

PIA 130 - 217 - 1

République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université Saad Dahleb Blida 1



Faculté des sciences
Département de physique

Mémoire de fin d'étude
Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option : Physique des rayonnements

Thème :

**Calcul de l'efficacité de détection gamma par simulation
Monte Carlo avec le code Geant4**

Présenté par :

CHAIBI Soumia

Soutenu le 12 /07/ 2018 devant le jury composé de :

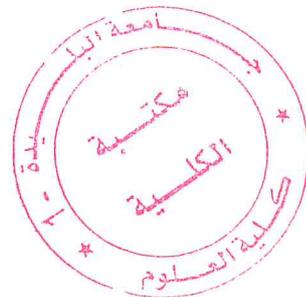
M.MOUZALIA	Maître de conférence B	U.S.D. Blida1	Président
M.AIDOUNI.A.A	Maître de conférence B	U.S.D. Blida1	Examineur
M.OULD MOHAMED.M	Maître-assistant A	U.S.D. Blida1	Promoteur
M.KHELIFI.R	Professeur	U.S.D. Blida1	Encadreur

Blida 1 - 2017/2018-

MA-530-117-1

ملخص

تم هذا العمل في سياق حساب الكفاءة عن طريق المحاكاة لهذا استخدمنا Geant4 ، حيث قمنا بتطوير هندسة الكاشف NaI المشبع ب (TI) ، ذو الأبعاد $3 \times 3 \times 3$ ، من أجل مقارنة نتائج التجريبية والمحاكاة ، قمنا بمحاكاة الأطياف التجريبية التي تم الحصول عليها لمصادر النقطية التالية: ^{137}Cs ، ^{60}Co و ^{152}Eu . سمحت لنا المحاكاة بالحصول على التوزيعات الطيفية للفوتونات كدالة للطاقة داخل الكاشف. باستخدام Geant4 ، تم الحصول على الأطياف من خلال حساب عدد الفوتونات التي تفاعلت داخل الكاشف باستخدام الرسوم البيانية التي تم إنشاؤها من برنامج مكتوب في Fortran . يعطي حساب المحاكاة بواسطة Geant4 نفس القيم. تم تطبيع أطياف المحاكاة مع الأخذ في الاعتبار نشاط المصدر ووقت اقتناء الأطياف، وسمح لنا بالتحقق من المحاكاة.



Résumé

Ce travail s'est déroulé dans le contexte de calculer l'efficacité par simulation pour cela nous avons utilisé le code de calcul Monte Carlo, Geant4, où nous avons développé la géométrie du détecteur NaI dopé en Tl, de dimensions 3"× 3", dans le but d'effectuer la comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation, nous avons procédé à la simulation des spectres expérimentaux obtenus pour les trois sources ponctuelles ^{137}Cs , ^{60}Co et ^{152}Eu . La simulation nous a permis d'obtenir les distributions spectrales des photons en fonction de l'énergie à l'intérieur du détecteur. À l'aide de Geant4, les spectres ont été obtenus en comptant le nombre de photons ayant interagi à l'intérieur du détecteur en utilisant des histogrammes créés à partir d'un programme écrit en Fortran. Le calcul de simulation par Geant4 donne les mêmes valeurs. Les spectres simulés ont été normalisés en tenant compte de l'activité de la source et du temps d'acquisition des spectres, et nous a permis de valider la simulation.

Abstract

This work was done in the context of calculating the efficiency by simulation, for that we used the Monte Carlo code, Geant4, in which we developed the geometry of the NaI (Tl) detector, 3"×3" of dimensions, in order to compare the experimental and the simulation results, we simulated the experimental spectra obtained for the three point sources ^{137}Cs , ^{60}Co and ^{152}Eu . The Simulation allowed us to obtain the spectral distributions of the photons as a function of the energy inside the detector. Using Geant4, the spectra were obtained by counting the number of photons that interacted inside the detector using histograms created from a program written in Fortran. The simulation calculation by Geant4 gives the same values. The simulated spectra were normalized taking into account the activity of the source and the acquisition time of the spectra and allowed us to validate the simulation.

