

Ecole Doctorale de Physique et Astrophysique de Lyon

Master Physique et Technologies
Année M2 : Voie “Recherche”
Specialité : “Physique Subatomique”

RAPPORT DE STAGE
de
DOAN Quang Tuyen

Etude des algorithmes de reconstruction dans
EXOGRAM : Simulation avec GEANT 4

Responsable de stage : Mr Olivier STÉZOWSKI (CR1 CNRS)
Groupe Matière Nucléaire, IPN Lyon

Année 2005-2006

Université Claude Bernard Lyon-1

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	7
I Caractéristiques des Détecteurs Germanium	9
I.1 Dispositif Expérimental	9
I.2 Interaction des rayonnements γ avec la matière	11
I.3 Caractéristiques des multidétecteurs γ	13
I-3.1 Efficacité de détection photopic totale	13
I-3.2 Pouvoir de résolution	13
I-3.3 Les facteurs affectant le fonctionnement du détecteur	13
I-3.3.1 Effet Doppler	13
I-3.3.2 Diffusion Compton des photons hors des cristaux	14
I.4 Description du multidétecteur EXOGAM	14
I-4.1 Les Clovers segmentés	14
I-4.2 Géométrie d'EXOGAM	15
II Simulation du détecteur γ EXOGAM	17
II.1 Les outils informatiques	17
II-1.1 Le logiciel GEANT IV	17
II-1.2 ROOT	17
II.2 Caractérisation d'EXOGAM par Simulation GEANT IV	18
II-2.1 Efficacité photopic	18
II-2.2 Rapport Pic sur Total	19
II-2.3 Visualisation des points d'interaction dans le détecteur	19
II-2.4 Profondeur d'interaction moyenne des rayonnements γ dans le cristal de Germanium	20
II-2.5 Les spectres d'énergie des rayonnements γ détectés	22
II-2.5.1 Diffusion des rayonnements γ dans le clover	22
II-2.5.2 Spectre des rayonnements γ avec la rejection anti-Compton	24
III Etudes de l'“Addback”	25
III.1 Comment aller plus loin	25
III.2 Evaluation des algorithmes d'“Addback”	28
III.3 Résultats	30
III-3.1 Efficacité photopic	30
III-3.2 Le rapport Pic sur Total	31

III-3.3 La création des pics somme	32
III-3.4 Le rapport Pic sur Fond	32
Conclusions et perspectives	35
Bibliographie	37

Table des figures

I.1	Schéma du dispositif expérimental	9
I.2	Vue particulière du détecteur EXOGAM utilisé dans l'expérience réalisée au Ganil.	10
I.3	La diffusion Compton des rayonnements γ calculée par formule Klein-Nishina pour un intervalle d'énergie 200 keV à 2000 keV (intervalle d'énergie utilisé dans ce travail).	12
I.4	Les Clovers EXOGAM	15
I.5	Configuration d'EXOGAM utilisé dans la simulation.	15
II.1	Efficacité photopic en fonction de l'énergie des γ	18
II.2	Pic sur Total en fonction de l'énergie des rayonnements γ	19
II.3	Visualisation des points d'interaction des rayonnements γ avec le détecteur.	20
II.4	La Profondeur moyenne des rayonnements γ dans le détecteur en fonction de l'énergie.	21
II.5	Distribution des interactions en fonction de l'énergie pour différentes valeurs de la profondeur moyenne.	22
II.6	Distribution des rayonnements γ sans interaction avec le détecteur	22
II.7	Les spectres en énergie détectés présentant la diffusion des rayonnements γ dans le clover.	23
II.8	Distribution en fonction de l'énergie des rayonnements γ détectés pour les deux cas avec et sans rejection anti-Compton.	24
III.1	Représentation de 5 configurations élémentaires d'un clover	26
III.2	Représentation de 2 configurations élémentaires pour Addback entre les segments d'un clover : 1 addback "Croix", 2 addback "Autour"	26
III.3	Diffusion des rayonnements γ entre les clovers (a), cristaux (b), segments (c).	27
III.4	Chaîne d'analyse	28
III.5	Spectre en énergie de l'addback entre les cristaux et l'addback entre les segments d'un même clover pour les deux valeurs de multiplicité M_γ . Le calcul est fait pour les 12 clovers.	29
III.6	Efficacité Photopic pour différentes méthodes d'"addback" pour des multiplicités $M_\gamma = 1$ et $M_\gamma = 15$	30
III.7	Le rapport Pic sur le spectre total pour les différentes méthodes de l'"addback" pour les deux valeurs de multiplicité $M_\gamma = 1$ et $M_\gamma = 15$	31
III.8	Intensité des pics "somme" en fonction de l'énergie.	32
III.9	Le rapport Pic sur Fond pour les différentes méthodes de l'"addback" pour les deux valeurs de multiplicité $M_\gamma = 1$ et $M_\gamma = 15$	33

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier l'ensemble du groupe Matière Nucléaire dans lequel j'ai eu la chance d'effectuer ce stage et qui m'a très bien accueilli et encadré. Tout d'abord Monsieur Olivier STÉZOWSKI, mon responsable de stage, qui m'a beaucoup aidé pour effectuer ce travail.

Je voudrais également remercier Monsieur Daniel GUINET pour ces connaissances de physique du noyau et son aide pendant cette année de M2 à IPNL.

Je remercie Monsieur Jacques MEYER et Madame Michèle MEYER qui m'ont donné de nombreux et précieux conseils.

Mes remerciements s'adressent également aux Professeurs et enseignants de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon pour les connaissances de physique que j'ai apprises dans les cours du premier semestre.

Je tiens également à remercier Bertrand ROSSÉ et Christelle SCHMITT pour les discussions concernant le dispositif expérimental et les méthodes d'analyse, pour leur nombreuses explications toujours très précises.

Je remercie encore une fois tout mon groupe pour m'avoir convaincu que la physique nucléaire est très riche et présente encore bien des mystères.

Je voudrais remercier le gouvernement français pour l'aide financière qui m'a permis d'effectuer ma deuxième année de master.

Enfin, un grand merci à tous mes copains de DEA à qui je souhaite une belle réussite.

Introduction

Les détecteurs Composites, très segmentés sont actuellement utilisés en spectroscopie γ pour repousser les limites de détection, notamment auprès des faisceaux radioactifs.

Cette segmentation nécessite des algorithmes de reconstruction pour remonter à l'énergie du ou des rayonnements γ émis. Ces algorithmes seront à priori différents d'une expérience à une autre. Dans une première partie, une expérience, réalisée par le groupe Matière Nucléaire, sera présentée ainsi que les motivations qui ont poussées à réaliser des simulations GEANT 4 du multidétecteur EXOGAM. Ces simulations sont présentées Chapitre 2 où le détecteur sera largement caractérisé.

Le dernier Chapitre présente une étude de différents algorithmes d'“addback” avec notamment un nouvel “addback” inspiré du Chapitre 2.

Chapitre I

Caractéristiques des Détecteurs Germanium

I.1 Dispositif Expérimental

L'expérience E404aS a été réalisée pour étudier la structure des noyaux situés près de la "drip-line" proton autour de $A \approx 130$. Lors de l'expérience, un faisceau radioactif de ^{76}Kr a été utilisé pour bombarder une cible (une feuille matérielle de densité $1\text{mg}/\text{cm}^2$) de ^{58}Ni . L'intensité du faisceau radioactif utilisé était de l'ordre de $5 \cdot 10^5$ particules/s. Les rayonnements γ ont été détectés par le détecteur EXOGAM contenant 11 clovers germanium multisegmentés. Pour détecter les particules chargées, le détecteur supplémentaire DIAMANT, composé de scintillateurs CsI, a été placé dans la chambre de réaction. Le détecteur VAMOS (VARIABLE MOde high acceptance Spectrometer) est un spectromètre qui permet de séparer et identifier de manière précise les produits de réaction. Une représentation schématique du dispositif expérimental est donnée dans la figure I.1

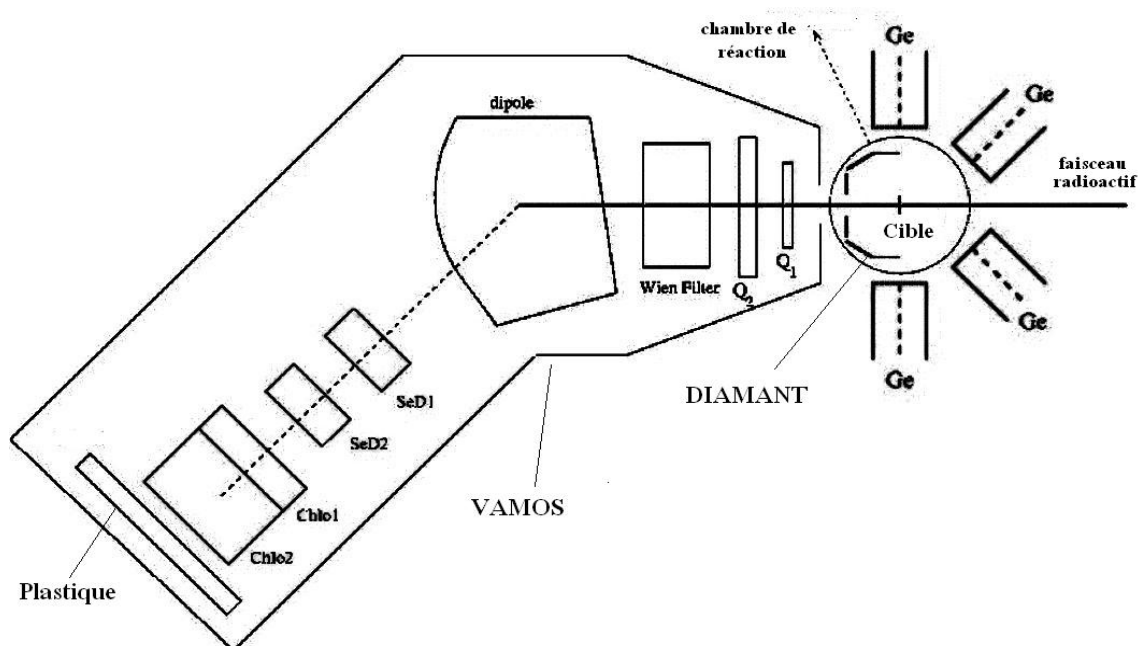


Figure I.1: Schéma du dispositif expérimental

Lors de la réaction, le noyau excité émet des rayonnements γ . La détection et l'analyse précise des caractéristiques des cascades de désexcitation nous permettent de connaître la structure de la matière nucléaire et le mécanisme de formation des noyaux. Lorsque un rayonnement γ interagit avec le détecteur, il perd de l'énergie qui est convertie en signaux électriques. Le signal électrique produit, proportionnel à l'énergie déposée, est alors traité par la chaîne d'acquisition. Par ailleurs, pour la cascade de désexcitation des rayonnements γ , il existe une caractéristique importante, c'est le nombre de rayonnements γ émis simultanément, appelée la multiplicité M_γ . Compte tenu de la réaction, pour cette expérience, la multiplicité M_γ varie avec une moyenne d'environ 15.

