteur TREFLE est de loin la plus grande ce qui souligne la qualité de ce polarimètre.** On notera que l'utilisation du polarimètre classique constitué de trois détecteurs Ge(Li), malgré sa très grande sensibilité à la polarisation, est limitée à des mesures de polarisation des transitions gamma d'intensités assez importantes à cause de sa faible efficacité de détection en coïncidence.

Les premiers résultats expérimentaux obtenus à l'aide du multidétecteur EUROGAM II qui contient 24 détecteurs TREFLE, seront présentés dans le chapitre suivant.

	Q	$\varepsilon_c(\times 10^4)$	$F(\times 10^8)$
trois Ge(Li)	0,23(1)	0,0372(7)	20(2)
détecteur segmenté	0,14(1)	0,236(5)	46(7)
détecteur TREFLE	0,121(5)	2,14(4)	313(30)

Tableau V-5
Valeurs de Q, ε_c et F obtenues à une énergie gamma de 1368 keV à l'aide de trois polarimètres.

CHAPITRE VI
PREMIERS RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LE MULTIDETECTEUR EUROGAM

1. Présentation générale du multidétecteur EUROGAM

Le multidétecteur EUROGAM conçu pour l'étude de la structure nucléaire à haut moment angulaire est le fruit de la collaboration d'une centaine de chercheurs et techniciens de France et du Royaume Uni. Dix laboratoires, quatre anglais et six français, ont contribué à sa réalisation, le financement étant assuré à parts égales par l'IN2P3 et le SERC.

EUROGAM regroupe les meilleures technologies actuelles tant pour la détection gamma, pour le traitement des signaux électroniques que pour le transfert et le traitement des données. L'appareillage a nécessité de nombreux développements dans chacun de ces domaines, effort majeur s'étendant sur une période d'environ 3-4 ans. Par exemple pour la détection gamma, la mesure de l'énergie des photons est assurée par l'emploi de cristaux de germanium hyperpur de grande qualité. Chaque détecteur germanium est entouré d'une enceinte anti-Compton en germanate de bismuth (BGO) afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. Les développements dans ce domaine ont donné lieu à des "premières mondiales" : façonnage des cristaux de germanium en fonction des besoins de l'utilisateur, réalisation de détecteurs germanium composites.

Afin de permettre aux physiciens d'entamer des campagnes de mesures aussi rapidement que possible et du fait de la durée nécessaire et du potentiel humain à mettre en oeuvre pour réaliser certains développements techniques, le montage du multidétecteur EUROGAM a été réalisé en deux étapes. Dans la première phase de développement tous les détecteurs germanium sont constitués de monocristaux tronconiques de gros volume alors que dans la deuxième phase d'EUROGAM sont regroupés à la fois des détecteurs tronconiques et des détecteurs composites appelés TREFLE (chap. V). EUROGAM I a été installée au Daresbury Laboratory en Angleterre où les premières expériences ont débuté en novembre 1992 pour une période de 6 mois. Démonté au printemps 1993, EUROGAM II

est actuellement monté au CRN de Strasbourg et les premières expériences VIVITRON-EUROGAM ont été réalisées en juillet 1994. Entre les deux phases de fonctionnement, les techniques de fabrication des détecteurs germanium composites constitués de plusieurs cristaux ont été mises au point, permettant d'augmenter considérablement les performances du multidétecteur.

1.1. Structure de EUROGAM I

Dans cette première phase la couverture de l'espace autour de la cible épouse la géométrie d'une sphère dont le maillage en 72 éléments fait apparaître 12 pentagones réguliers entourés chacun de 5 pentagones irréguliers (fig. VI-1). Ces derniers sont occupés par 45 ensembles de détection i.e., détecteur germanium tronconique d'environ 70% d'efficacité relative associé à une enceinte anti-Compton en BGO. La distance de la cible à la face frontale du cristal de germanium est de 20,5 cm pour un cristal de 70 mm de diamètre. Notons que la géométrie sphérique d'EUROGAM est tronquée aux angles avants pour permettre l'utilisation du spectromètre de recul de Daresbury (fig. VI-2). La portion d'angle solide sous-tendu par chaque détecteur germanium étant $5,1 \times 10^{-3}$, la couverture de 4π stéradians par le germanium dans EUROGAM I est d'environ 23%. Ce grand angle solide sous-tendu par les compteurs associé à la grande efficacité intrinsèque des détecteurs germanium utilisés conduit à un gain en efficacité de détection photopic, par rapport aux multidétecteurs des générations précédentes comme TESSA III, d'environ 100 pour les coïncidences doubles et 1000 pour les coïncidences triples.

Le détecteur germanium tronconique est constitué d'un monocristal de type n de diamètre et de longueur d'environ 70 mm. Le détecteur de type n a été choisi pour sa grande résistance aux dommages dus aux neutrons. Le lingot de germanium initialement cylindrique est rendu tronconique en érodant le cristal à partir de la face d'entrée sur une longueur de 30 mm et selon un angle de $5,7°$ (fig. VI-3). L'avantage du biseau est d'optimiser la couverture angulaire du détecteur germanium dans la géométrie 4π. D'autre part, dans la géométrie coaxiale, la partie du cristal de germanium qui est éliminée présente une faible probabilité de détection gamma par effet photoélectrique. Ainsi l'efficacité photopic intrinsèque ϵ_p du cristal biseauté augmente de 10% en passant de 0,18 à 0,21. Les performances moyennes des 50 détecteurs germanium et des 45 enceintes anti-Compton disponibles pour EUROGAM I sont résumées dans le tableau VI-1.

A chaque détecteur germanium est associé une enceinte anti-Compton. Cette dernière est constituée de dix cristaux de BGO (fig. VI-4), isolés optiquement et possédant chacun un tube photomultiplicateur. Le scintillateur BGO a été choisi

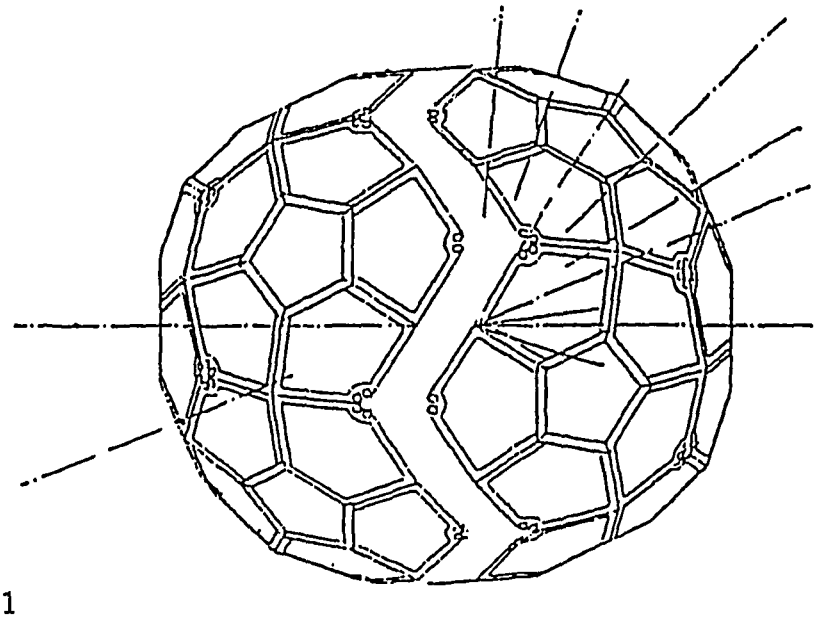


Figure VI-1
Structure de base d'EUROGAM.

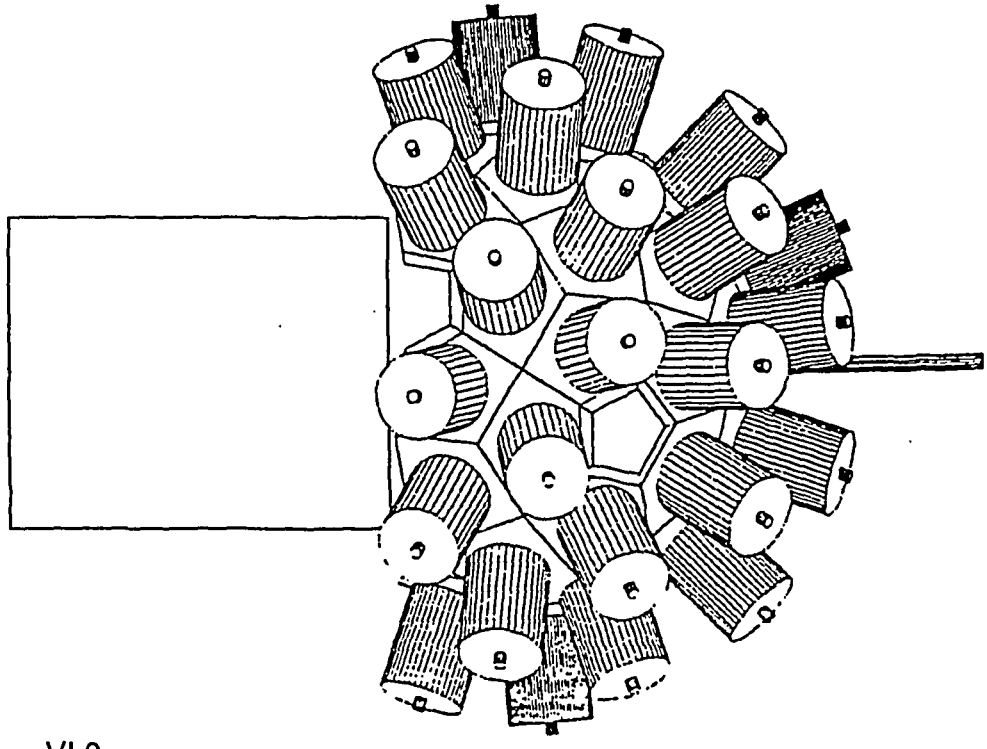


Figure VI-2
EUROGAM I avec le spectromètre de recul de Daresbury.