TABLE DES MATIÈRES

ملخص	ii
Résumé	iii
Abstract	iv
Table des matières	v
Liste des tableaux	viii
Liste des figures	ix
Remerciements	xi
Introduction.....	1
1. Généralité.....	3
1.1 Introduction.....	3
1.2 Interaction des rayonnements électromagnétiques avec la matière.....	3
1.2.1 Effet photoélectrique.....	4
1.2.2 Effet Compton.....	4
1.2.3 Création de paires.....	5
1.2.4 Atténuation des photons dans la matière.....	6
1.3 Détection des rayonnements électromagnétiques.....	7
1.3.1 Les détecteurs à semi-conducteur.....	7
1.3.2 Les détecteurs Germaniums.....	8
1.3.3 Les détecteurs à scintillations.....	9
a) Le principe de fonctionnement d'un détecteur NaI(Tl).....	9
b) Les principales caractéristiques d'un détecteur NaI(Tl).....	10
b.1) Résolution en énergie.....	10

b.2) Efficacité de détection.....	11	v
2. Simulation Monte Carlo.....	13	
2.1 Introduction.....	13	
2.2 La méthode Monte Carlo.....	13	
2.2.1 Nombres aléatoires.....	14	
2.2.2 Principe de la méthode Monte Carlo.....	14	
2.3 Quelques codes de simulation.....	16	
2.3.1 MCNP.....	16	
2.3.2 EGS.....	16	
2.3.3 PENELOPE.....	16	
2.4 GEANT4.....	17	
2.4.1 Structure d'une simulation Geant4.....	17	
2.4.2 Les modèles électromagnétiques.....	21	
a) Les modèles standards.....	21	
b) Les modèles Low Energy.....	21	
3. Résultats et discussion.....	23	
3.1 Introduction.....	23	
3.2 Partie expérimentale.....	23	
3.2.1 Dispositif expérimental.....	23	
3.2.2 Analyses des spectres.....	24	
3.2.2.1 Étalonnage en énergie.....	24	
3.2.2.2 Étalonnage en efficacité.....	25	
3.2.2.3 Les spectres expérimentaux.....	26	
3.3 Simulation Monte Carlo.....	29	

3.3.1 Géométrie du détecteur.....	vi
3.3.2 Définition des particules et des processus physiques.....	30
3.3.3 La simulation des spectres.....	31
3.3.4 Calcul de l'efficacité simulée.....	38
3.3.5 Validation du code Geant4 par une source étendue.....	39
Conclusion.....	42
Annexe A : données simulations.....	43
Références bibliographiques.....	51

Liste des tableaux

Tableau 3.1 : Radionucléide utilisé pour l'analyse de la linéarité en énergie.....	24
Tableau 3.2 : Efficacité de détection en fonction de l'énergie (SurfaceNette représente l'aire nette sous le pic photoélectrique, pour une distance source-détecteur 8.9cm).....	26
Tableau 3.3 : Comparaison entre les efficacités expérimentales et simulées pour les sources ponctuelles utilisées dans ce travail.....	38

Liste des figures

Figure 1.1 : Illustration de l'effet photoélectrique.....	4
Figure 1.2 : Illustration de l'effet Compton.....	5
Figure 1.3 : Illustration de création de paires.....	6
Figure 1.4 : Atténuation d'un faisceau de I_0 photons dans une épaisseur de matière x	7
Figure 1.5 : Schéma des bandes d'énergie dans un semi-conducteur.....	8
Figure 1.6 : Schéma d'un tube photomultiplicateur (PM) couplé à un scintillateur.....	10
Figure 1.7 : Distribution gaussienne du pic.....	11
Figure 2.1 : Principe d'une simulation Monte Carlo des interactions photons-matière.....	15
Figure 2.2 : Diagramme des catégories majeures de Geant4.....	18
Figure 2.3 : Schéma d'un programme de simulation Geant4.....	19
Figure 3.1 : Photographie du détecteur NaI(Tl).....	23
Figure 3.2 : Courbe de calibration du détecteur.....	25
Figure 3.3 : Le spectre énergétique du ^{137}Cs obtenu par l'expérience.....	27
Figure 3.4 : Le spectre énergétique du ^{60}Co obtenu par l'expérience.....	27
Figure 3.5 : Le spectre énergétique du ^{152}Eu obtenu par l'expérience.....	28
Figure 3.6 : (A) schéma du détecteur NaI 3"x3" ; (B) visualisation en 3D de la géométrie du détecteur simulé par Geant4.....	29
Figure 3.7 : L'interaction d'un faisceau de rayons γ avec notre détecteur.....	30
Figure 3.8 : Le spectre de ^{137}Cs simulé sans élargissement.....	31