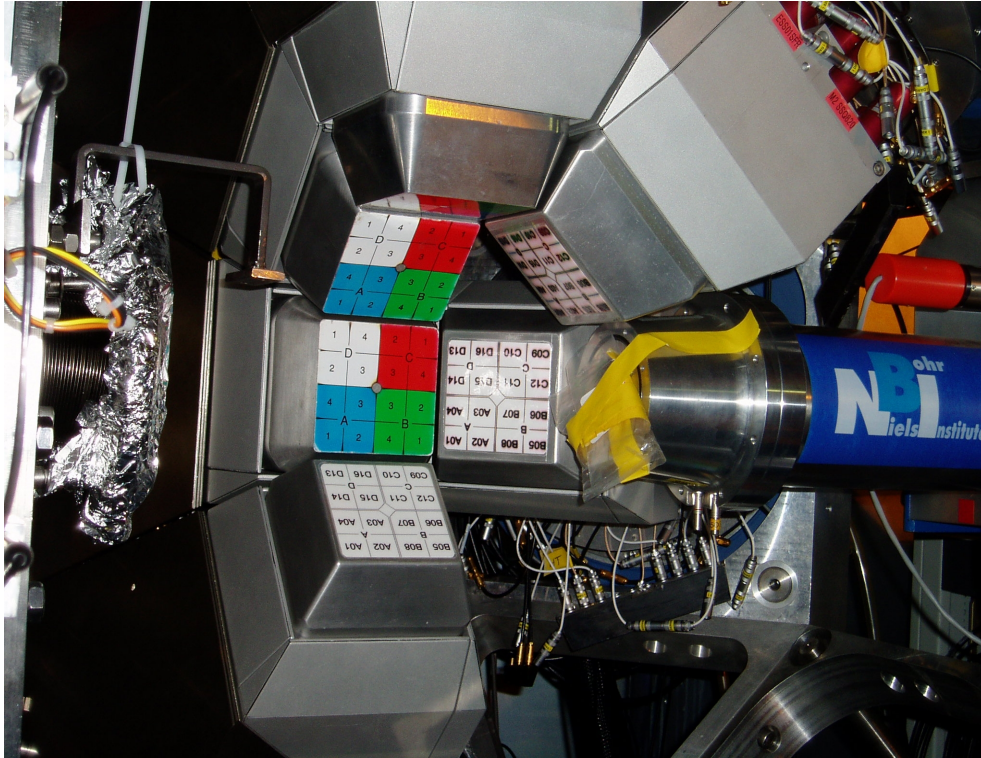


Figure I.2: Vue particulière du détecteur EXOGAM utilisé dans l'expérience réalisée au Ganil.

Lors de l'expérience, nous avons utilisé le détecteur EXOGAM multisegmenté (figure I.2), dont la géométrie exacte sera présentée dans la section I.4, pour avoir la meilleure résolution possible en énergie du spectre γ . Plus l'énergie des photons incidents est grande, plus le nombre de rayonnements γ diffusés vers les cristaux voisins est grand. Pour augmenter l'efficacité de détection des rayonnements γ il faut sommer l'énergie déposée par interactions successives dans le cristal touché avec, éventuellement, celle des cristaux voisins. C'est l'idée générale de l' "AddBack".⁽¹⁾ L' "Addback" (cf. Chapitre III) le plus couramment utilisé est l' "Addback" des cristaux à l'intérieur du clover, c'est-à-dire, lorsqu'on a sommé l'énergie déposée dans les cristaux. A partir des données expérimentales, on a cherché à optimiser l'algorithme d' "Addback". En effet, les intensités des faisceaux radioactifs étant faibles, il est très important de reconstruire le maximum de rayonnements γ . Ceci peut être fait en source (^{152}Eu) puisque la multiplicité M_γ est faible contrairement à la fusion-évaporation.

⁽¹⁾ le terme en anglais signifie "faire la somme"

Ainsi, afin de mieux maîtriser l'ensemble des processus de diffusion et d'interaction des rayonnements γ dans le détecteur et ainsi de déterminer les situations pour lesquelles il doit être en appliquant l'algorithme d' "Addback", des simulations réalistes ont été entreprises en utilisant le logiciel GEANT IV. Le logiciel reconstruit le parcours des rayonnements γ ce qui nous permet de connaître la position de chaque interaction par rapport à l'origine de l'émission. Le travail de mon stage a consisté à réaliser des simulations, à écrire les programmes d'analyse (en utilisant ROOT) des événements produits par GEANT IV afin d'optimiser les algorithmes d' "Addback".

I.2 Interaction des rayonnements γ avec la matière

Il y a principalement trois interactions possibles lorsqu'un photon se propage dans la matière : l'effet Compton, l'effet photoélectrique et la création de paires. L'importance relative des trois interactions dépend fortement de l'énergie du rayonnement γ incident et des propriétés du matériau.⁽²⁾ Pour les photons de basse énergie, l'interaction entre le photon et un cristal de Germanium est gouvernée par l'effet photoélectrique. Dans ce cas, l'énergie du photon incident est absorbée totalement par le cristal de germanium. La probabilité d'interaction est calculée approximativement[3] par :

$$P_{ph} \cong k \frac{Z^n}{(h\nu)^3} \quad (I.1)$$

où n varie entre 4 et 4.6 pour une énergie incidente variant de 0 à 3 MeV, $h\nu$ et Z sont respectivement l'énergie du photon incident et le numéro atomique de la matière traversée. Pour le germanium, l'effet photoélectrique est dominant quand l'énergie des photons incidents est inférieure à 150 keV. Il faut noter que, les rayonnements γ produits dans la réaction, avant d'interagir avec le cristal de germanium, doivent traverser la paroi d'aluminium de la chambre de réaction et le capot d'aluminium du clover (1.5mm). Une grande partie des photons de très basse énergie sont absorbés par l'aluminium.

Pour une énergie plus grande de photons incidents ($\cong 0.2$ MeV à 10 MeV), l'effet Compton est prépondérant. Dans ce processus, un photon incident d'énergie $h\nu_0$ réalise une collision élastique avec un électron libre. Une partie de l'énergie du photon incident est fournie à l'électron atomique et le rayonnement γ est diffusé à l'angle θ avec l'énergie restante $h\nu$. En tenant compte de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, on a :

$$h\nu = \frac{m_0 c^2 \alpha}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (I.2)$$

où $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0 c^2}$. L'énergie cinétique de l'électron recul est maximale ($T = h\nu_0 - h\nu$) si $\theta = \pi$.

La figure I.3 représente la dérivée de la section efficace (par électron σ_e et par angle solide Ω) calculée par la formule Klein-Nishina⁽³⁾ pour des photons d'énergie de 0.2 MeV à 2 MeV

⁽²⁾ Pour la suite, on s'intéresse principalement au Germanium avec lequel ont construit les détecteurs de rayonnements γ .

⁽³⁾ formule Klein-Nishina représentée la dérivée de la section efficace par électron σ_e , par l'angle solide Ω : $\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^2} \left[1 + \cos^2\theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right] \right\}$, où $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0 c^2}$, $h\nu_0$ et $h\nu$ sont respectivement l'énergie du photon incident et celle du photon diffusé, r_0 est le rayon de l'électron.

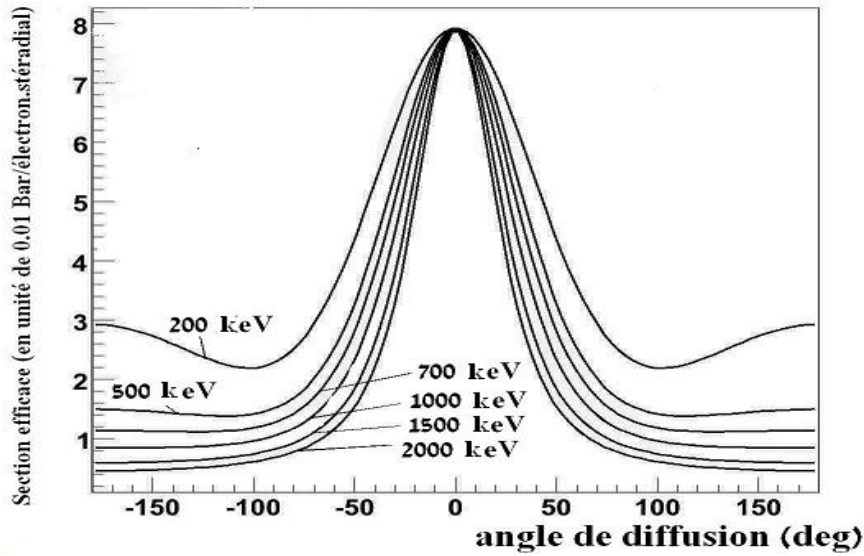


Figure I.3: La diffusion Compton des rayonnements γ calculée par formule Klein-Nishina pour un intervalle d'énergie 200 keV à 2000 keV (intervalle d'énergie utilisé dans ce travail).

(intervalle d'énergie des photons produit lors de l'expérience). A haute énergie (> 2000) keV la section efficace différentielle et donc la probabilité de détecter des rayonnements γ est négligeable pour un angle diffusion $> 90^\circ$: la déflexion du faisceau des rayonnements γ est petite. Par contre, à basse énergie (pour l'énergie de 200 keV par exemple), la probabilité de détecter des rayonnements γ pour un angle $> 90^\circ$ reste assez grande (même pour un angle de $\theta \approx 180^\circ$) : c'est la rétrodiffusion des rayonnements γ . Cette remarque est très importante parce qu'on peut perdre une partie des photons par rétrodiffusion et l'efficacité de détection des rayonnements γ va décroître. Dans l'expérience, on ne connaît pas le pourcentage des rayonnements γ rétrodiffusés.

Au delà de 1.02 MeV la probabilité du processus de création de paires va progressivement augmenter pour dépasser celle de l'effet Compton, au-delà de 8 MeV dans les cristaux de Germanium. La création de paires est liée à la matérialisation d'un rayonnement γ en électron et positron possédant respectivement une énergie cinétique T_- et T_+ avec :

$$h\nu_0 = T_- + T_+ + 2m_0c^2 \quad (I.3)$$

$h\nu_0$ est l'énergie du photon, $2m_0c^2$ est la masse au repos d'un électron. La section efficace de création de paires par atome s'écrit[2] :

$$\sigma_{pa} = \frac{1}{137} * \frac{2}{8\pi} \sigma_0 Z^2 \bar{P} \quad (I.4)$$

où \bar{P} est une valeur moyenne de la fonction P qui dépend de l'énergie incidente du photon et de T_+ et varie entre 0 pour des énergies inférieures au seuil à 20 pour des énergies tendant vers l'infini. Ce phénomène se caractérise par l'émission de deux transitions ayant des énergies de 511 keV émises avec un angle de 180° , en plus de l'énergie d'absorption dans le cristal. Pour l'intervalle d'énergie considéré par l'expérience ce dernier phénomène peut être négligé.

I.3 Caractéristiques des multidétecteurs γ

L'efficacité de détection des rayonnements γ dépend de la géométrie du détecteur, des caractéristiques intrinsèques de chaque détecteur, du type de réaction nucléaire étudiée et de la multiplicité de la cascade de transitions émises. En fait, les deux plus importantes grandeurs affectant la détection des rayonnements γ sont l'efficacité photopic totale E_T et le pouvoir de résolution R . Les multidétecteurs sont construits pour optimiser au mieux l'un des ces facteurs (ou les 2) suivant les contraintes expérimentales. Pour EXOGAM, une efficacité optimale a été privilégiée.

Un multidétecteur est un ensemble de plusieurs cristaux simples ou groupements de cristaux de Germanium, dont chacun est entouré d'une enceinte BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) ou de CsI.

I-3.1 Efficacité de détection photopic totale

En général, l'efficacité de détection photopic totale du multidétecteur est égale la somme des différentes efficacités intrinsèques de chacun des détecteurs participants. Pour un multidétecteur de N détecteurs identiques, on a :

$$E_T = \epsilon_p \Omega N P_\gamma$$

où Ω et P_γ sont respectivement l'angle solide d'un compteur et la probabilité pour que deux rayonnements γ ne touchent pas simultanément le même détecteur, ϵ_p est l'efficacité photopic intrinsèque (le rapport entre le nombre de γ émis par une source calibrée et le nombre de photons détectés dans le pic d'énergie totale). La valeur de P_γ diminue quand la valeur de la multiplicité M_γ augmente.