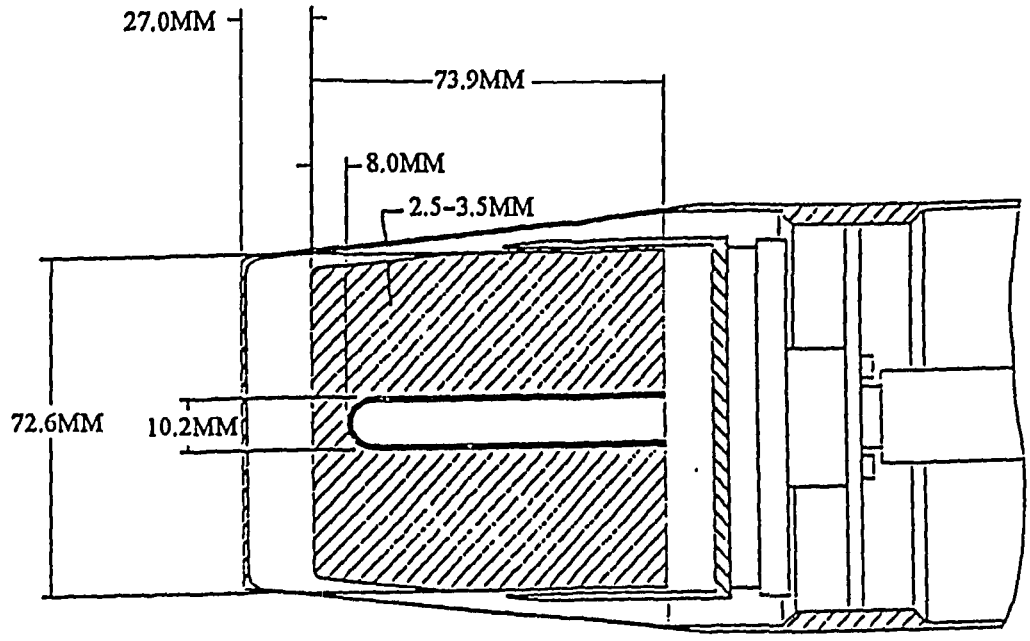


Figure VI-3
Schéma d'un détecteur tronconique utilisé dans EUROGAM I.

pour sa grande efficacité de détection gamma qui permet l'utilisation de cristaux de petite taille. En effet, sa densité $\rho = 7,13$ est largement supérieure à celle du BaF_2 ($\rho = 4,88$) et du NaI ($\rho = 3,67$). Ainsi le coefficient d'absorption linéaire du BGO est trois fois supérieur à celui du BaF_2 à 200 keV et 1,6 fois à 1 MeV. Sa mauvaise résolution en énergie n'affecte pas ses performances dans un montage anti-Compton. Le rapport pic sur vallée supérieur à 4 permet l'application d'un seuil de détection bas, d'environ 25 keV, conduisant à une réjection Compton optimale.

Ge				BGO	
$(\epsilon_p\omega)_{rel}$	P/T	$E_{1/2}$(1332 keV)	$E_{1/2}$(122 keV)	$E_{1/2}$(662 keV)	P/V
~ 73%	~ 0,29	~ 2,13 keV	~ 860 eV	18%	5,7

Tableau VI-1
Caractéristiques moyennes des détecteurs germanium et enceintes anti-Compton utilisés dans EUROGAM I.

Dans EUROGAM I chaque cristal de BGO long de 190 mm, présente une forme trapézoïdale biseautée à l'avant. Partant d'environ 3 mm, l'épaisseur du cristal augmente pour atteindre sa cote maximale (18 à 20 mm) au niveau du détecteur germanium (fig. VI-5). Le volume interne de l'enceinte anti-Compton est conique et adapté au biseau du détecteur germanium. Celui-ci remplit de façon optimale l'angle solide qui lui est réservé, quelque soit son diamètre. Une géométrie unique de l'enceinte anti-Compton en a été déduite. Pour que la suppression Compton fonctionne correctement, l'enceinte doit être protégée des rayonnements gamma provenant directement de la cible par un collimateur. Ce dernier d'une épaisseur de 35 mm est réalisé dans un alliage de tungstène, nickel et fer. Le rapport pic sur total en réjection anti-Compton est en moyenne de 0,56 [BEA92].

L'efficacité totale de détection photopic E_p (éq. III-1) de EUROGAM I mesurée à l'aide d'une source de ^{60}Co vaut 0,0435(2). En tenant compte des probabilités $P_i \approx 0,94$ et $P_n \approx 0,92$ (voir chap. III), son efficacité photopic totale sous faisceau (éq. III-2) est ramenée à 0,038 pour une réaction de fusion-évaporation émettant 4 neutrons et produisant une cascade de 30 rayonnements gamma d'énergie 1332 keV. Dans ces conditions le taux de coïncidences triples est le tiers de celui des doubles (fig. III-2) et est plus de 400 fois supérieur à celui mesuré avec TESSA III ($E_p \approx 0,005$).

Le pouvoir de résolution d'EUROGAM I est de 6,0 pour une vitesse de recul de 2,5% et une collimation des détecteurs voisins de 90° à la demi ouverture angulaire.

Ces valeurs de pouvoir de résolution et d'efficacité de détection sous faisceau conduisent ainsi à une limite de détection de l'appareillage d'environ 7×10^{-4} (fig. III-3). Cette valeur est obtenue dans le cas de la recherche de bandes superdéformées dans la région de masse 150 réalisée en imposant trois conditions en énergie choisies parmis 10 fenêtres possibles (analyse des données en coïncidences quadruples). Expérimentalement, dans des conditions similaires une bande superdéformée excitée d'une intensité relative de $4,5 \times 10^{-4}$ a été observée à l'aide du multidétecteur EUROGAM I. Notons que l'aire du pic de plus faible intensité est d'environ 60.

1.2. Structure de EUROGAM II

La deuxième phase du multidétecteur EUROGAM doit permettre une augmentation substantielle à la fois de l'efficacité totale de détection photopic et de son pouvoir de résolution. Ceci est réalisé par l'emploi du détecteur composite TREFLE. Ce détecteur a été spécialement conçu pour réduire l'élargissement des raies gamma par effet Doppler et pour mesurer la polarisation linéaire des

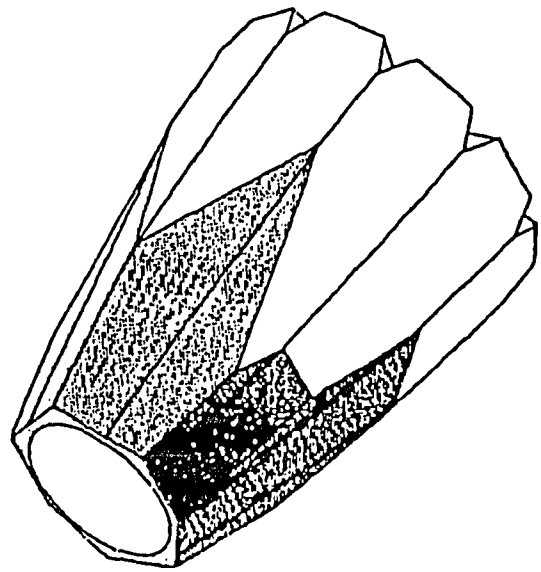


Figure VI-4
Vue des cristaux de BGO nus constituant une enceinte anti-Compton.

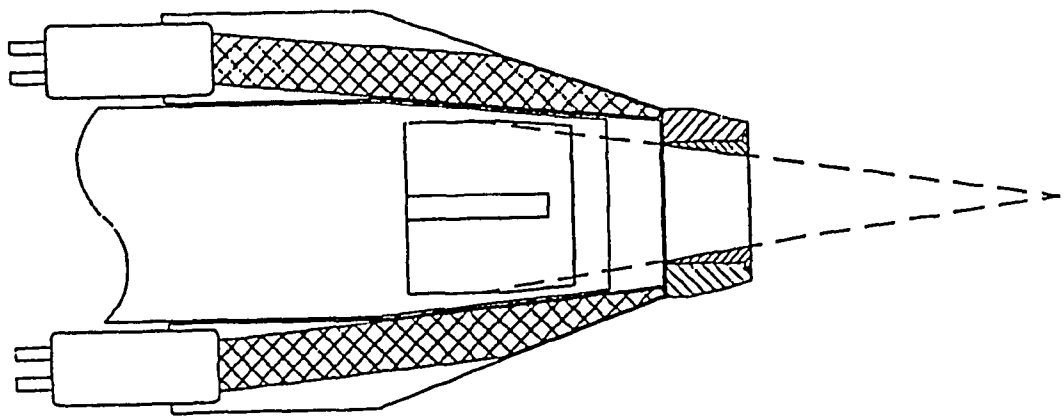


Figure VI-5
Schéma d'un ensemble de détection germanium-BGO utilisé dans EUROGAM I.

rayonnements électromagnétiques détectés. L'amplitude de ces deux effets étant maximale aux angles voisins de 90°, 24 détecteurs composites ont été implantés avec leurs enceintes anti-Compton à 75° et 105° par rapport à l'axe du faisceau, en deux couronnes comprenant chacune 12 détecteurs. La géométrie d'EUROGAM I, est par contre conservée dans les calottes avant et arrière du multidétecteur qui sont composées chacune de 15 détecteurs germanium tronconiques (fig. VI-6). Ainsi EUROGAM II comprend 54 ensembles de détection germanium-BGO, les détecteurs germanium couvrant 38% de l'angle solide (fig. VI-7).

Chaque détecteur TREFLE est placé à 23 cm de la cible et sous-tend une portion d'angle solide ω de $9,3 \times 10^{-3}$. L'efficacité intrinsèque de détection photopic pour un rayonnement de 1332 keV étant de 0,19, il s'avére donc que l'efficacité de détection photopic pour ce type de compteur s'élève à $1,94 \times 10^{-3}$. Les performances du détecteur TREFLE ont été présentées au chapitre V.

Chaque détecteur composite est entouré d'une enceinte anti-Compton constituée de 16 cristaux BGO (240 mm de long) isolés optiquement et possédant chacun un tube photomultiplicateur. La géométrie de ces enceintes est basée sur le même principe que celles utilisées dans la première phase d'EUROGAM. Les cristaux sont biseautés, ont pour épaisseur maximale 20 mm et sont protégés des rayonnements directs par un collimateur. Là encore, le remplissage du volume interne de l'unité anti-Compton par le détecteur TREFLE est optimisé par les biseaux du germanium et du BGO. Les tubes PM sont couplés par paires de façon à réduire le nombre de voies électroniques à huit. Les valeurs de P/T du détecteur composite dans son enceinte sans réjection Compton comprises entre 0,16 et 0,17 sont légèrement meilleures que celles données au chapitre V (§1.2.2.). Ceci est dû à la collimation du détecteur qui ne permet pas un éclairage direct du germanium par les rayonnements gamma à moins de 3 mm des bords externes des cristaux. Avec réjection des événements Compton, le rapport P/T en mode de sommation s'élève à 0,55, valeur comparable à celle des enceintes d'EUROGAM I. La réduction du fond Compton obtenue à l'aide d'un ensemble de détection TREFLE est montrée en figure VI-8.