Figure 3.9 : $f(E)=FWHM$ (les points en rouge représentent FWHM expérimentaux et la courbe représente le fitting).....	32
Figure 3.10 : Le spectre simulé du ^{137}Cs simulé avec élargissement.....	33
Figure 3.11 : Comparaison entre les spectres énergétiques obtenus par simulation Geant4 et par mesure expérimentale par le scintillateur NaI(Tl) exposé à une source de ^{137}Cs	34
Figure 3.12 : Le spectre simulé du ^{60}Co simulé sans élargissement.....	35
Figure 3.13 : Le spectre simulé du ^{60}Co simulé avec élargissement.....	35
Figure 3.14 : La comparaison du spectre de ^{60}Co simulé avec le spectre obtenu expérimentalement.....	36
Figure 3.15 : Le spectre simulé du ^{152}Eu simulé sans élargissement.....	36
Figure 3.16 : Le spectre simulé du ^{152}Eu simulé avec élargissement.....	37
Figure 3.17 : La comparaison du spectre de ^{152}Eu simulé avec le spectre obtenu expérimentalement.....	37
Figure 3.18 : La comparaison entre les efficacités mesurées et simulées pour l' ^{152}Eu , ^{60}Co , ^{137}Cs	39
Figure 3.19 : Le dispositif de la géométrie étendue sur notre détecteur pour une position (0 0 - 4.725).....	40
Figure 3.20 : Le dispositif de la géométrie étendue sur notre détecteur pour une position (0 0 - 2.25).....	41

Remerciements

Je tiens à remercier M.Oueld Mohamed, mon promoteur, tout d'abord pour l'encadrement scientifique qui m'a permis de mener à bien ce travail, mais également pour sa disponibilité, sa patience et ses relectures attentives de mes écrits.

Je voudrais aussi couvrir de fleurs M. Khelifi, Professeur à l'université de Blida 1, pour sa supervision exemplaire, sa disponibilité à tout moment, son professionnalisme et son expérience, ainsi que pour sa personnalité exceptionnelle.

Je remercie aussi les membres du jury, M. Mouzali et M. Aidouni, qui me font l'honneur de bien vouloir juger la qualité de mon travail.

Je remercie également toutes les personnes ayant pris une part importante dans ma formation académique parmi lesquelles figurent entre autres : M.Yahiaoui, M. Chekirine, Mme. Cherfi, Mme Larabi et Mlle.Boukhalfa...

Pour finir, je veux remercier particulièrement et chaleureusement ma famille et affectueusement mon mari. Sans se limiter à dire merci en quelques mots ou en quelques lignes ne suffit pas. Beaucoup de personnes m'ont aidé, m'ont soutenu, directement ou indirectement et leurs noms n'existent pas au-dessus, ce sont des personnes qui comptent beaucoup pour moi.

À vous tous, merci Sincèrement.

Introduction

La spectrométrie gamma est l'une des techniques de mesure utilisée en physique nucléaire pour quantifier et identifier un grand nombre de radionucléides via l'énergie de rayonnements gamma émis.

C'est une technique d'analyse multi-élémentaire qualitative et quantitative la plus fréquemment utilisée dans le domaine de la mesure nucléaire. Elle a l'avantage d'être performante et non destructive, et basée sur l'utilisation de différents types de détecteurs (scintillation, semi-conducteurs, ...). Cependant devant la complexité croissante des expériences de physique des rayonnements, il est nécessaire d'avoir des codes de simulation, qui consiste à remplacer les expériences inapplicables où le manque de matériel est le principal obstacle par des outils de simulations Monte Carlo qui ont été développés pour répondre à cette demande parmi eux nous trouvons le code Geant4.