I-3.2 Pouvoir de résolution

La résolution du détecteur est une grandeur qui caractérise le pouvoir de distinguer et d'isoler les pics du spectre des rayonnements γ détectés. Le pouvoir de résolution est déterminé par :

$$R = \frac{SE_\gamma}{\Delta E_\gamma} . PT$$

- PT est le Pic/Total, c'est-à-dire le rapport entre le nombre des rayonnements γ dans le pic et le nombre total des rayonnements γ détectés.
- SE_γ est l'espacement moyen entre deux transitions γ considérées.
- ΔE_γ est la résolution pour un pic d'énergie E_γ .

Ce pouvoir de résolution est donc directement proportionnel au rapport Pic sur Total.

I-3.3 Les facteurs affectant le fonctionnement du détecteur

I-3.3.1 Effet Doppler

Un autre facteur important du pouvoir de résolution est la résolution ΔE_γ qui est différente suivant que le rayonnement est émis par une source au repos ou en mouvement. En fait, dans les expériences, certains photons sont émis lorsque le noyau excité est encore en

mouvement. L'énergie du photon détecté (E_γ) dépend alors de la vitesse de noyau résiduel $\beta = v/c$ et de l'angle d'émission θ :

$$E_\gamma = E_{\gamma 0}(1 + \beta \cos \theta)$$

L'ouverture angulaire $\Delta\theta$ des détecteurs dégrade donc la résolution en énergie en ajoutant à la résolution intrinsèque le terme :

$$\Delta E_\gamma = E_{\gamma 0} \beta \int_{\theta - \Delta\theta/2}^{\theta + \Delta\theta/2} \sin \theta d\theta \quad (\text{I.5})$$

Cet effet est particulièrement important pour des angles voisins de $\pi/2$.

I-3.3.2 Diffusion Compton des photons hors des cristaux

L'information que l'on veut obtenir dans les spectres est l'énergie des rayonnements γ émis par la source. En pénétrant dans le volume du détecteur, les photons incidents peuvent subir une ou plusieurs diffusions Compton et sortir du cristal. Dans ce cas, l'énergie qu'on obtient dans le spectre d'énergie n'est pas l'énergie totale du photon incident, cette énergie contribuera au fond et dégradera le rapport Pic/Total. Pour améliorer le rapport Pic/Total (diminuer le fond), on entoure les détecteurs germanium d'une enceinte de scintillateurs BGO. A l'arrière des détecteurs germanium, on utilise une enceinte de scintillateurs CsI(Tl). Ces enceintes sont très efficaces et fournissent donc un signal qui permet de marquer les événements pour lesquels le photon n'a pas déposé toute son énergie dans le cristal de Germanium et ainsi de les rejeter.

I.4 Description du multidétecteur EXOGAM

EXOGAM, fruit d'une collaboration entre pays européens, a été construit pour avoir une très grande efficacité et une bonne résolution en énergie des rayonnements γ afin d'être utilisé auprès des faisceaux radioactifs créés par le Système de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne (SPIRAL) au GANIL. EXOGAM contient des détecteurs germanium, l'efficacité photopique atteint la valeur de 20% pour les rayonnements γ d'énergie de 1.33 MeV. Il est particulièrement adapté pour rechercher et isoler des événements très rares dans un bruit de fond important.

I-4.1 Les Clovers segmentés

Le critère requis pour le détecteur EXOGAM est l'efficacité de détection. De plus, dans le cas où l'efficacité du détecteur atteint la valeur maximale, la résolution du spectre d'énergie doit être maintenue de bonne qualité. La qualité du spectre d'énergie est déterminée par le rapport Pic/Total (cf. section I-3.1), la résolution en énergie et en temps. Le détecteur EXOGAM est composé d'un seul type de détecteur germanium : les Clovers multisegmentés.

Un Clover est composé de 4 cristaux de germanium placé dans le même cryostat. De cette façon, un détecteur avec une grande efficacité et une bonne résolution peut être construit à partir de petits cryostats ce qui permet de diminuer l'effet d'élargissement Doppler. Chaque cristal a un diamètre de 60 mm et une longueur de 90 mm. Les quatre cristaux sont entourés d'un système de suppression Compton composé de scintillateurs de BGO sur les côtés et de

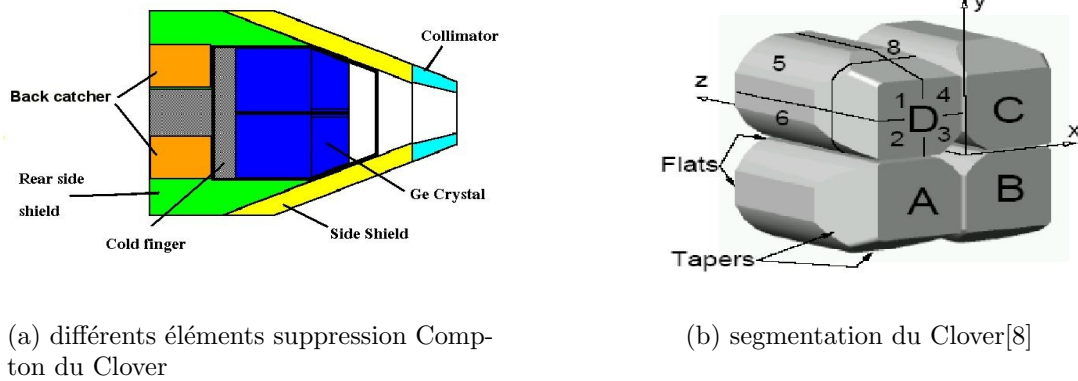


Figure I.4: Les Clovers EXOGAM

CsI(Tl) à l'arrière (cf. figure I.4(a)). Chaque cristal est segmenté électriquement en quatre régions (cf. figure I.4(b)). Cette segmentation est très utile lorsque les noyaux de recul ont une grande vitesse. Elle nous permet de déterminer plus précisément la position d'interaction des rayonnements γ dans le détecteur, de diminuer la variation de l'angle de détection et donc de diminuer l'élargissement Doppler.

I-4.2 Géométrie d'EXOGAM

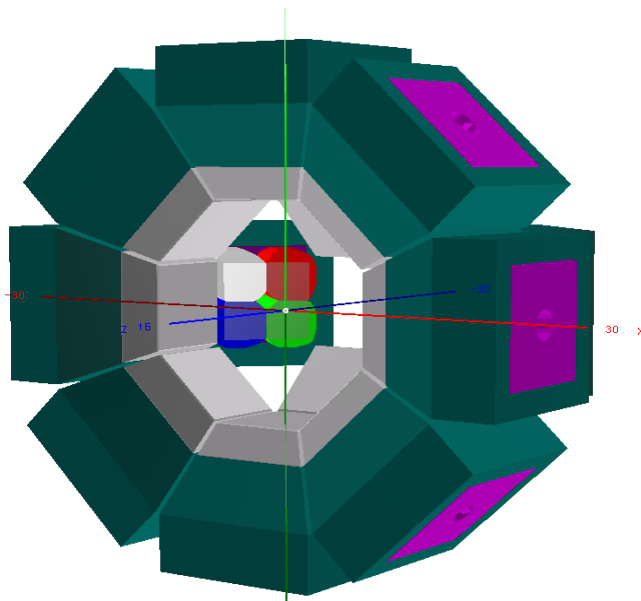


Figure I.5: Configuration d'EXOGAM utilisé dans la simulation.

- Les clovers du détecteur EXOGAM peuvent être assemblés suivant plusieurs géométries.
- En cube : pour être le plus près possible de la cible, on utilise quatre clovers entourant la zone de réaction ;
 - Complète : on utilise 16 clovers dont 4 sont à 135° , 8 à 90° et 4 à 45° par rapport à la direction du faisceau.

La position de chaque clover est déterminée par le vecteur $\vec{R}(R, \phi, \theta)$ dans le référentiel 0xyz, la cible étant au centre du référentiel et le faisceau radioactif est dirigé suivant l'axe OZ. Pour chaque géométrie, on peut avoir deux façons différentes de monter les enceintes anti-Compton. Ainsi, on peut enlever les collimateurs et les BGO latéraux (“collimator” et “side shield” dans la figure I.4(a)), c'est la configuration A. Dans la configuration B, tous les BGO et les collimateurs sont présents. Pour la géométrie complète du détecteur, la distance entre la surface du clover et la source est 114.1 mm pour la configuration A et 147.4 mm pour la configuration B. Quant à la géométrie en cube du détecteur, la distance entre la source et la surface du clover est respectivement 50.3 mm et 68.3 mm pour les deux configurations A et B.

Dans cette étude nous avons travaillé sur une simulation du détecteur EXOGAM dans une configuration A, contenant 12 clovers dont 8 sont à 90° et 4 à 135° par rapport à la direction du faisceau. Chaque cristal est segmenté électriquement en quatre segments, on a ainsi 48 cristaux et 192 segments.

Chapitre II

Simulation du détecteur γ EXOGAM

II.1 Les outils informatiques

II-1.1 Le logiciel GEANT IV

GEANT IV est un programme de simulation des interactions des particules avec la matière. Il fournit des outils pour la simulation du détecteur : géométrie, tracking, réponse du détecteur, run, événements, “track management”, visualisation et interface.

Durant mon stage, j’ai travaillé sur la géométrie d’EXOGAM, une configuration du détecteur EXOGAM contenant 12 clovers a été utilisée. La position de chaque clover est déterminée par les trois variables (R, ϕ, θ) . Dans la simulation on peut choisir la forme du spectre de l’énergie des rayonnements γ lancés, le nombre et la direction d’émission. Les coordonnées des points d’interaction, l’énergie déposée par un photon à chaque point d’interaction donc les traces des rayonnements γ dans le milieu du détecteur sont bien déterminées. Le résultat de la simulation de GEANT IV est un fichier des données contenant l’informations sur les processus de l’interaction des rayonnements γ et le milieu du détecteur.

II-1.2 ROOT

ROOT est un environnement orienté objet pour l’analyse de données à grande échelle. Il est écrit en langage C++ et contient un grand nombre d’objets couramment utilisés pour l’analyse : histogramme (1D, 2D, 3D), graphe ... et de nombreuses facilités existent pour manipuler et stocker ces objets.

Le fichier des données obtenu par la simulation contient des informations sur les coordonnées et l’énergie déposée à chaque point d’interaction ainsi que le numéro du cristal⁽¹⁾ dans lequel s’effectue l’interaction. A partir de ce fichier, on a créé des programmes, basés sur ROOT, pour reconstruire les spectres d’énergie des rayonnements γ .

Lors de l’analyse pour construire les spectres de l’énergie des rayonnements γ on a appliqué plusieurs “addback”, qui seront présentés plus précisément dans la section suivante, afin d’évaluer leurs performances respectives.

⁽¹⁾ chaque cristal est nommé par un numéro unique afin de bien déterminer sa position dans l’espace à trois dimensions.

II.2 Caractérisation d'EXOGAM par Simulation GEANT IV

Afin de valider les simulations GEANT IV, différentes caractéristiques du détecteur EXOGAM ont été établies et comparées à des simulations GEANT III réalisées précédemment ainsi qu'aux mesures effectuées sur le détecteur réel. Les grandeurs caractéristiques d'EXOGAM présentées dans cette partie sont calculées dans le cas où on ne fait pas d'“addback” et pour une multiplicité $M_\gamma = 1$. On considère donc qu'un cristal détecte un photon.