Les valeurs de l'efficacité photopic et de la résolution en énergie (constante de temps de $4\mu s$) de chacun des cristaux de tous les détecteurs TREFLE disponibles sont présentées dans la figure VI-9. Ces données ont été obtenues en plaçant une source de ^{60}Co à 25 cm du détecteur germanium. Nous en tirons que l'efficacité relative moyenne des détecteurs TREFLE en mode de sommation est de 127(4)% pour une énergie de 1332 keV.

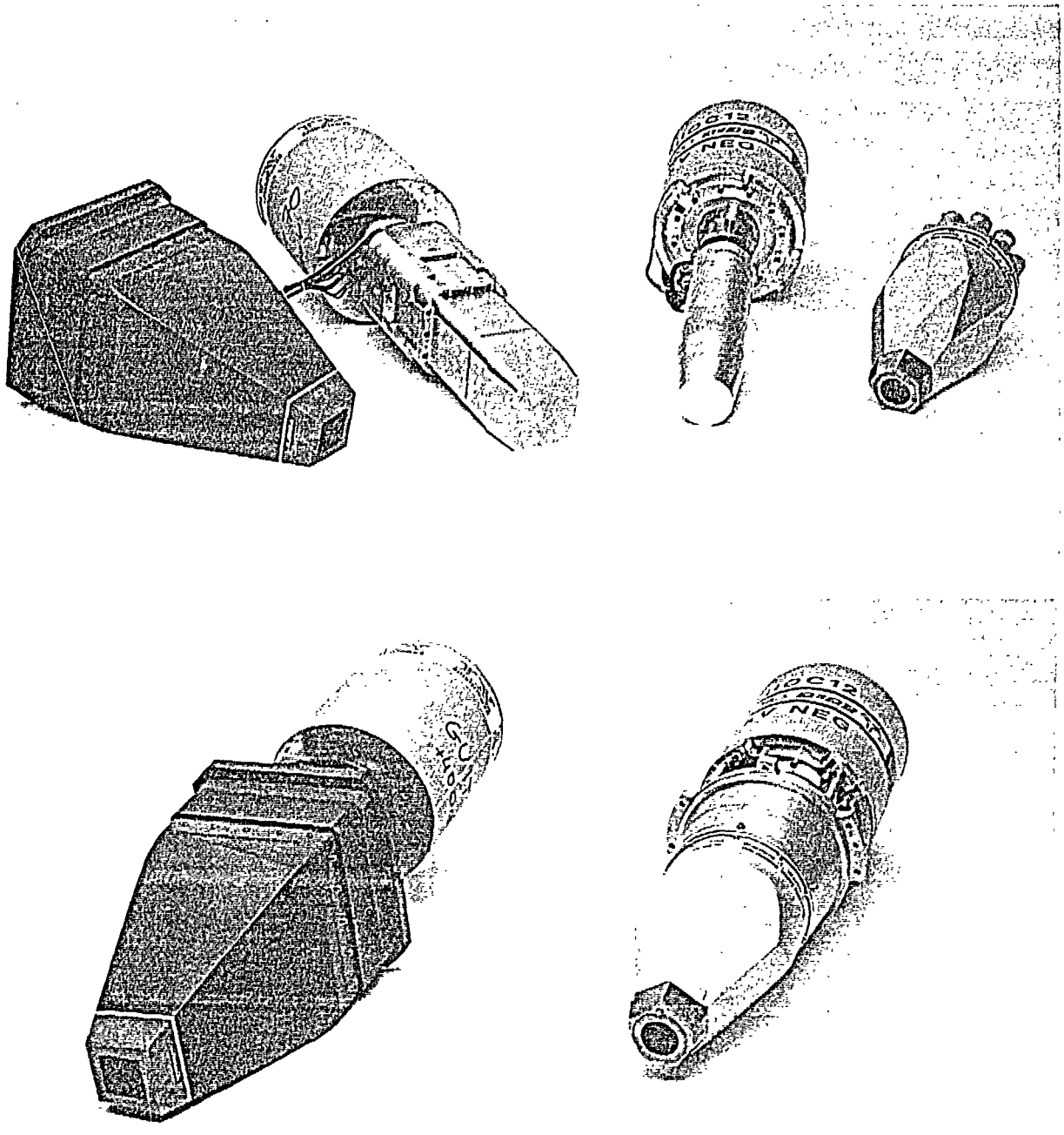


Figure VI-6
Détecteurs germanium utilisés dans EUROGAM II (à gauche) et dans EUROGAM I (à droite) avec leurs enceintes anti-Compton.

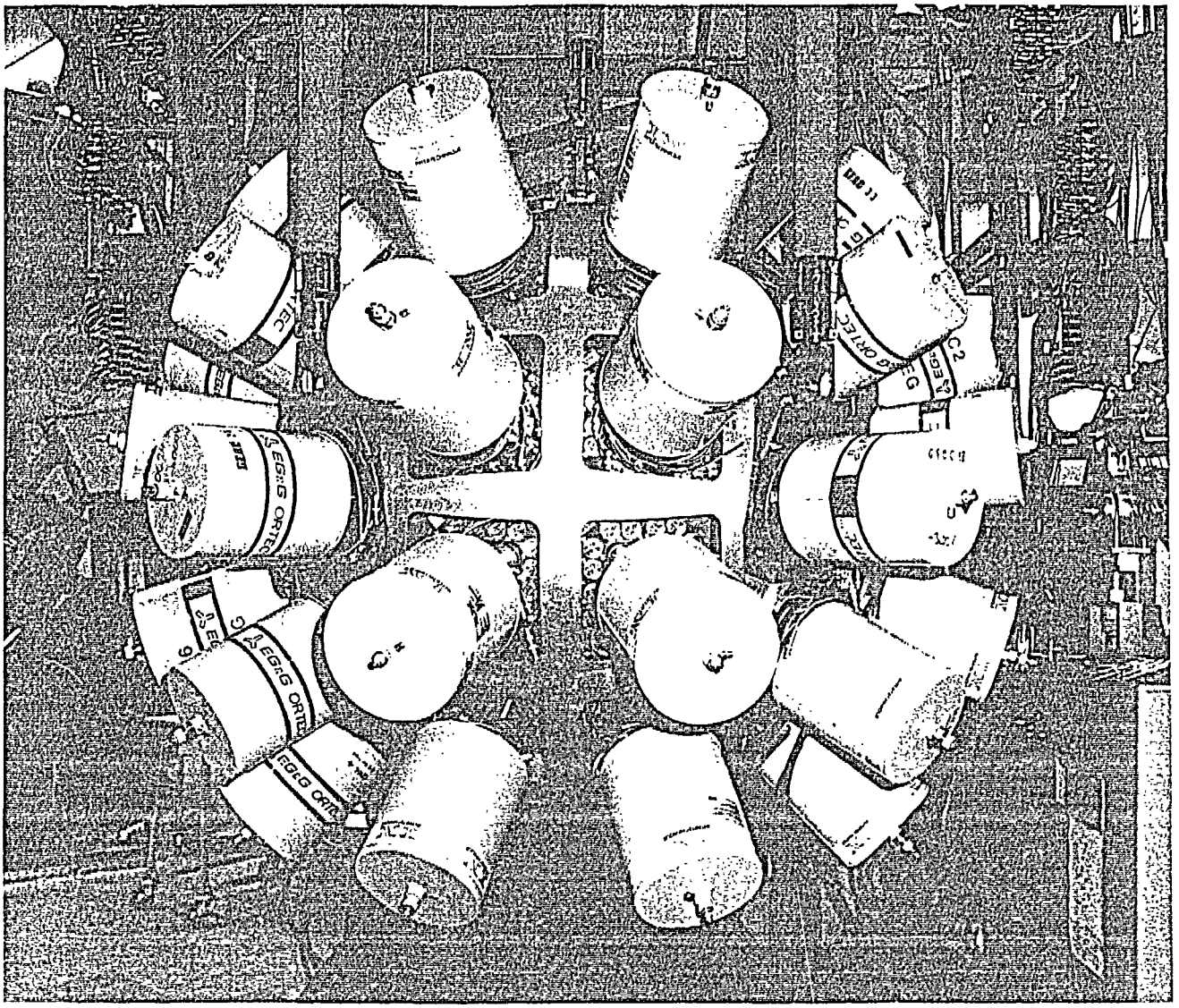


Figure VI-7
Vue latérale d'EUROGAM II. Les deux couronnes de détecteurs TREFLE sont bien visibles au centre de la photo.