L'objectif principal de ce travail, est de calculer numériquement l'efficacité absolue d'un détecteur à scintillation avec le code Geant4, en utilisant des sources radioactives dont on connaît l'activité, et on compare ensuite les résultats obtenus avec l'expérience afin valider notre programme Geant4 pour l'utiliser ultérieurement dans l'analyse quantitative et qualitative d'autres composants chimique sans faire d'expériences.

Ce travail se décline en trois chapitres. Le premier chapitre rappelle les processus d'interaction rayonnement-matière. Une présentation générale sur les détecteurs des rayons électromagnétiques et en particulier sur les détecteurs à scintillations.

Le deuxième chapitre donne un aperçu sur la méthode Monte Carlo, et spécialement sur le code Geant4, pour le calcul des interactions des particules dans la matière. Ce code offre à l'utilisateur un accès au code source qui permet d'apporter toute modification désirée pour améliorer les performances physiques. Les simulations ont permis la reproduction des spectres expérimentaux et le calcul de l'efficacité pour les trois sources ponctuelles.

Le troisième chapitre est consacré aux résultats obtenus par simulation, en les comparant avec ceux obtenus par l'expérience, ce qui nous a permis de penser que notre code est valable même pour des sources étalées de géométries différentes.

1

Généralités

1.1 Introduction

Les rayonnements gammas sont des particules infiniment petites qui ne sont pas visibles mais sont détectables à l'aide des instruments appelés détecteurs. Le choix du détecteur se fait selon la nature et l'énergie incidente du rayonnement et le type de son interaction avec la matière. La plupart des notions abordées ici sont essentielles à la compréhension des chapitres suivants. La première section présente l'interaction des rayonnements électromagnétiques avec la matière. La deuxième section traite les détecteurs des rayonnements électromagnétiques et les critères utilisés pour caractériser leurs performances (efficacité, résolution).

1.2 Interaction des rayonnements électromagnétiques avec la matière

L'interaction des rayonnements électromagnétiques avec la matière est caractérisée par le fait que chaque photon est partiellement ou totalement absorbé lorsqu'il interagit avec la matière [1]. Le type d'interaction dépend du matériau traversé et de l'énergie du photon incident. Comparativement aux particules chargées, ils sont très pénétrant dans la matière et leur pouvoir d'ionisation est faible. En fonction de ces caractéristiques, les photons n'ont pas un parcours spécifique dans la matière, mais possèdent une atténuation exponentielle caractérisée par une demi-épaisseur qu'on définira plus loin.

Le photon interagit avec la matière selon trois processus [2] : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, et la création de paires.

1.2.1 Effet photoélectrique

Comme illustré sur la Figure 1.1 un photon interagit avec un électron d'un atome cible, il lui cède totalement son énergie $h\nu$ et disparaît [3]. L'électron cible quitte donc sa couche avec une énergie égale à l'énergie du photon diminuée de son énergie de liaison E_k . Après cet événement, l'atome subit un réarrangement au cours duquel, soit un photon de fluorescence est émis, soit un électron est éjecté avec une énergie cinétique T_e . Cet effet ne se produit que si $h\nu \geq E_k$ (effet à seuil).

$$E_{e^-} = h\nu - E_k \quad (1.1)$$

Où $h\nu$ est l'énergie du photon, E_k l'énergie de liaison de l'électron à la couche k.