II-2.1 Efficacité photopic

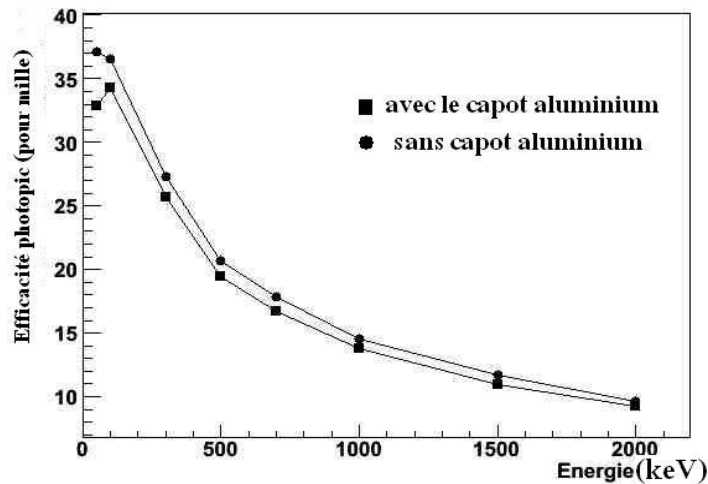


Figure II.1: Efficacité photopic en fonction de l'énergie des γ .

Ce qui est important pour la détection des rayonnements γ , c'est le rapport entre le nombre des rayonnements γ détectés avec l'énergie totale (intensité du pic de pleine énergie dans le spectre) et le nombre des rayonnements γ lancés. Ce rapport caractérise les performances du multidétecteur : c'est l'efficacité photopic.

Le résultat de la simulation sur l'efficacité photopic est présenté sur la figure II.1. Dans la simulation, on a lancé chaque fois 100.000 rayonnements γ de même énergie dans un angle solide 4π , l'énergie des rayonnements γ utilisée dans la simulation varie de 50 keV à 2 MeV. L'efficacité est calculée par clover. On a calculé pour les deux cas, avec le capot aluminium et sans capot aluminium de détecteur. A basse énergie (≤ 150 keV), l'efficacité diminue à cause de l'absorption des rayonnements γ par le capot aluminium. A l'énergie de 500 keV, l'efficacité photopic calculée lors de travail est de l'ordre 2% soit $\approx 0.1\%$ de plus que celle calculée par GEANT III, une ancienne version de GEANT basé sur le langage FORTRAN.

Cette valeur correspond aussi à ce qui a été mesuré sur un clover réel. Ceci valide la géométrie de notre simulation. L'efficacité photopic diminue lorsque l'énergie des photons incidents augmente, principalement en raison de la diffusion des rayonnements γ qui emmène une partie de l'énergie en dehors du volume délimité par un cristal. Pour une énergie basse ≈ 200 keV, l'efficacité intrinsèque du clover atteint une valeur maximale ($\approx 94\%$), qui se traduit par la saturation observée sur la courbe de la figure II.1 correspondante à la mesure sans capot.

II-2.2 Rapport Pic sur Total

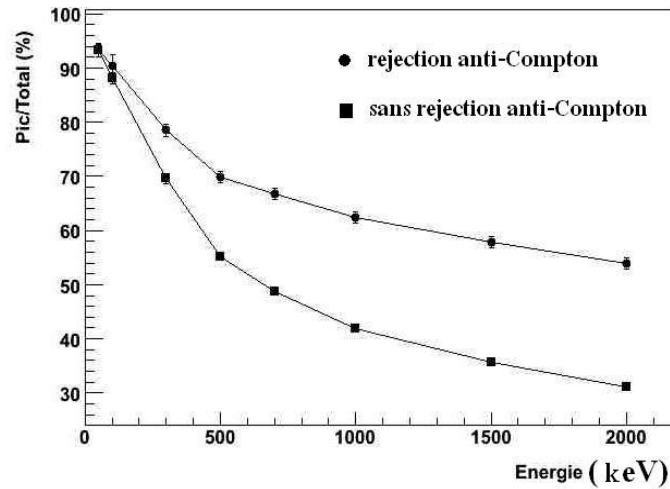


Figure II.2: Pic sur Total en fonction de l'énergie des rayonnements γ .

Comme présenté dans le chapitre précédent, le rapport Pic sur Total dépend fortement de la diffusion des rayonnements γ dans le cristal de germanium. Pour obtenir la meilleure valeur de ce rapport, il faut diminuer le fond dans le spectre et augmenter l'intensité du pic de pleine énergie. Le fond du spectre est produit par la diffusion des rayonnements γ . Soit ils diffusent vers les cristaux ou les clovers au voisinage, soit les photons, après des interactions avec le milieu du détecteur, sortent vers l'extérieur. Dans ces conditions, l'énergie déposée dans un cristal n'est pas l'énergie vraie : le signal mesuré contribue alors au bruit de fond. Comme l'efficacité photopic, le rapport pic sur total décroît avec l'augmentation l'énergie des photons incidents.

Pour diminuer le fond on utilise l'enceinte de BGO autour du cristal, et CsI(Tl) à l'arrière du détecteur (rejection anti-Compton). Dans l'expérience, on rejette les événements pour lesquels on obtient dans le même temps des signaux dans le cristal et l'enceinte anti-Compton. Dans la simulation on a lancé pour chaque énergie 100.000 rayonnements γ dans un angle solide de 4π , le rapport Pic/Total est calculé par le rapport entre l'intensité du pic de pleine énergie et le nombre total des coups dans le spectre.

Le figure II.2 présente le résultat de la simulation dans les deux cas suivant : avec rejection anti-Compton et sans rejection anti-Compton. Si à basse énergie (< 150 keV) les rayonnements γ sont majoritairement absorbés dans un cristal, la diffusion Compton dégrade très rapidement les performances à plus haute énergie et la rejection anti-Compton améliore très nettement les performances des détecteurs.

II-2.3 Visualisation des points d'interaction dans le détecteur

Grâce à la simulation on peut aussi visualiser exactement les points d'interaction et représenter la trace des photons traversant le détecteur. On a aussi une image plus claire du processus d'interaction des photons avec le détecteur et on peut connaître le nombre des rayonnements γ traversant, rétrodiffusant ou diffusant vers les autres clovers.

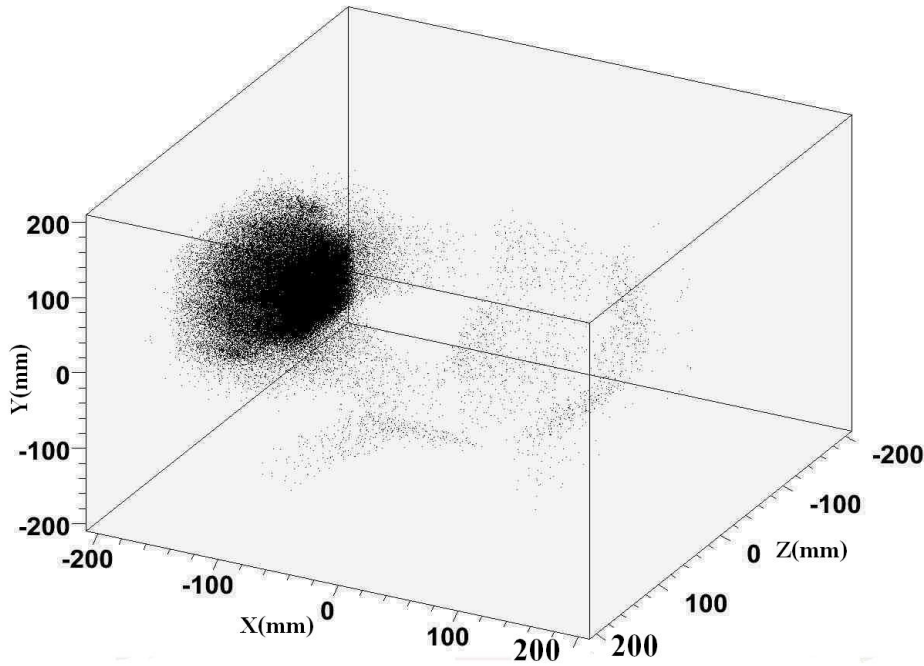


Figure II.3: Visualisation des points d'interaction des rayonnements γ avec le détecteur.

Le figure II.3 présente le résultat d'une simulation dans le cas où on lance 1.000.000 de rayonnements γ d'énergie 500 keV vers un seul clover (l'angle d'ouverture du clover vu de la source est $\Delta\phi \approx 45^\circ$ et $\Delta\theta \approx 45^\circ$). Bien que le photon peut donner un point d'impact dans tout le détecteur, on voit qu'en grande majorité, il dépose toute énergie dans le clover vers lequel il est émis (nuage de points compacts à gauche dans la figure II.3, les points disséminés correspondants aux faces de autres clover).

II-2.4 Profondeur d'interaction moyenne des rayonnements γ dans le cristal de Germanium

Dans le détecteur EXOGAM on utilise un cristal de germanium de 9 cm de long. La profondeur moyenne d'interaction des rayonnements γ dépend fortement de l'énergie des photons incidents. Il est important de connaître la profondeur moyenne des rayonnements γ dans le cristal car à partir de 3 cm de profondeur, le cristal est entouré par l'enceinte anti-Compton. La diffusion des rayonnements γ vers les clovers voisins est alors fortement atténuée. Si l'énergie des photons incidents n'est pas très grande, les photons peuvent diffuser vers les clovers voisins et on doit alors savoir s'il faut appliquer l'"addback" entre clovers.

Pour calculer la profondeur moyenne d'interaction $\langle d \rangle$, on a lancé dans un clover un faisceau très mince ($\Delta\theta = 0.1^\circ$, $\Delta\phi = 0.1^\circ$) de rayonnements γ ayant une énergie variant de 0 à 2000 keV avec une distribution en énergie uniforme (figure II.7(a)). Dans la simulation, on a les coordonnées des points d'interaction et l'énergie déposée par chaque rayonnement γ au point d'interaction. La profondeur moyenne d'interaction est alors calculée par la valeur moyenne de tous les points d'interaction pondéré par l'énergie déposée (équation II.1).

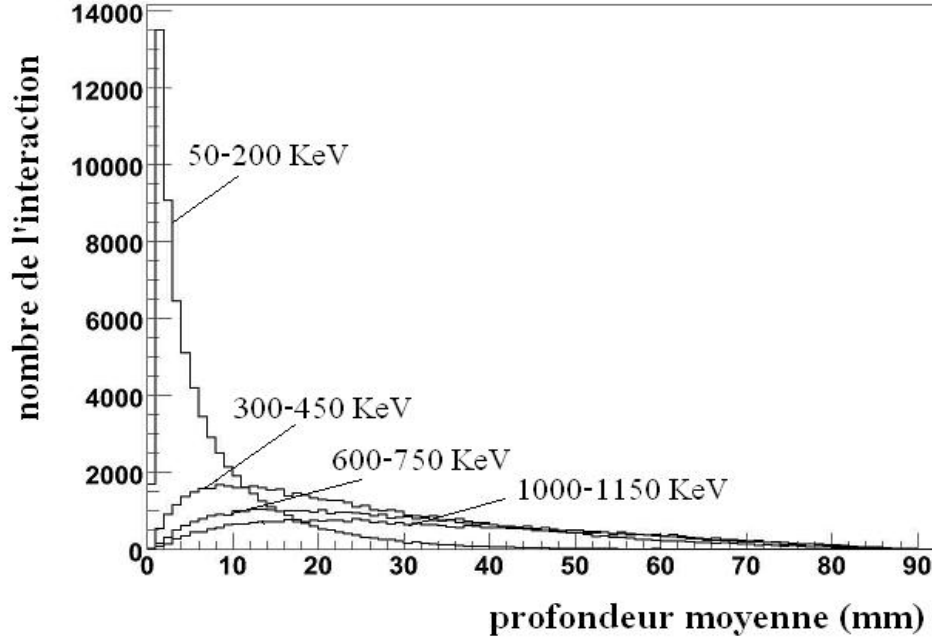


Figure II.4: La Profondeur moyenne des rayonnements γ dans le détecteur en fonction de l'énergie.