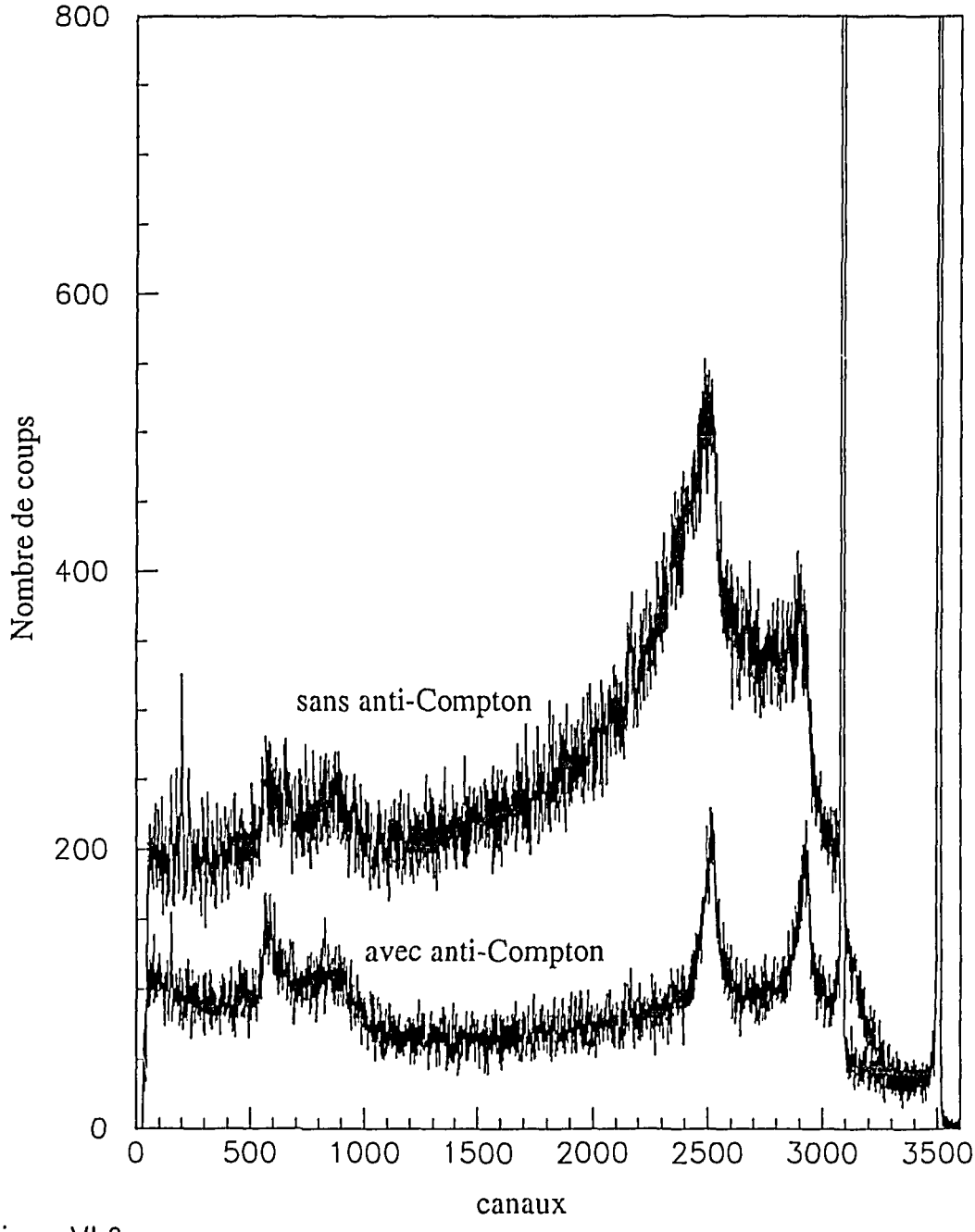


Figure VI-8

Spectres gamma mesurés avec une source de ^{60}Co montrant la réduction du fond Compton obtenue à l'aide d'un ensemble de détection d'EUROGAM II. Les spectres ont été normalisés de façon à présenter le même nombre de coups dans les photopics avec ou sans réjection Compton.

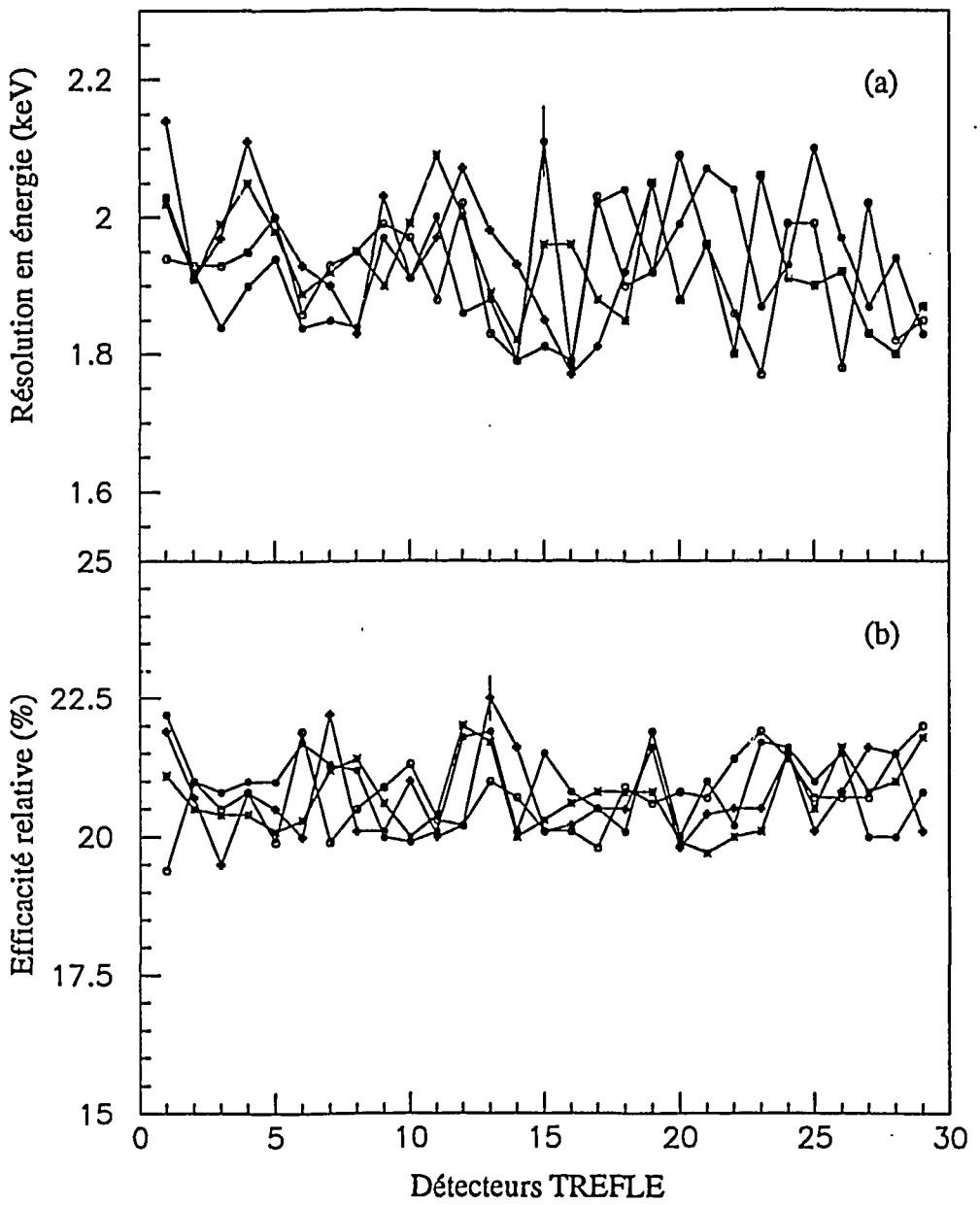


Figure VI-9

Efficacité photopic (a) et résolution en énergie (b) de chacun des cristaux des détecteurs TREFLE mesurées à 1332 keV en plaçant la source à 25 cm du cristal et pour une constante de temps de 4μs.

2.Premiers résultats expérimentaux avec EUROGAM II

2.1. Mesure de l'efficacité photopic totale d'EUROGAM II

Nous avons présenté dans le chapitre III la méthode générale pour mesurer l'efficacité absolue photopic qui correspond au rapport du nombre de coups dans le photopic correspondant à la transition de 1332 keV émis par une source de ^{60}Co durant un temps Δt sur le nombre de désintégrations de la source pendant le même laps de temps. Il s'agit d'une mesure directe de l'efficacité absolue du compteur. Pour un multidétecteur, il est possible de déterminer cette grandeur par une méthode de coïncidence que nous décrirons ci-dessous. Son avantage est d'éviter de déterminer avec précision le temps mort du système d'acquisition.

Prenons une source qui émet deux rayonnements gamma γ_1 et γ_2 en cascade. Expérimentalement nous acquérons tous les événements où au moins un compteur du multidétecteur soit touché. Lors de l'analyse, nous constituons deux spectres l'un direct, l'autre de coïncidence. Le premier correspond à la somme des spectres directs des N détecteurs individuels de l'appareillage. Le nombre de coups N_s dans le pic γ_1 est proportionnel à la somme des efficacités $(\varepsilon_p\omega)_{i,\gamma_1}$ des compteurs touchés. En supposant que les efficacités de tous les compteurs sont identiques et égales à $(\varepsilon_p\omega)_{\gamma_1}$, nous pouvons écrire :

$$N_s = N_0 \sum_{i=1}^{N} (\epsilon_p\omega)_{i,\gamma_1} \simeq N_0 N (\epsilon_p\omega)_{\gamma_1} \qquad (VI-1)$$

où N_0 est le nombre total de désintégrations. Dans le deuxième spectre ne sont rangés que les événements de coïncidences. Pour ce faire une fenêtre d'énergie E_{γ_1} est requise dans l'un des deux compteurs touchés. Lorsque cette condition est satisfaite l'énergie de l'autre détecteur est rangée dans le spectre de coïncidence. Le nombre de coups N_c dans le pic γ_2 s'écrit alors :

$$\begin{aligned} N_c =& N_0 \sum_{i=1}^{N} \Big[(\epsilon_p\omega)_{i,\gamma_1} \sum_{j\neq i,j=1}^{N} (\epsilon_p\omega)_{j,\gamma_2} \Big] \\ \simeq& N_0 N(N-1)(\epsilon_p\omega)_{\gamma_1}(\epsilon_p\omega)_{\gamma_2} \end{aligned} \qquad (VI-2)$$

Le rapport de ces deux valeurs N_s et N_c donne l'efficacité moyenne du détecteur individuel à l'énergie γ_2 :

$$(\epsilon_p\omega)_{\gamma_2} = \frac{1}{N-1}\frac{N_c}{N_s} \qquad (VI-3)$$

Ainsi l'efficacité photopic totale du multidétecteur s'écrit :

$$E_p = \sum_{i=1}^{N} (\epsilon_p \omega)_{i,\gamma_2} = \frac{N}{N-1} \frac{N_c}{N_s} \qquad (VI-4)$$

Dans le cas du multidétecteur EUROGAM II, l'efficacité de détection correspond à la somme de deux parties, celle des détecteurs tronconiques et celle des détecteurs TREFLE. L'efficacité de chacune d'elles a été mesurée selon le procédé décrit ci-dessus. Pendant l'expérience effectuée en juillet 1994, 29 sur les 30 détecteurs tronconiques et 23 sur les 24 détecteurs TREFLE étaient opérationnels. Nous avons utilisé une source de ^{60}Co, les rayonnements gamma γ_1 et γ_2 correspondant respectivement aux transitions d'énergie 1173 keV et 1332 keV. L'efficacité photopic totale mesurée est de 0,0735(4). La variation de l'efficacité photopic totale en fonction de l'énergie, obtenue à l'aide d'une souce ^{152}Eu, est présentée dans la figure VI-10.