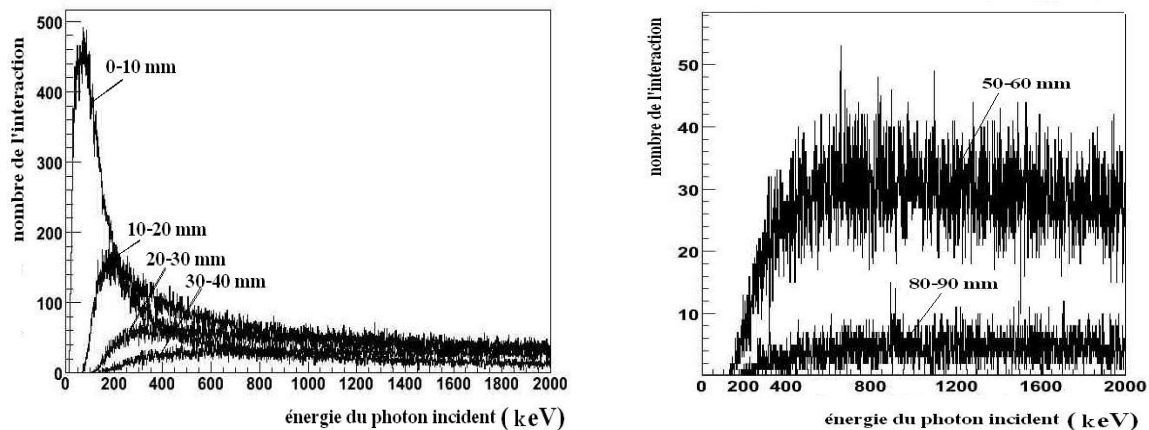
$$\langle d \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N E[i] \left(x[i] * x_0 + y[i] * y_0 + z[i] * z_0 \right)}{E_{\text{somme}}} \quad (\text{II.1})$$

où : N est le nombre de points d'interaction, $\vec{n}(x_0, y_0, z_0)$ et E_{somme} sont respectivement la direction et l'énergie de photon lancé, $E[i]$ est l'énergie déposée au point d'interaction $P(x[i], y[i], z[i])$.

On construit l'histogramme en deux dimensions donnant le nombre de coup en fonction de l'énergie du rayonnement γ incident et la profondeur moyenne d'interaction. En projetant sur l'axe Y, on obtient le graphe (figure II.4) présentant la profondeur d'interaction pour différentes plages en énergies.

Sur le figure II.4, on trouve qu'à basse énergie ($\leq 200\text{keV}$) la profondeur moyenne varie fortement en fonction de l'énergie, par contre, à haute énergie ($\geq 600\text{keV}$), la profondeur moyenne varie très peu en fonction de l'énergie : à basse énergie, le nombre de diffusion Compton avant que le photon ait une énergie assez basse pour qu'il soit absorbé totalement par effet photoélectrique est petit, c'est-à-dire, la fluctuation de la profondeur moyenne est faible, les photons de même énergie s'arrêtent presque à la même profondeur dans le cristal. A haute énergie, le nombre de diffusion Compton est grand, la fluctuation de la profondeur moyenne et la déflexion du faisceau des rayonnements γ en traversant le milieu du détecteur est très grande, par conséquent, la profondeur n'est pas très différente lorsque la valeur de l'énergie des photons incidents varie.

Le figure II.5 présente le spectre d'énergie déposé dans le cristal pour différentes profondeurs de détecteur. Le spectre (figure II.1) confirme que les basses énergies (< 200) keV sont absorbées dans le premier centimètre du clover. Pour les énergies supérieures, elles sont absorbées quasi-uniformément le long du cristal.



(a) à basse valeur de la profondeur moyenne.

(b) à haute valeur de la profondeur moyenne.

Figure II.5: Distribution des interactions en fonction de l'énergie pour différentes valeurs de la profondeur moyenne.

II-2.5 Les spectres d'énergie des rayonnements γ détectés

II-2.5.1 Diffusion des rayonnements γ dans le clover

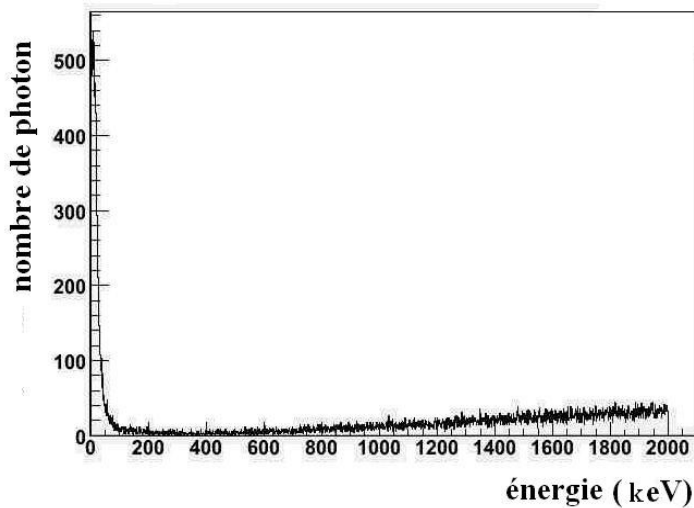
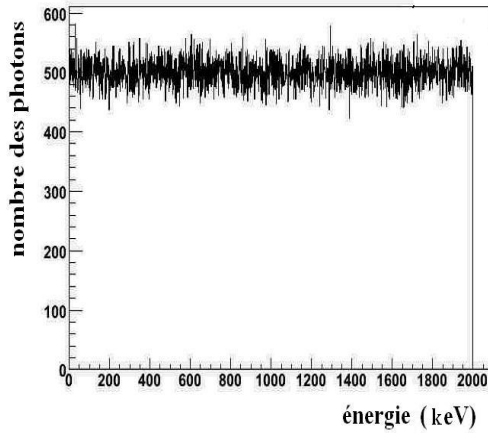
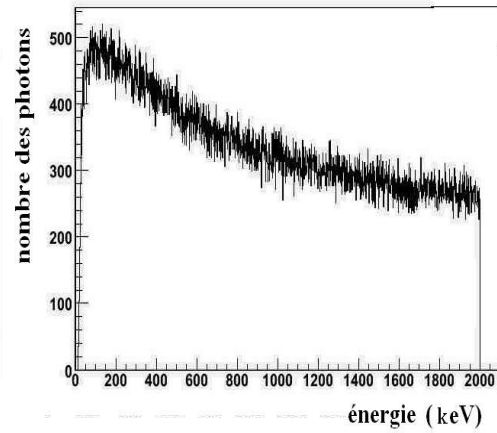


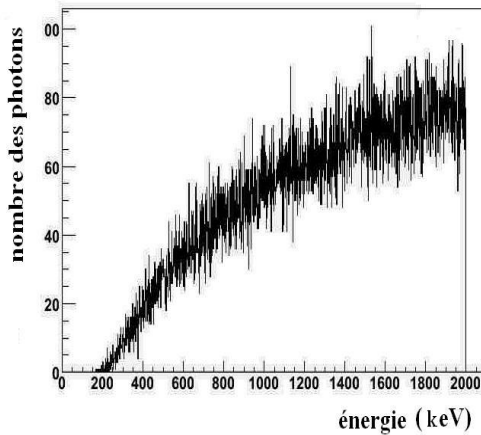
Figure II.6: Distribution des rayonnements γ sans interaction avec le détecteur



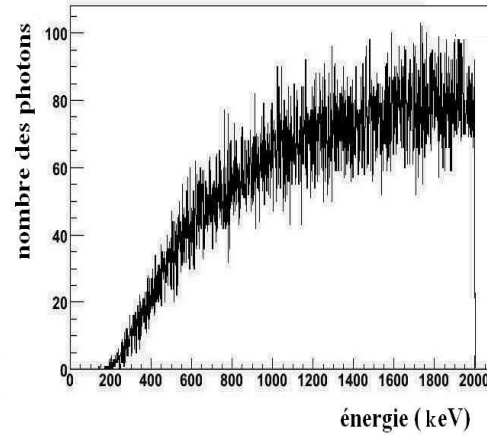
(a) Spectre de l'énergie des rayonnements γ lancés dans la simulation.



(b) Distribution en énergie des rayonnements γ faisant au moins une interaction avec le Germanium du clover.



(c) Distribution en énergie des rayonnements γ détectés dans l'enceinte CsI.



(d) Distribution en énergie des rayonnements γ détectés dans l'enceinte BGO.

Figure II.7: Les spectres en énergie détectés présentant la diffusion des rayonnements γ dans le clover.

Pour mieux appréhender la réponse du multidétecteur, on a lancé dans la simulation un faisceau très mince ($\Delta\theta = 45^\circ, \Delta\phi = 45^\circ$) avec 1.000.000 rayonnements γ ayant une énergie comprise de 0 à 2000 keV⁽²⁾ vers un clover unique (II.7(a)). Le nombre de rayonnement γ n'ayant pas été détectés est présenté dans la figure II.6. Dans cette figure, on trouve que, pour une énergie de 250 keV à 600 keV, le détecteur absorbe presque totalement des photons incidents. Par contre, à basse énergie ou à haute énergie l'efficacité de détection diminue, ce qui explique le spectre de la figure II.7(b).

Pour une énergie supérieure à 200 keV des photons incidents, on a des signaux dans

⁽²⁾ en fait, l'énergie des rayonnements γ qu'on peut détecter dans l'expérience de réaction fusion-évaporation est de 50 keV à 2000 keV

l'enceinte BGO et CsI. Parmi les 1000.000 photons lancés vers le clover, $\sim 1\%$ d'entre eux donne des signaux dans l'enceinte CsI et $\sim 1\%$ dans l'enceinte BGO. Dans le cristal Germanium, on récolte $\sim 67\%$ des photons incidents. Le reste ($\sim 32\%$) traverse sans interaction ou est absorbé par le capot aluminium.

II-2.5.2 Spectre des rayonnements γ avec la rejection anti-Compton

Pour construire le spectre de la figure II.8, on a lancé 100.000 photons d'énergie 1000 keV dans un angle solide de 4π . On trouve que le fond dans le spectre est très différent pour les deux cas avec et sans rejection anti-Compton. Pour une énergie de 1000 keV, par exemple, le fond va diminuer fortement $\sim 73\%$ (rapport entre le nombre des coups dans le fond pour le cas avec rejection anti-Compton divisé par celui obtenu sans rejection anti-Compton ~ 0.27).

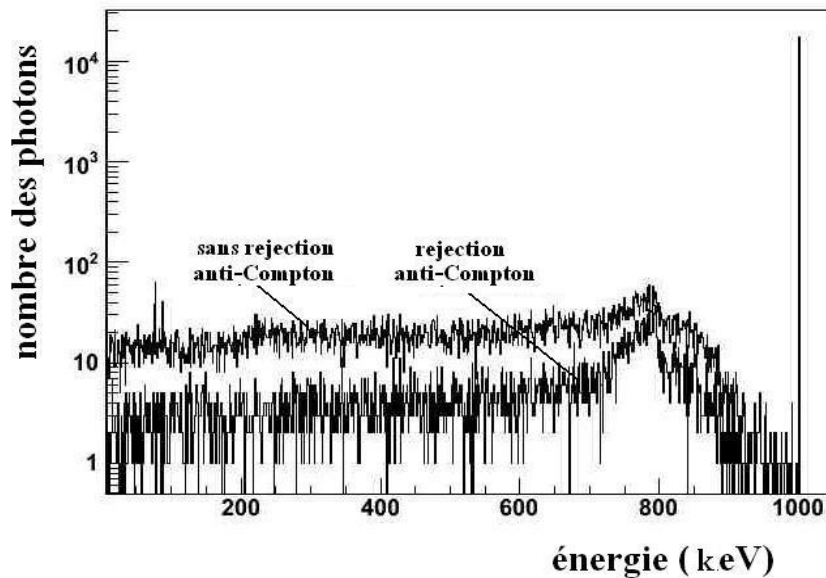


Figure II.8: Distribution en fonction de l'énergie des rayonnements γ détectés pour les deux cas avec et sans rejection anti-Compton.

Dans toutes les études présentées par la suite, la rejection anti-Compton est effectuée par cristal. En effet, expérimentalement, un signal de rejection est associé à chaque cristal. Pour les simulations, à partir de la position des points d'impact dans les BGO et CsI, on a pu généré le signal anti-Compton associé à chaque cristal.

Chapitre III

Etudes de l’“Addback”

III.1 Comment aller plus loin

En utilisant les détecteurs composites et les clovers multisegmentés on peut optimiser la performance du détecteur EXOGAM, diminuer l’élargissement Doppler et améliorer la résolution en énergie du spectre des rayonnements γ détectés. Pour les clovers l’angle d’ouverture vu de la source est $\Delta\phi \approx 45^0$ et $\Delta\theta \approx 45^0$ et l’angle d’ouverture d’un cristal vu de la source est de $\Delta\phi \approx 22.5^0$ et $\Delta\theta \approx 22.5^0$. Dans l’expérience de fusion-évaporation étudiée, la multiplicité M_γ des cascades est de l’ordre de 15. La probabilité que deux rayonnements γ arrivent simultanément dans le même cristal n’est pas négligeable. C’est le phénomène d’“empilement” pour lequel l’énergie mesurée ne correspond pas à l’énergie émise. Plus, la multiplicité M_γ augmente, plus l’“empilement” augmente dégradant ainsi l’efficacité de détection photopic. Pour diminuer l’“empilement”, les cristaux des clovers sont segmentés électriquement en 4 afin de réduire l’ouverture angulaire. Par contre, à cause de la segmentation, la probabilité de détecter des rayonnements γ avec la pleine énergie dans le volume du segment est plus faible à cause de diffusion des rayonnements γ entre segments : la reconstruction par “addback” est alors encore plus nécessaire.

L’algorithme d’“addback” le plus couramment utilisé (développé et testé pour un autre détecteur : EUROBALL) consiste à sommer les énergies des cristaux adjacents dans un clover en évitant la diagonale.

Grâce à la segmentation des cristaux des clovers, on peut développer des algorithmes d’“addback” qui utilise une géométrie plus précise. La simulation nous permet de tester les différentes possibilités puisque nous maîtrisons tous les ingrédients : le nombre, l’énergie et la direction des photons incidents, la trace des impacts dans le détecteur, etc.

Pour l’expérience présentée au Chapitre 1, l’optimisation de l’algorithme d’“addback” est très importante pour augmenter l’efficacité photopic tout en gardant un bon rapport Pic/Total. De plus, la résolution des pics sera meilleure puisque l’angle solide couvert par un segment est plus petit que celui d’un cristal améliorant ainsi l’élargissement Doppler.

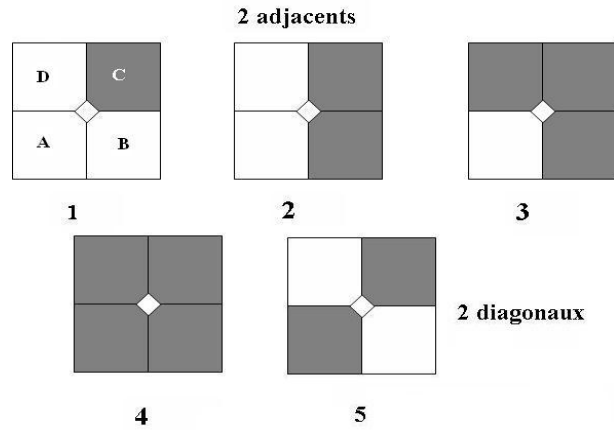


Figure III.1: Représentation de 5 configurations élémentaires d'un clover

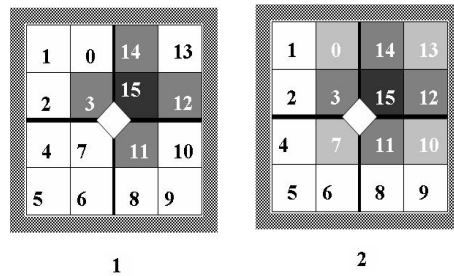


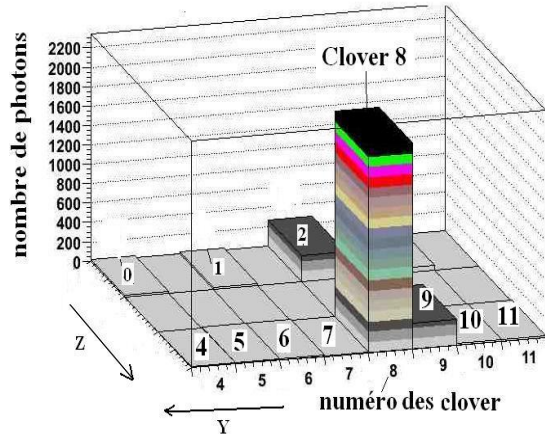
Figure III.2: Représentation de 2 configurations élémentaires pour Addback entre les segments d'un clover : 1 addback “Croix”, 2 addback “Autour”

La figure III.1 présente les 5 configurations possibles pour lesquelles il faut décider si et comment il faut ajouter les énergies déposées. L'“addback” standard somme les énergies de cristaux adjacents (sauf sur les diagonales), le cristal récoltant le plus d'énergie étant considéré comme celui dans lequel la première interaction a lieu.

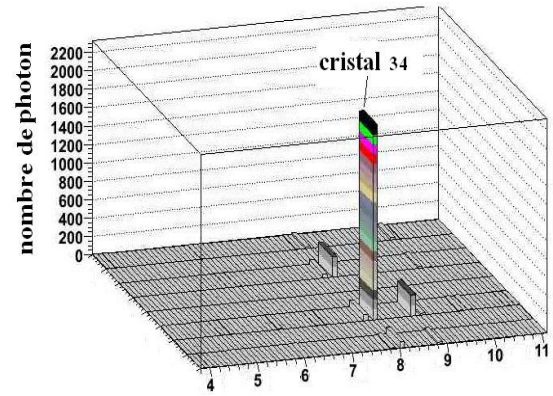
Comme on peut le voir sur la figure III.2, le nombre de configurations possibles pour les segments est beaucoup plus important. Afin de quantifier comment un photon dépose son énergie, nous avons entrepris une étude systématique en envoyant un faisceau de γ (1.000.000) d'énergie variable (entre 0 et 2 MeV) dans respectivement un clover, un cristal puis un segment.

Dans chacun des cas, nous avons tracé des cartes, dont certaines sont présentées dans la figure III.3, qui indiquent comment se répartit l'énergie incidente (qui est de 1500 keV dans cet exemple). Nous avons ainsi pu comprendre pourquoi, dans l'“addback” au niveau des cristaux, il n'est pas avantageux de sommer la diagonale. En effet, la diffusion directe d'un cristal vers le cristal opposé n'est possible que sur une petite surface comparée à celle qui sépare 2 cristaux adjacents. La diffusion indirecte est possible si le rayonnement diffusé traverse le cristal adjacent sans interaction. Nos simulations confirment que cette possibilité est infime. A partir des cartes de diffusion entre segments, on a pu voir que la situation est similaire pour les basses énergies. Dans ce cas, la somme suivant la diagonale n'est pas utile ce qui nous fait définir un “addback” dit “Croix” illustré dans la figure III.2.1. En revanche, à plus haute énergie, la diffusion sur la diagonale n'est plus négligeable. On

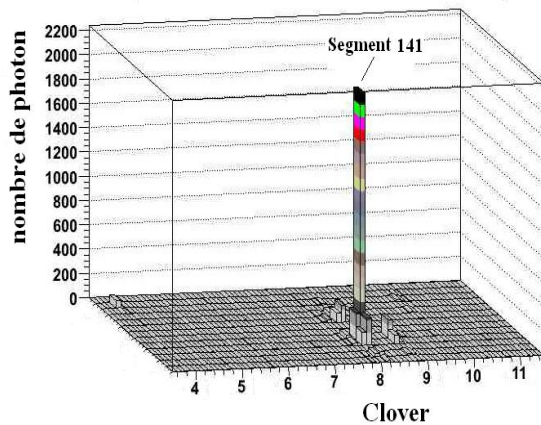
définit alors un “addback” dit “Autour” (voir la figure III.2.2). Pour les énergies très basses, aucun “addback” ne semble nécessaire, l’énergie étant déposée totalement dans le volume du segment.



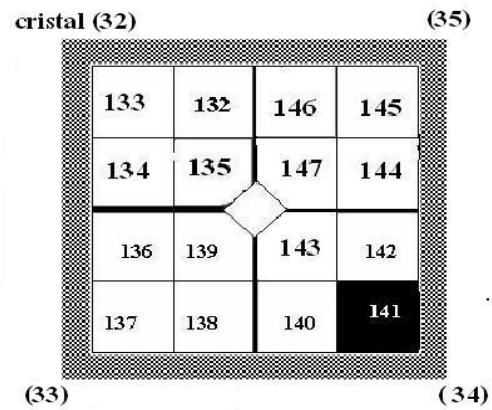
(a) Diffusion des rayonnements γ entre les clovers.



(b) Diffusion des rayonnements γ entre les cristaux.



(c) Diffusion des rayonnements γ entre les segments.



(d) Représentation schématique des positions des segments et des cristaux dans le clover 8.

Figure III.3: Diffusion des rayonnements γ entre les clovers (a), cristaux (b), segments (c).