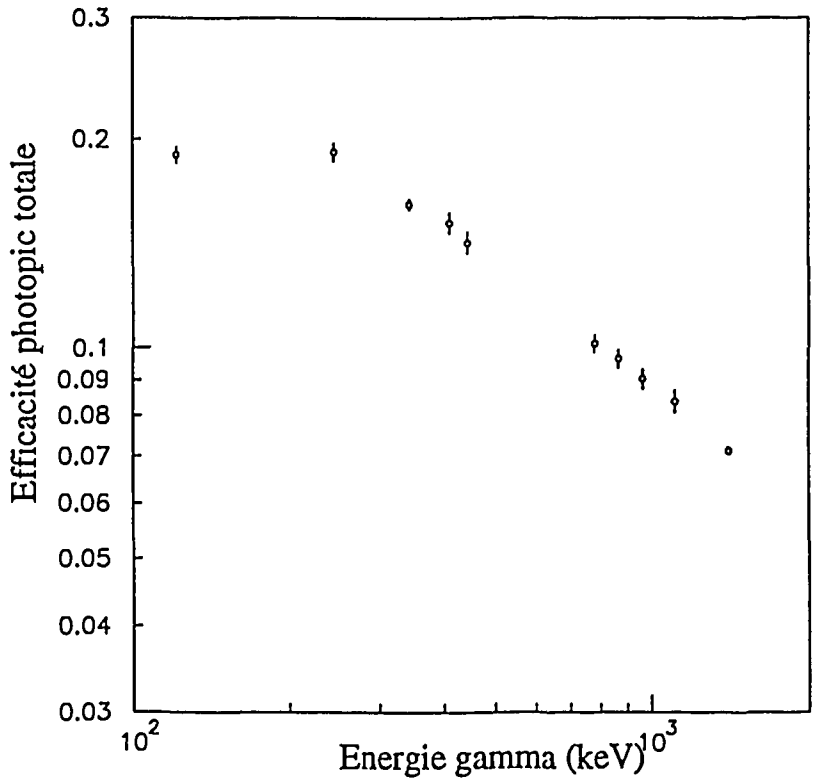


Figure VI-10

Variation de l'efficacité d'EUROGAM II en fonction de l'énergie gamma mesurée à l'aide des sources ^{60}Co et ^{152}Eu.

2.2. Fonctionnement des détecteurs TREFLE sous faisceau

Nous nous proposons d'étudier dans cette section, la réponse du détecteur TREFLE sous faisceau c'est à dire de déterminer le facteur de sommation à fort taux de comptage, de mesurer la réduction de l'élargissement Doppler que permet la segmentation du détecteur et d'étudier sa réponse à la polarisation des rayonnements gamma. Notons qu'une valeur de constante de temps de $2\mu s$ a été choisie pour les amplificateurs linéaires du multidétecteur EUROGAM II associés aux détecteurs TREFLE.

2.2.1. Réaction nucléaire choisie

L'expérience a été réalisée à l'aide du multidétecteur EUROGAM II. Le faisceau de ^{34}S, délivré par l'accélérateur VIVITRON du CRN de Strasbourg, avait une énergie de 176 MeV et bombardait une cible de ^{125}Te. Cette dernière correspondait à l'empilement de deux cibles de ^{125}Te de 300 et 400 $\mu g/cm^2$ d'épaisseur, prises chacune en sandwich entre deux dépôts d'or de 40 et 400 $\mu g/cm^2$ d'épaisseur. La cible était orientée par rapport au faisceau de façon à permettre le recul du noyau composé dans le vide au travers du dépôt d'or le plus mince. La réaction de fusion-évaporation favorise fortement la voie $5n$ conduisant au noyau résiduel ^{154}Er dont le schéma de niveaux est présenté en figure VI-11 [SCH89].

2.2.2. Facteur de sommation

Nous avons mesuré en source et sous faisceau le facteur de sommation des 23 détecteurs TREFLE montés sur EUROGAM pour l'expérience décrite ci-dessus.

La source utilisé, ^{152}Eu, est coulée sur un support de cible EUROGAM de façon à être placée au centre du multidétecteur. D'une activité de $1,1\mu Ci$, elle génère dans les compteurs composites un faible taux de comptage inférieur à 100 coups par seconde. Dans ces conditions le facteur de sommation à l'énergie de 1408 keV vaut en moyenne 1,52(2). Constatant la faible dispersion des valeurs de F_{som} (fig. VI-12), nous pouvons considérer ces compteurs comme étant identiques. Désormais, nous ne présenterons plus que les résultats moyens de l'ensemble de ces détecteurs.

Nous avons ensuite testé sous faisceau l'évolution du facteur de sommation en fonction de l'énergie des transitions gamma. Le taux de comptage par détecteur germanium était d'environ 6000 c/s. La figure VI-13 présente à la fois les résultats obtenus avec la source ^{152}Eu (points ouverts) et ceux tirés des transitions gamma du noyau ^{154}Er (points fermés). Les deux jeux de données se superposent dans les barres d'erreur. Ainsi, malgrès le fort taux de comptage et un taux d'empilés d'environ 10%, le facteur de sommation du détecteur TREFLE reste inchangé.

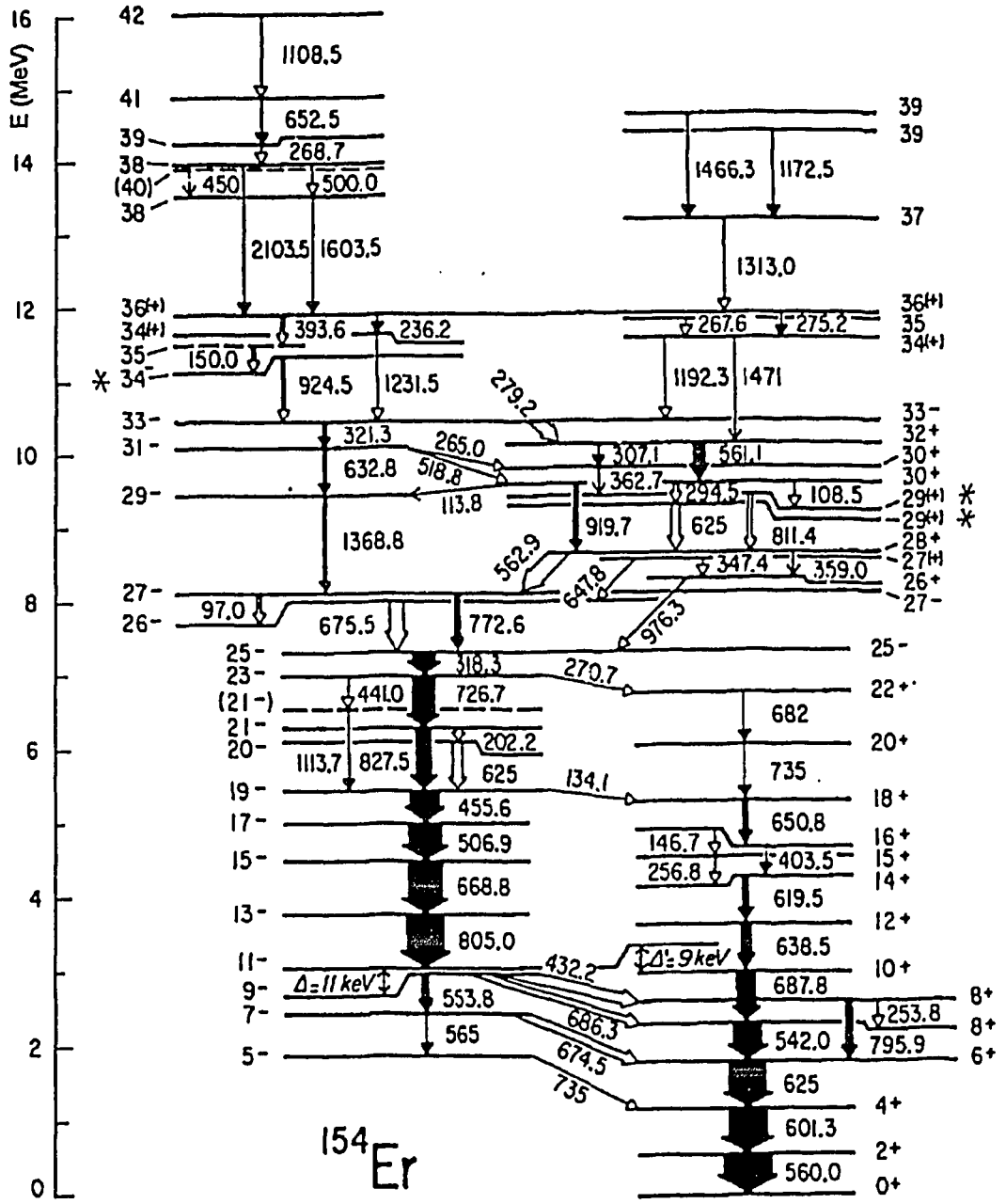


Figure VI-11

Schéma de niveaux d'énergie du noyau ^{154}Er. Les astérisques marquent les états dont la parité a pu être assignée au cours de ce travail par la mesure de la polarisation de transition gamma.

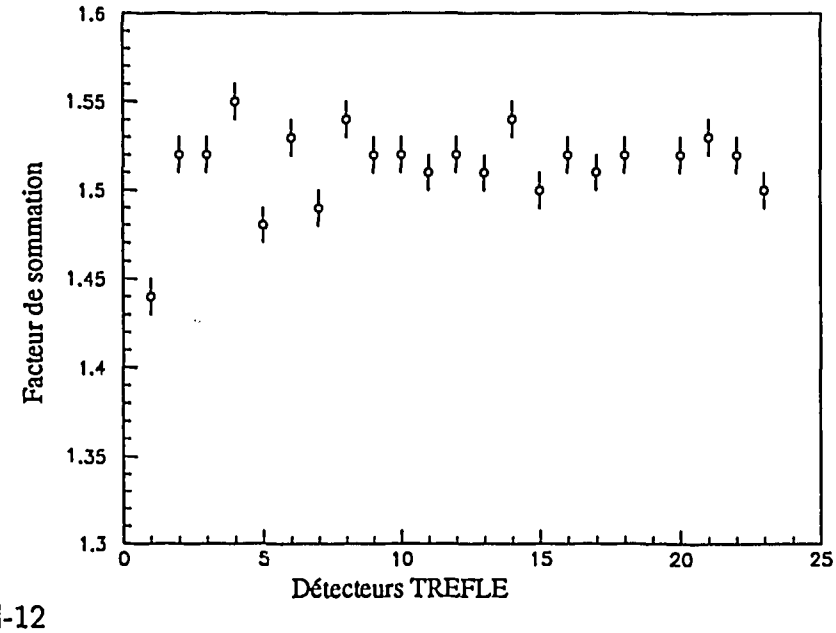


Figure VI-12

Facteur de sommation des 23 détecteurs TREFLE à l'énergie de 1408 keV.