III.2 Evaluation des algorithmes d'“Addback”

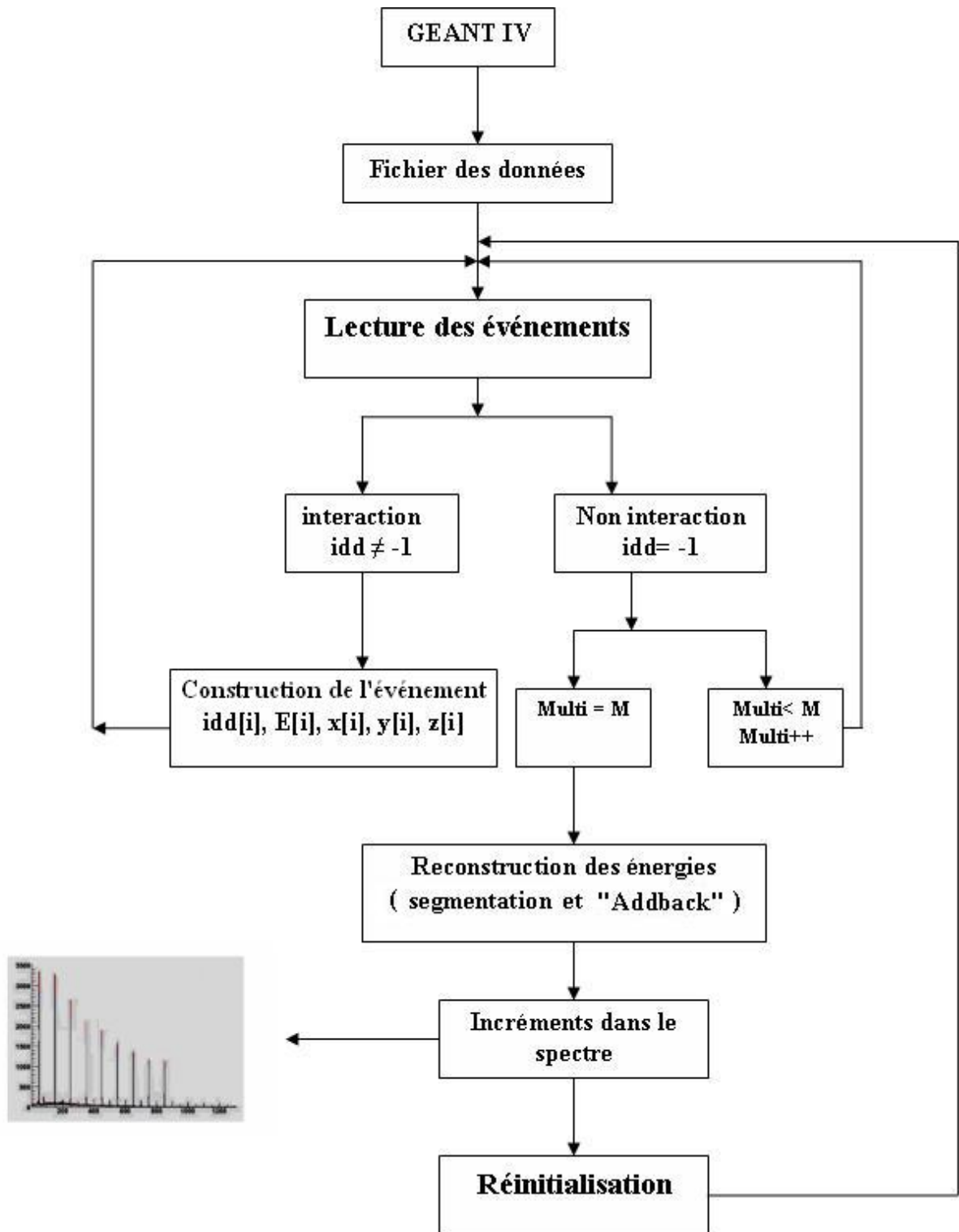
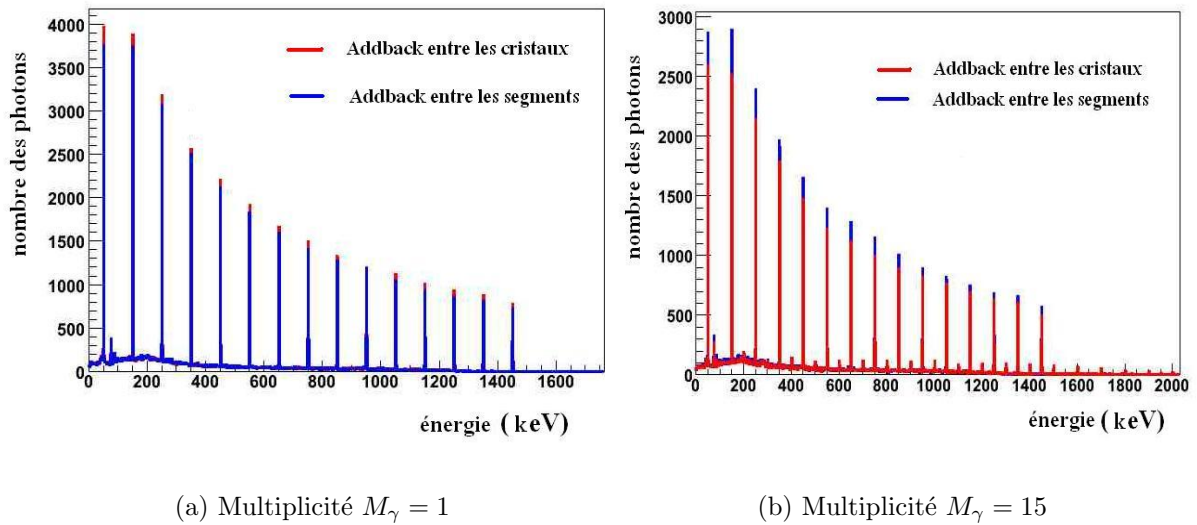
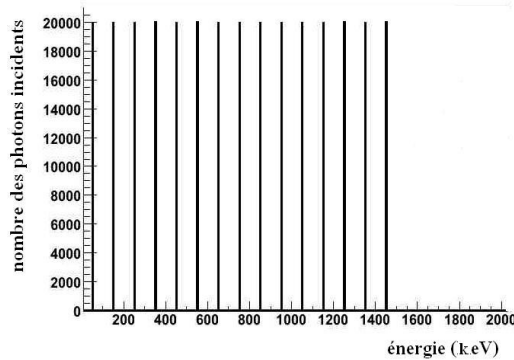


Figure III.4: Chaîne d'analyse


 (a) Multiplicité $M_\gamma = 1$

 (b) Multiplicité $M_\gamma = 15$


(c) Distribution des photons lancés.

Figure III.5: Spectre en énergie de l’addback entre les cristaux et l’addback entre les segments d’un même clover pour les deux valeurs de multiplicité M_γ . Le calcul est fait pour les 12 clovers.

Les simulations GEANT 4 produisent un fichier dans lequel ont inscrit l’énergie et la direction du photon lancé (associé à un identificateur $idd=-1$) suivi d’une liste de points d’impacts. A chaque point d’impact est associée la position, l’énergie déposée et un identificateur qui correspond au numéro du cristal dans lequel l’interaction a eu lieu. Il est à noter que la segmentation n’est pas incluse dans GEANT 4. Elle a donc été introduite dans la chaîne d’analyse. De même le fichier n’est pas formaté, il a donc fallu construire les événements en fonction de la multiplicité de la cascade γ désirée : $M_\gamma = M$. Une vue d’ensemble de la chaîne d’analyse est présentée dans la figure III.4.

La figure III.5 illustre les spectres ainsi construits pour deux méthodes. A chaque fois 300.000 photons ont été lancés dans 4π stéradians (ce qui permet d’avoir une erreur statistique assez faible) pour des valeurs de l’énergie variant de 50 keV à 1450 keV (figure III.5(a)). Les comparaisons ont été effectuées à multiplicité $M_\gamma = 1$ et à multiplicité $M_\gamma = 15$.

En construisant les spectres associés, nous avons comparé trois méthodes d’analyse différentes :

- Sans “addback” : on considère que l’énergie déposée dans chaque cristal (ou segment)

provient d'un rayonnement γ .

- Avec un “addback” standard : on somme les énergies de cristaux adjacents (sauf diagonale).
- avec un “addback” au niveau des segments (le principe de l'“addback” des segments a été évoqué dans la section précédente).

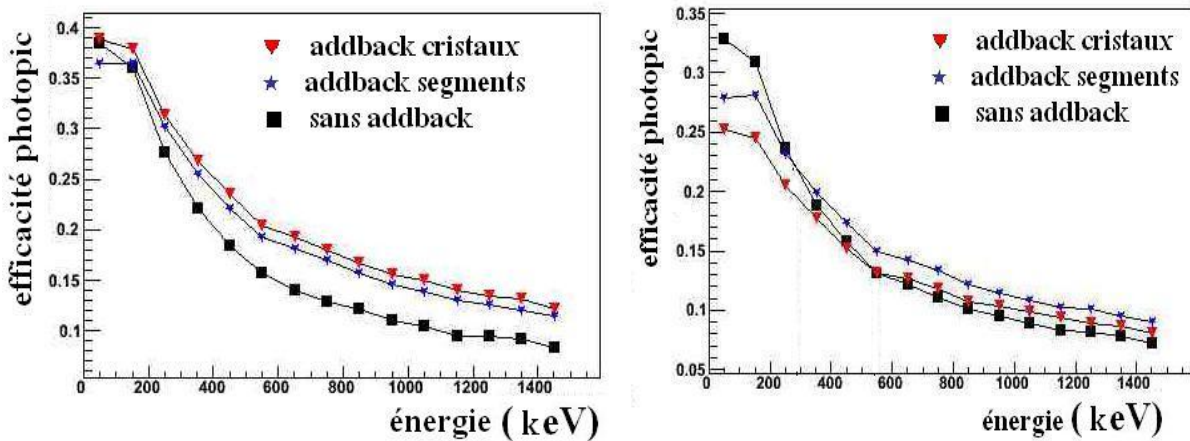
On a comparé les spectres d'énergie pour l'addback “Croix”, l'addback “Autour” et le spectre d'énergie des segments sans addback pour optimiser les valeurs pour lesquelles on doit appliquer les différentes méthodes. On en déduit que pour une énergie inférieure à 150 keV on ne fait pas d'“addback”, pour un intervalle d'énergie compris entre 150 keV et 350 keV, on fait l'addback “Croix” et à plus haute énergie (> 350) keV on doit faire l'addback “Autour”.

Pour comparer plus précisément les trois algorithmes, on déduit des spectres l'efficacité photopic, le Pic sur Total et l'intensité des pics “somme” (qui ne sont pas réels et qui apparaissent dès que l'on fait de l'“addback”).

Le spectre de l'énergie dans la figure III.5(a) et la figure III.5(b) nous donne qualitativement les résultats attendus pour le pic de pleine énergie, les pics sommes, et la variation de l'intensité des pics en fonction de l'énergie des photons incidents. On va synthétiser dans la section suivante les valeurs obtenues pour les différentes méthodes d'addback afin de les comparer quantitativement.

III.3 Résultats

III-3.1 Efficacité photopic



(a) Multiplicité $M_\gamma = 1$

(b) Multiplicité $M_\gamma = 15$

Figure III.6: Efficacité Photopic pour différentes méthodes d'“addback” pour des multiplicités $M_\gamma = 1$ et $M_\gamma = 15$.

Le figure III.6 présente l'efficacité photopic (rapport entre l'intensité du pic de pleine énergie et le nombre de photons lancés ayant la même énergie) pour les 12 clovers. On a représenté l'efficacité photopic dans les trois cas : l'“addback” entre les segments (‘‘addback’’ nouveau), l'“addback” entre les cristaux (‘‘addback’’ classique) et sans ‘‘addback’’ (le spectre est construit à partir de l'énergie déposée dans chaque cristal).

Si pour une multiplicité $M_\gamma = 1$, la reconstruction de l'énergie pour l'“addback” classique est meilleure, par contre, à grande valeur de multiplicité, l'“addback” proposé est meilleur. A une énergie de 650 keV avec la multiplicité $M_\gamma = 15$, par exemple, on gagne 11% en efficacité photopic. Pour les données de l'expérience la multiplicité moyenne est d'environ 15. Néanmoins, les événements intéressants peuvent correspondre à des cascades de rayonnements γ de plus faible multiplicité. Il est donc aussi important de ne pas perdre en efficacité photopic à faible multiplicité ce qui est le cas avec le nouvel ‘‘addback’’. De même pour les basses énergies qui sont importantes car elles correspondent aux premiers états excités du noyau. Bien qu'on puisse encore espérer améliorer l'efficacité photopic pour les basses énergies, on voit clairement que l'addback ‘‘Segments’’ est meilleur que l'addback ‘‘Cristaux’’.