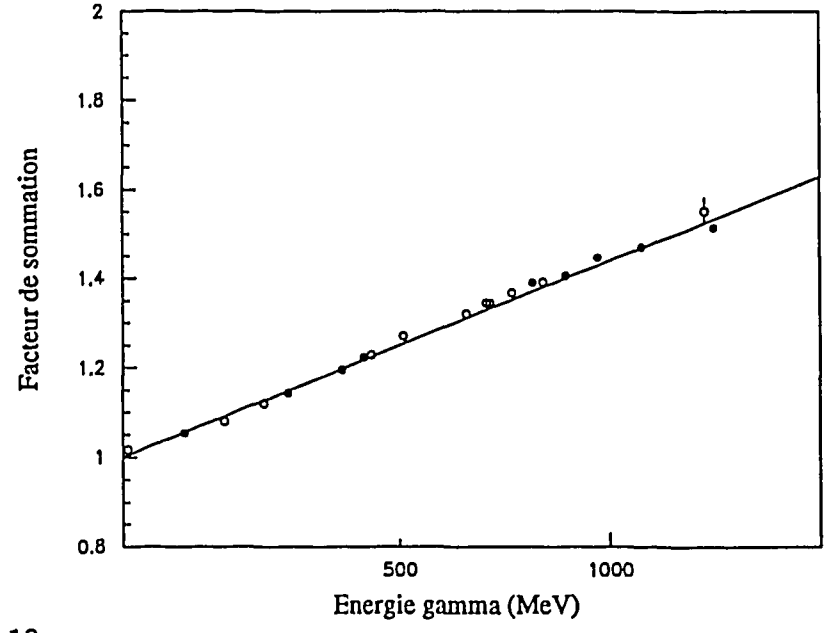


Figure VI-13

Variation du facteur de sommation en fonction de l'énergie des rayonnements gamma en source (points ouverts) et sous faisceau (points fermés).

2.2.3. Réduction de l'élargissement Doppler

Comme nous l'avons vu au chapitre V, la géométrie du détecteur TREFLE facilite la réduction de l'élargissement Doppler des raies gamma dû à l'ouverture angulaire du détecteur. Le tableau VI-2 présente l'effet de l'élargissement Doppler dans la réaction ^{125}Te(^{34}S, 5n)^{154}Er qui conduit, pour une énergie de bombardement de 176 MeV, à une vitesse de recul de 2,0% de la vitesse de la lumière. Nous pouvons remarquer que les valeurs de résolution en énergie correspondant aux deux moitiés du détecteur TREFLE sont similaires. Elles sont plus grandes que celles mesurées sur EUROGAM II à l'aide d'une source ^{152}Eu (1,61 et 2,27 keV à 244 et 964 keV respectivement).

	Résolution en énergie (keV)					
énergie gamma	moitié gauche	moitié droite	coïncidences verticales	coïncidences horizontales	TREFLE non corrigé	TREFLE corrigé
150,0	1,74	1,71	–	–	1,83	1,72
202,3	1,82	1,79	2,63	2,40	1,98	1,80
279,2	2,05	2,01	2,56	2,56	2,33	2,04
294,5	2,09	2,07	2,60	2,67	2,44	2,10
318,3	2,10	2,17	2,68	2,65	2,51	2,16
393,6	2,29	2,30	2,70	2,81	2,83	2,35
455,6	2,60	2,60	2,96	3,08	3,16	2,64
506,9	2,82	2,82	3,31	3,41	3,52	2,90
625,0	3,20	3,33	3,69	3,89	4,31	3,40
668,8	3,39	3,50	3,77	3,97	4,33	3,52
726,7	3,56	3,61	3,97	4,12	4,70	3,68
805,0	3,68	3,69	4,01	4,17	4,90	3,80
919,7	3,74	3,85	4,11	4,53	5,57	3,95
1368,8	5,95	6,07	6,35	7,70	8,91	6,44

Tableau VI-2

Valeurs moyennes de la résolution en énergie $E_{1/2}$ (keV) mesurées à l'aide de la couronne de détecteurs TREFLE de EUROGAM II placée à 75° pour différentes énergies des transitions gamma du noyau ^{154}Er. L'incertitude est de $\sim$ 0,05 keV. La constante de temps de l'amplificateur est de 2μs.

Aux énergies inférieures à 400 keV, les deux types d'événements de coïncidences verticales et horizontales ont les mêmes valeurs de résolution en énergie, car la diffusion Compton se produit essentiellement au voisinage de la surface de séparation des cristaux. Par contre, ces valeurs sont supérieures à celles de chaque moitié puisque le bruit électronique est doublé (éq. V-5). Le fait que le facteur de sommation soit proche de l'unité conduit à une faible influence des événements de coïncidences sur la valeur de l'ensemble du détecteur non corrigé.

Quand l'énergie augmente au-delà de 500 keV, trois phénomènes s'amplifient :

- le déplacement Doppler des raies gamma de chaque moitié du détecteur
- le poid des événements de coïncidences et
- la dispertion spatiale des diffusions Compton entre les deux moitiés (traînes dans la figure V-2).

De fait la résolution en énergie non corrigée de l'ensemble des détecteurs se détériore rapidement avec l'énergie gamma. Seul le premier des trois effets peut-être corrigé. L'influence des diffusions Compton est particulièrement visible à 1368,8 keV (tableau VI-2) lorsque l'on compare les valeurs $E_{1/2}$ pour les coïncidences verticales et horizontales. Après avoir appliqué la correction de l'élargissement Doppler la résolution en énergie de l'ensemble du détecteur TREFLE est proche de celle d'une seule moitié. Il faut noter que l'amélioration de la résolution en énergie dépend fortement des paramètres cinématiques de la réaction nucléaire. L'effet est pratiquement d'un facteur deux pour un photon de 1 MeV issu de la réaction ^{108}Pd(^{48}Ca, $4n$)^{152}Dy et pour une énergie de bombardement de 205 MeV(4,5 keV au lieu de 8,2 keV pour $\beta \approx 3\%$).

La figure VI-14 montre l'amélioration de qualité du spectre gamma obtenu à l'aide de l'ensemble des détecteurs TREFLE après la correction de l'élargissement Doppler. Avec une telle réduction de la résolution en énergie nous pouvons imposer des fenêtres plus étroites conduisant à un fond moins important dans les spectres de coïncidence. La recherche de structures nucléaires plus faiblement alimentées devient possible.

2.2.4. Mesure de polarisation linéaire des transitions gamma dans le noyau ^{154}Er

Le principe de la mesure de la polarisation linéaire des transitions gamma à l'aide d'un polarimètre Compton a été présentée au chapitre précédent. La sensibilité à la polarisation du détecteur TREFLE a été mesurée à l'aide de réactions résonantes ou d'excitation coulombienne conduisant à l'émission de courtes cascades gamma (une à deux transitions). Nous nous proposons de tester ce nouveau polarimètre sous faisceau d'ions lourds dans la réaction

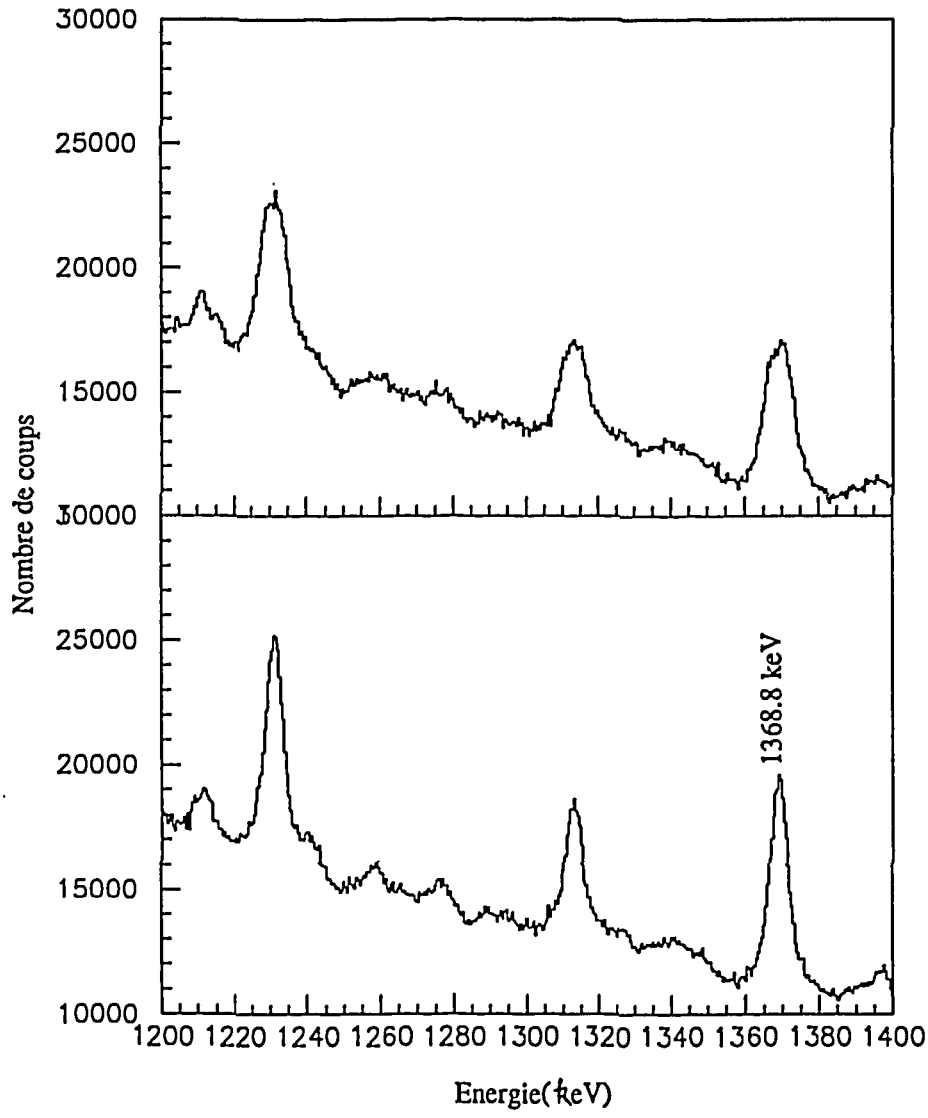


Figure VI-14

Spectres gamma obtenus avec l'ensemble des détecteurs TREFLE avant (en haut) et après (en bas) correction de l'élargissement Doppler.