III-3.2 Le rapport Pic sur Total

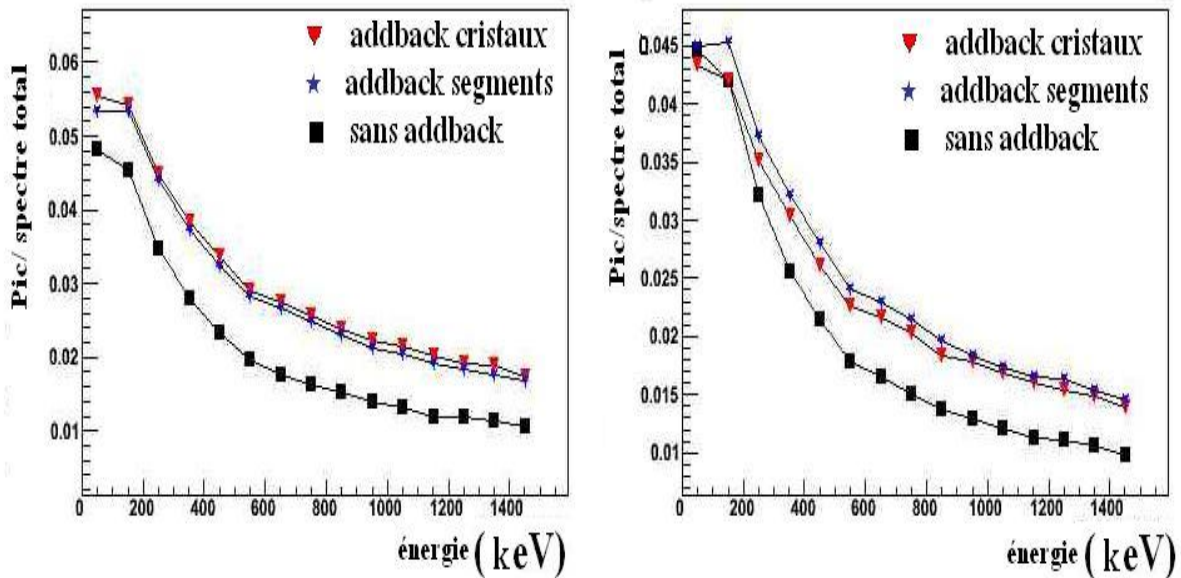
(a) Multiplicité $M_\gamma = 1$ (b) Multiplicité $M_\gamma = 15$

Figure III.7: Le rapport Pic sur le spectre total pour les différentes méthodes de l'“addback” pour les deux valeurs de multiplicité $M_\gamma = 1$ et $M_\gamma = 15$

Le rapport Pic/Total est le rapport entre l'intensité du pic de pleine énergie et le nombre total des coups dans le spectre. La figure III.9 prouve que l'“addback” est nécessaire. Pour une énergie de 1000 keV, par exemple, le rapport Pic/Total augmente, par rapport au cas sans addback, d'environ 40% pour la multiplicité $M_\gamma = 15$ et d'environ 53% pour la multiplicité

$M_\gamma = 1$. Le nouvel “addback” proposé est légèrement plus performant que l’“addback” classique pour des multiplicités élevés. Comme on l’a vu dans la section précédente, on gagne ainsi en efficacité photopic tout en ayant un très bon rapport Pic/Total.

III-3.3 La création des pics somme

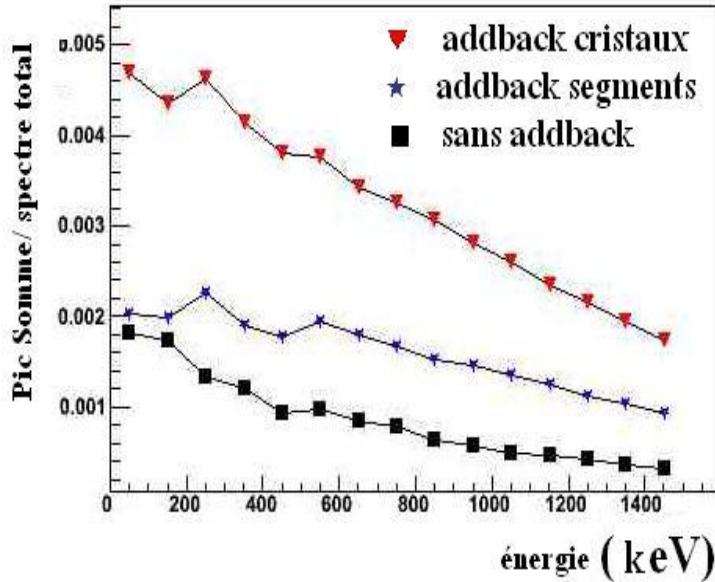


Figure III.8: Intensité des pics “somme” en fonction de l’énergie.

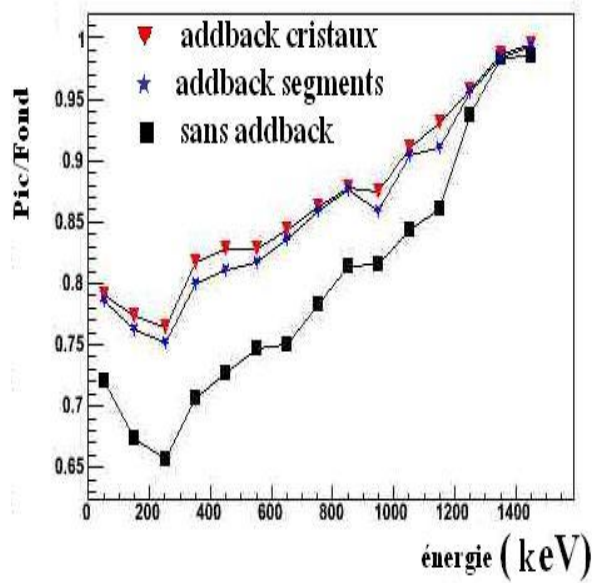
L’algorithme d’“addback” somme les énergies issues de plusieurs ensembles de détection. Il se peut donc que chacun des deux rayonnements γ (E_1, E_2) ait déposé toute leur énergie auquel cas il apparaît dans le spectre un pic factice à une énergie qui est la somme des deux ($E_1 + E_2$). Il est très important de minimiser l’intensité de ces dernières.

Pour chacune des énergies ($e_0, e_1, \dots, e_i, \dots, e_n$) = (50, 150, \dots , 1450 keV) on a calculé la somme de toutes les intensités des pics d’énergie $e_i + e_j$ ($i \neq j$) divisés pour l’intégrale du spectre total. Ces rapports sont représentés sur la figure III.8.

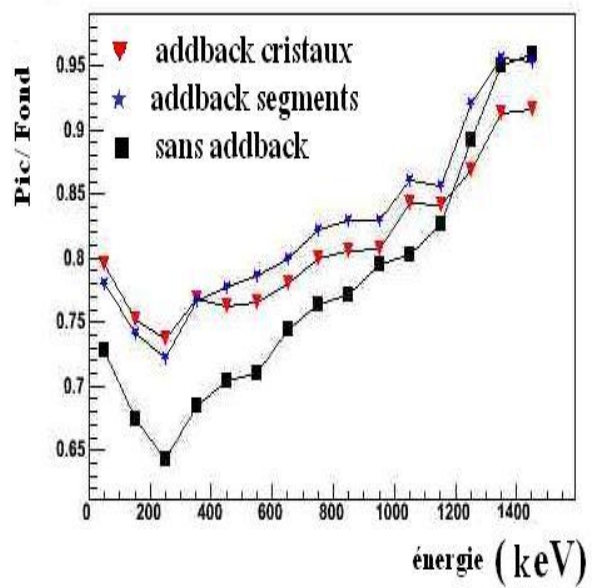
Comme on peut le voir, le nouvel addback créé de 2 à 2.5 fois moins d’artéfacts que l’“addback” standard. La différence entre les trois algorithmes est due aux volumes de sommation qui sont de plus en plus petits si on part de la courbe du haut vers celle du bas.

III-3.4 Le rapport Pic sur Fond

Pour bien mesurer l’intensité des pics, il faut diminuer le fond au dessous de chaque pic. Plus, le fond est petit, plus on peut déterminer exactement le nombre d’événements dans le pics. On définit le rapport Pic/Fond comme l’intensité du pic divisée par l’intégrale sur une plage d’énergie entourant le pic ($\pm 7\text{keV}$). Les résultats sont donnés sur la figure III.9 pour les trois algorithmes et les deux multiplicités. Ils confirment que le nouvel “addback” est performant pour extraire des pics du fond. Les courbes tendent toute vers la valeur 1 à haute énergie, car à ces énergies le fond situé sous le spectre est quasiment nul.



(a) Multiplicité $M_\gamma = 1$



(b) Multiplicité $M_\gamma = 15$

Figure III.9: Le rapport Pic sur Fond pour les différentes méthodes de l'“addback” pour les deux valeurs de multiplicité $M_\gamma = 1$ et $M_\gamma = 15$.

Conclusions et perspectives

Nous avons entrepris des simulations GEANT 4 du multidétecteur EXOGAM afin de rechercher un algorithme d’“addback” plus performant pour analyser une expérience réalisée dans le groupe Matière Nucléaire.

Dans un premier temps, nous avons entrepris une caractérisation la plus complète possible du détecteur avec des événements (gamme en énergie, multiplicité) qui sont proches de ceux attendus dans l’expérience. On a ainsi pu développer un nouvel algorithme d’“addback” pour sommer des énergies déposées dans les segments, nos résultats montrent :

- l’“addback” n’est pas nécessaire pour une énergie inférieure à 150 keV
- l’addback “Croix” est meilleur pour un intervalle d’énergie de 150 keV à 350 keV
- l’addback “Autour” est meilleur pour des énergies supérieures à 350 keV.

Une meilleure efficacité photopic sans dégrader le rapport Pic sur Total, tous en minimisant l’intensité des pics somme a été obtenue. L’étape suivant consistera à déterminer la meilleur façon d’appliquer la correction Doppler. En effet, quel angle faut-il choisir lorsque plusieurs segments sont sommés ? Une fois cette question résolue, il restera à appliquer le nouvel “addback” à des données simulées plus complexes avant de l’appliquer aux données réelles.

Pendant ces quatre mois de stage, j’ai pu travailler dans de bonnes conditions comme un jeune chercheur au sein du groupe Matière Nucléaire. Grâce à ce travail, je comprends mieux le mécanisme de détection des rayonnements γ dans le multidétecteur EXOGAM. De même j’ai pu mesurer les possibilités offertes par le logiciel de simulation GEANT 4.

Bibliographie

- [1] A.PREVOST, Thèse de doctorat, IPNL, 2003.
- [2] E.PARCHOUD, Thèse de doctorat, IReS, 2000.
- [3] C.FINCK, Thèse de doctorat, IReS, 1997.
- [4] P.Nieminen et al., *GEANT4 low energy electromagnetic models for electrons and photons*, CERN preprint OPEN-99-034(1999).
- [5] G.COSMO, *The GEANT4 Geometry Modeler*, Proceedings of the 2004 IEEE NSS/Mic/RTSD Conference.
- [6] R.BRUN, *ROOT-An Object Oriented Data Analysis Framework*, Paper prented at the AIHENP conference in Laussane(1996).
- [7] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/support/userdocuments.shtml>
- [8] <http://www.triumf.ca/publications/pub/archo4/pp-04-23.pdf>