^{125}Te(^{34}S, 5n)^{154}Er. Nous allons présenter les résultats des mesures obtenus à l'aide des deux couronnes de détecteurs TREFLE de EUROGAM II.

Nous avons mesuré avec une source ^{152}Eu, l'efficacité relative $a(E)$ des coïncidences verticales par rapport aux coïncidences horizontales. Les résultats présentés en figure VI-15 montrent que dans les barres d'erreur $a(E)$ est indépendant de l'énergie des photons et vaut 1,03(6).

D'après les équations (V-12) et (V-19), la polarisation d'une transition gamma de type électrique (magnétique) est positive (négative) ce qui entraîne que le taux de coïncidences verticales (horizontales) est supérieur à celui des coïncidences horizontales (verticales). Prenons deux transitions gamma d'énergies voisines dans le noyau ^{154}Er : 668,8 keV ($15^- \rightarrow 13^-$) et 675,5 keV ($26^- \rightarrow 25^-$). La première est de nature E2 pure alors que la deuxième correspond à un faible mélange M1+E2. La figure VI-16 montre les spectres sommes des coïncidences verticales (en haut) et horizontales (en bas) des 23 détecteurs TREFLE au voisinage de 670 keV. La nature des transitions de 668,8 keV et 675,5 keV ressort directement des variations d'intensité des pics d'un spectre à l'autre.

Nous avons également mesuré les valeurs de l'asymétrie A associées à d'autres transitions gamma du noyau ^{154}Er. A l'aide de la fonction de sensibilité à la polarisation du détecteur TREFLE donnée au chapitre V, nous avons déduit les valeurs de polarisation linéaire P de ces photons (tableau VI-3). Sachant que pour des transitions E2, E1 ou M1 pures qui ne subissent aucun désalignement, les valeurs de polarisation théoriques sont respectivement de 0,62, 0,35 et -0,35, nous avons interprété nos résultats en ne considérant que des transitions pures. Trois groupes de valeurs de polarisation linéaires ont été observées.

- Les transitions placées dans la partie haute du schéma de niveaux, 279,2 keV($E1, 33^- \rightarrow 32^+$), 321,3 keV($E2, 33^- \rightarrow 31^-$), 919,7 keV($E2, 30^+ \rightarrow 28^+$) et 1368,8 keV($E2, 29^- \rightarrow 27^-$), présentent des valeurs de polarisation linéaire mesurées de respectivement 0,35, 0,60, 0,66 et 0,61.
- En dessous de l'état 25^-, les transitions 318,3 keV($25^- \rightarrow 23^-$), 726,7 keV ($23^- \rightarrow 21^-$) et 827,5 keV($21^- \rightarrow 19^-$) sont toutes trois de nature E2 pure. La valeur de leur polarisation est voisine de 0,4. Mais la transition de 772,6 keV($27^- \rightarrow 25^-$) présente une polarisation de 0,59.
- Enfin, en dessous de l'état 19^- les valeurs de polarisation mesurées diminuent davantage ($\sim 0,30$).

Nous pouvons, d'après les valeurs de polarisation mesurées, déterminer certaines parités qui n'ont pu être établies auparavant. Ces états sont marqués d'un astérisque dans le schéma de niveaux (fig. VI-11). Prenons par exemple la transition de 924,5 keV ($34 \rightarrow 33^-$) de nature $\lambda = 1$ qui désexcite un état de

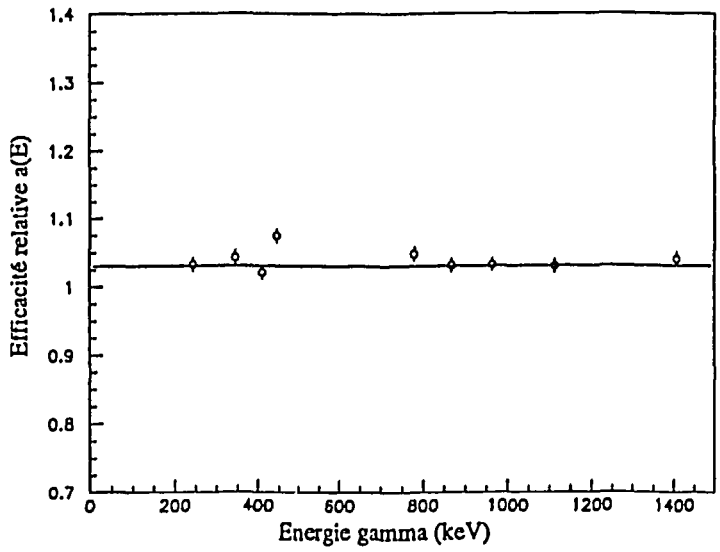


Figure VI-15

Efficacité relative des coïncidences verticales par rapport aux coïncidences horizontales mesurée à l'aide de l'ensemble des détecteurs TREFLE de EUROGAM II avec une source de ^{152}Eu.

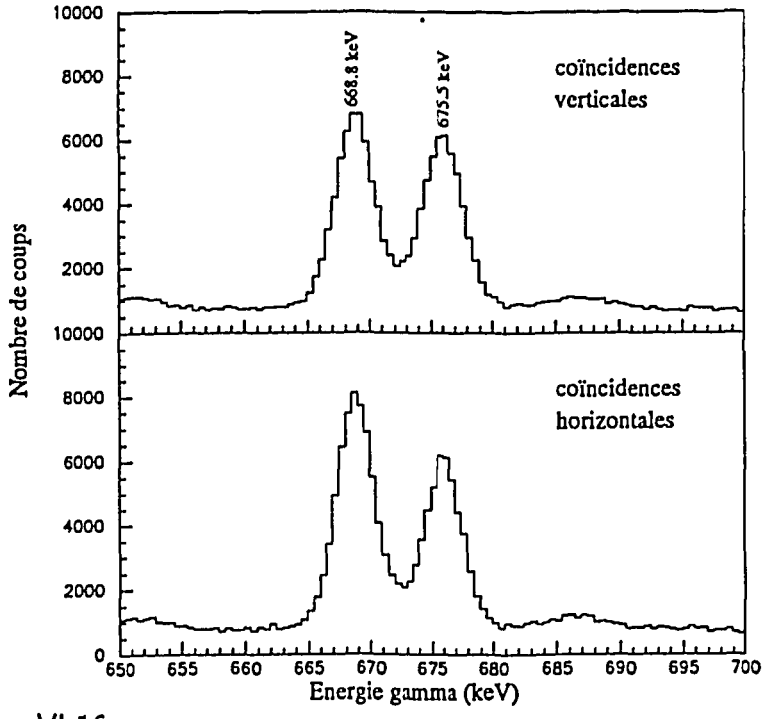


Figure VI-16

Spectres somme des coïncidences verticales (en haut) et horizontales (en bas) obtenues en réaction de fusion-évaporation (voir texte) à l'aide de l'ensemble des détecteurs TREFLE de EUROGAM II.

Energie(keV)	Nature	A	Q	P
202,3	$M1+E2$	−0,05(2)	0,26(3)	−0,20(5)
279,2	$E1$	0,084(6)	0,24(3)	0,35(4)
294,5	$M1+E2$	−0,06(2)	0,24(3)	−0,25(9)
318,3	$E2$	0,095(5)	0,23(2)	0,41(5)
321,3	$E2$	0,15(6)	0,23(2)	0,6(2)
393,6	$M1+E2$	−0,044(8)	0,22(2)	−0,20(4)
455,6	$E2$	0,072(4)	0,20(2)	0,36(4)
506,9	$E2$	0,061(4)	0,19(2)	0,32(4)
668,8	$E2$	0,057(6)	0,17(2)	0,34(5)
675,5	$M1+E2$	−0,06(5)	0,17(2)	−0,35(5)
726,7	$E2$	0,072(4)	0,16(2)	0,45(5)
772,6	$E2$	0,09(1)	0,15(2)	0,59(9)
805,0	$E2$	0,048(3)	0,15(2)	0,32(3)
811,4	–	−0,04(2)	0,15(2)	−0,3(1)
827,5	$E2$	0,06(1)	0,15(2)	0,40(7)
919,7	$E2$	0,086(8)	0,13(1)	0,66(9)
924,5	–	−0,04(1)	0,13(1)	−0,31(8)
1192,3	–	0,05(2)	0,11(1)	0,5(2)
1313,0	–	−0,04(2)	0,10(1)	−0,4(2)
1368,8	$E2$	0,06(2)	0,10(1)	0,6(2)

Tableau VI-3

Valeurs d'assymétrie A, de sensibilité à la polarisation Q et de polarisation P mesurée à l'aide de 23 détecteurs TREFLE montés dans EUROGAM II. La nature multipolaire des transitions est tirée de la référence [BEC84].

parité inconnue. La valeur mesurée de la polarisation de cette transition est de -0,31(8) ce qui est proche de la polarisation calculée pour une transition de type M1 pure. Ainsi la parité de l'état émetteur doit être négative. De la même façon nous avons déterminé la parité de deux autres états grâce aux valeurs mesurées de la polarisation des transitions 294,5 keV ($30^+ \rightarrow 29$) et 811,4 keV ($29 \rightarrow 28^+$).

NEXT PAGE(S) left BLANK

CONCLUSION GENERALE

Nous avons reporté dans ce mémoire les résultats des études menées sur les prototypes des détecteurs germanium composites EDP et TREFLE, conçus et réalisés pour le multidétecteur EUROGAM dans le but d'augmenter son efficacité de détection photopic et son pouvoir de résolution.

Le détecteur EDP est un empilement de quatre diodes planaires épaisses et de grands diamètres. L'efficacité de détection mesurée, plus faible que prévu, nous a conduit à étudier l'état de surface du détecteur. Nous avons découvert l'existence d'importantes zones de germanium inactif provenant à la fois du traitement chimique des surfaces passivées, des contacts n^+ diffusés au lithium et de la faible intensité du champ électrique. Soumis à un flux de neutrons, le détecteur EDP s'est montré plus sensible aux dommages dûs à ces particules qu'un cristal de germanium cylindrique et de gros volume. Cet effet a été relié au champ électrique relativement faible règnant dans trois des quatres diodes. Les solutions proposées pour remédier aux carences du détecteur sont l'implantation au phophore pour réaliser un contact n^+ de très faible épaisseur (de l'ordre du micromètre), l'emploi de la méthode de pulvérisation pour la passivation des surfaces et la sélection de cristaux suffisamment purs pour assurer l'établissement d'un champ électrique intense dans tout le volume de germanium. Nous avons déterminé les critères de sélection des cristaux. La mise au point de la technique de l'implantation au phosphore nécessite encore un travail de recherche et développement actuellement en cours dans le cadre du projet EUROBALL.

L'étude du détecteur EDP nous a permis d'acquérir une expérience dans le développement de détecteurs composites qui, associée à des calculs de simulation réalisés à l'aide du logiciel GEANT III, nous a amené à concevoir un nouveau type de détecteur : le détecteur TREFLE. Ce compteur est constitué de quatre cristaux de tailles moyennes assemblés sous forme d'un trèfle à quatre feuilles. L'efficacité photopic du compteur composite est supérieure d'un facteur presque deux à celle d'un détecteur coaxial de gros volume (130% contre 70%) alors que la résolution en énergie est voisine de celle de l'un de ses segments. Sa géométrie permet de réduire l'élargissement Doppler des raies gamma et de mesurer la polarisation linéaire des photons. Actuellement 24 détecteurs TREFLE sont montés sur EUROGAM II à 75° et 105° par rapport à l'axe du faisceau en deux couronnes de 12 compteurs conduisant à une augmentation de l'efficacité photopic totale de l'appareillage entre la phase I et la phase II de 0,043 à 0,074.

La grande expérience acquise par la société INTERTECHNIQUE* lors de l'étude et de la fabrication de ces prototypes de détecteurs composites lui a permis d'entreprendre de nouveaux développements de détecteurs. Après la mise au point de la technique d'encapsulage des cristaux, elle a réalisé le détecteur CLUSTER, un assemblage de sept capsules hexagonales et coniques contenant chacune un cristal d'environ 60% d'efficacité relative [EUR92]. Quinze compteurs de ce type, actuellement en phase de production, seront installés sur EUROBALL III. Suite à l'expérience du détecteur EDP, la société INTERTECHNIQUE a systématiquement remplacé le traitement chimique de la surface passivée des détecteurs coaxiaux par la méthode de pulvérisation. La technique de subdivision électrique des cristaux de germanium de type n est actuellement maîtrisée ouvrant la porte à de nouvelles réalisations telles que le détecteur double D, un cristal coaxial de gros volume subdivisé électriquement en deux, destiné au multidétecteur GAMMASPHERE ou le détecteur TREFLE segmenté, un détecteur TREFLE constitué de quatre cristaux géants ($\Phi \approx 70$mm, $L \approx 100 - 140$mm) chacun subdivisé électriquement en quatre portions [EUR92].

Ce travail aura permis de grandement contribuer à la conception et à la mise en oeuvre du détecteur TREFLE. Grâce aux divers tests, la viabilité de ce nouveau type de détecteur a pu être démontrée. Son utilisation en grand nombre dans le multidétecteur EUROGAM aura permis d'ouvrir de nouvelles possibilités dans les études de la structure du noyau atomique à haut moment angulaire.

* INTERTECHNIQUE devenue EURISYS MESURES depuis décembre 1993.

BIBLIOGRAPHIE

[AJZ76] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys., 268A(1976) 18.

[ALD75] K. Alder and A. Winther , *Electromagnetic excitation*, American ELSEVIER publishing company, Inc. New York 1975.

[BAE73] R.D. Baertsch , IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-20(1973) 488.

[BEA92] C.W. Beausang et al., Nucl. Instr. and Meth. , A313(1992) 37.

[BEC66] F. Beck, Ann. Phys. (Paris), 1(1966) 503.

[BEC84] F. Beck et al., Z. Phys., A319(1984) 119.

[BEC85] F. Beck , *Nucl. Science Research Conf. Series, volume 7*, Hardwood Academic Publishers, ISSN :0250-4375, 1985.

[BEN75] R. Bengtsson et al., Phys. Lett., 57B(1975) 301.

[BEN88] P. Benet, *thèse de doctorat de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg*, 1988.

[BEN92] K. Benourhazi and J. P. Ponpon, NIM, B71(1992) 406.

[BER68] G. Bertolini and A. Coche, *Eds., Semiconductor Detectors*, Elsevier-North Holland, Amsterdam, 1968.

[BUT73] P. Butler et al., Nucl. Instr. and Meth. , 108(1973) 497.

[BYR90] Th. Byrski, Phys. Rev. Lett., 64(1990) 1650.

[CAT91] Catalogue EGG ORTEC 91/92, Detector and Instruments for Nuclear Spectroscopy, p. 2.11.

[COH74] S. Cohen, F. Plasil, W. J. Swiatecki, Ann. of Phys., 82(1974) 557.

[CUR88] D. Curien, *thèse de doctorat de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg*, 1988.

[DIN75] R. J. Dinger, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-22(1975) 135.

[DIN77] R. Dinger, Thin Solid Films, 43(1977) 311.

[DUC92] G. Duchêne, Proceedings of the Workshop on Large Gamma-ray detector arrays, Canada May 1992 AECL 10613(1992).

[DUC93] G. Duchêne et al., Phys. Rev., C47(1993) 2043.

[EUR90] EUROGAM, Proposition franco-anglaise, Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg, Mars 1990.

[EUR92] EUROBALL III, European γ-ray facility, 1992.

[EVA55] D. Evan, *The Atomic Nucleus*, McGRAW-HILL Book Company, Inc., 1955.

[FAN47] U. Fano, Phys. Rev., 72(1947) 26.

[FLI93] S. Flibotte et al., Phys. Rev. Lett., 71(1993) 688.

[FRA91] G. De France et al., *Rapport d'activité du CRN* , 1991-1992.

[FRA92] G. De France, *thèse de doctorat de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg*, 1992.

[HAN80] W. L. Hansen et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-27(1980) 247.

[HAR92] HARSHAW/QS , *Scintillation detector catalog*, 1992.

[HEN94] R. Henck , Communication privée 1994.

[HOO59] A.M. Hoogenboan et al. , Physica , 25(1959) 659.

[JOH71] A. Johnson H. Ryde et J. Sztarkier , Phys. Lett. , 34B(1971) 605.

[KAP56] I. Kaplan, *Nuclear Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1956.

[KLE29] O. Klein and Y. Nishina, Z. Phys. , 52(1929) 853.

[KNO79] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley and Sons, Inc., 1979.

[KRA68] H. W. Kraner, C. Chaseman et K. W. Jones, Nucl. Instr. and Meth., 62(1968) 173.

[LOG73] B.A. Logan et al., Nucl. Instr. and Meth. , 108(1973) 603.

[MOR63] H. Morinaga et P. C. Gugelot, Nucl. Phys., 46(1963) 210.

[MOS91] M. Moszynski et al., Nucl. Instr. and Meth., A308(1991) 557.

[MOT60] B.R. Mottelson and J.G. Valatin , Phys. Rev. Lett. , 5(1960) 511.

[ROM90] P. Romain, *thèse de doctorat de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg*, 1990.

[SCH89] C. Schuck et al. , Nucl. Phys. , A496(1989) 385.

[SIM83] J. Simpson and P. A. Butler, Nucl. Instr. and Meth., A204(1983) 463.

[THO65] M. N. Thompson et J. M. Taylor, Nucl. Instr. Meth., 37(1965) 305.

[TOD84] D. M. Todd et al., J. Phys. G., 10(1984) 1407.

[TWI86] P. J. Twin, Phys. Rev. Lett., 57(1986) 811.

[TWI94] P. J. Twin, Nucl. Phys., 574A(1994) 51c.

Abstract

The aim of this thesis is the developpement of new types of germanium detectors : the composite detectors. Two types of prototypes are then conceived : the stacked planar detector (EDP) and the assembly of coaxial diodes (TREFLE). They are designed for the multidetector EUROGAM destined to the research of nuclear structure at high angular momentum.

The four planar diodes of EDP detector were of 7 cm diameter and of 15 to 20 mm thick. The difference between the calculated and measured photopic efficiency is observed. The importante surface channel indused a weak resistance of neutron damages. The sputtering methode for the surface treatement reducing the germanium dead layer as well as a rule of selection concerning the impurity concentration and the thickness of crystal is helpful for the later production of germanium detector.

The CLOVER detector consist of for mean size crystals in the same cryostat. The photopic efficiency is much larger than that of the greatest monocristal detector. And the granulation of composite detector allowed the Doppler broadening correction of gamma ray observed in the nuclear reaction where the recoil velocity is very high. This new type of detector enable the linear polarization measurement of gamma ray. Twenty-four CLOVER detector are actually mounted in the EUROGAM array. The characteristics measured in source as well as in beam, reported in this thesis, meet exactly the charge account.

Résumé

Le but de cette thèse est le développement de nouveaux types de détecteurs germanium : les détecteurs composites. Deux types de prototypes ont ainsi été conçus : le détecteur à empilement de diodes planaire (EDP) et le détecteur à base de 4 diodes coaxiales (TREFLE). Ceux-ci ont été réalisés et caractérisés pour le multidétecteur EUROGAM, qui est destiné à l'étude de la structure nucléaire à haut moment angulaire.

Les quatres diodes planaires du détecteur EDP avaient un diamètre d'environ 7 cm et d'épaisseur de 15 à 20 mm. Une différence entre les valeurs d'efficacité photopic calculée et mesurée est observée. Les importants canaux de surface mis en évidence conduisent à un affaiblissement de la résistance du détecteur aux dommages liés aux neutrons. La méthode de pulvérisation pour passiver les surfaces et réduire les zones mortes ainsi qu'un critère de sélection des cristaux planaires basé sur la concentration d'impureté et l'épaisseur du cristal ont été proposés et serviront de base à la réalisation ultérieure de détecteurs germanium.

Le détecteur TREFLE est constitué de quatre cristaux coaxiaux de petite taille. L'efficacité de détection totale est largement supérieure à celle des plus gros détecteurs coaxiaux monocristallins précédemment réalisés. De plus la granularité du détecteur composite permet de réduire grandement l'élargissement Doppler des raies gamma observé dans les réactions nucléaires où les noyaux sont produits avec de fortes énergies de recul. Ce nouveau type de détecteur permet également la mesure de la polarisation linéaire des rayonnements gamma. Vingt-quatre détecteurs TREFLE sont actuellement opérationnels dans le multidétecteur EUROGAM. Les résultats des mesures des caractéristiques aussi bien en source que sous faisceau, reportés dans cette thèse, répondent entièrement au cahier des charges.

Mots-clés

détecteurs germanium composites, empilement de planaires, assemblage de détecteurs coaxiaux, efficacité de détection, résolution en énergie, polarisation linéaire gamma, limite d'observation, multidétecteur EUROGAM