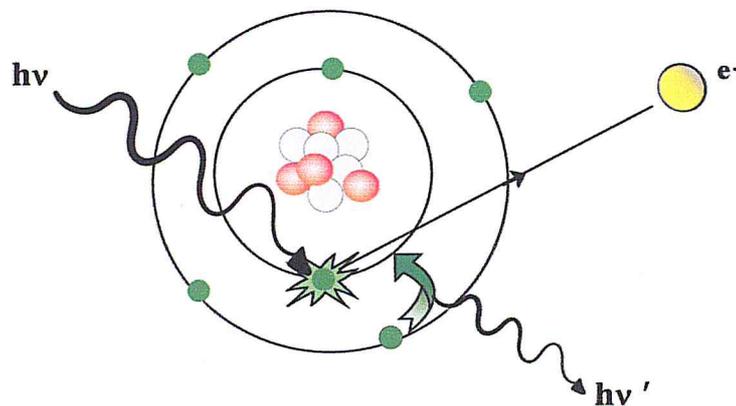


Figure 1.1 : Illustration de l'effet photoélectrique.

La section efficace photoélectrique dépend fortement de l'énergie du photon et du numéro atomique Z du milieu absorbé. Ceci explique pourquoi les matériaux de haut Z (comme le plomb par exemple) sont utilisés pour absorber les photons (en particulier ceux de basse énergie) [4,5].

$$\sigma_{ph} \propto \frac{Z^{4.35}}{E_\gamma^3} \quad (1.2)$$

Où E_γ : Énergie du photon incident et Z : numéro atomique de la cible.

1.2.2 Diffusion Compton

La diffusion Compton se produit lorsque le photon n'est pas absorbé complètement, mais diffusé à un angle θ par un électron atomique libre. L'énergie du photon diffusée est :

$$h\nu' = \frac{m_e h\nu}{m_e + h\nu(1 - \cos\theta)} \quad (1.3)$$

Où m_e est la masse de l'électron, soit $0.511 \text{ MeV}/c^2$. Par conservation de l'énergie, l'énergie de recul de l'électron est simplement :

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{h\nu(1 - \cos\theta)}{m_e + h\nu(1 - \cos\theta)} \quad (1.4)$$

La section efficace de l'effet Compton pour une énergie donnée est proportionnelle à la densité du matériau. Constante à basse énergie, elle diminue lorsque l'énergie augmente [6] :

$$\sigma_c \propto \frac{Z}{E_\gamma} \quad (1.5)$$

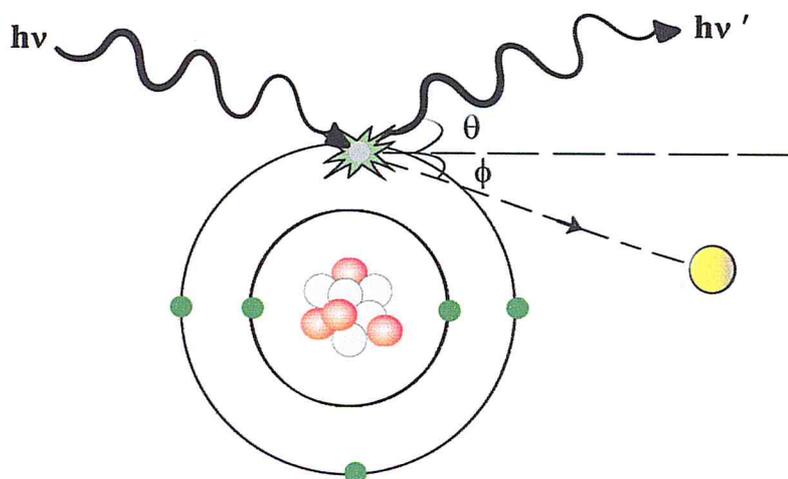


Figure 1.2 : Illustration de l'effet Compton.

1.2.3 Création de paires

L'effet de matérialisation se produit à des énergies de photon très élevées ($E \Rightarrow 2m_0c^2$). Comme illustré sur la Figure 1.3, un photon de haute énergie passe à proximité du noyau d'un atome et interagit avec son champ Coulombien. Il y a une forte probabilité pour qu'il soit complètement transformé en une paire électron-positron (e^-, e^+). À la fin de son parcours, le positron interagit avec un électron et s'annihile, ce qui engendre l'émission de deux photons de 511

keV [7]. En raison de la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, l'énergie minimale requise pour la production est 1.022 MeV.

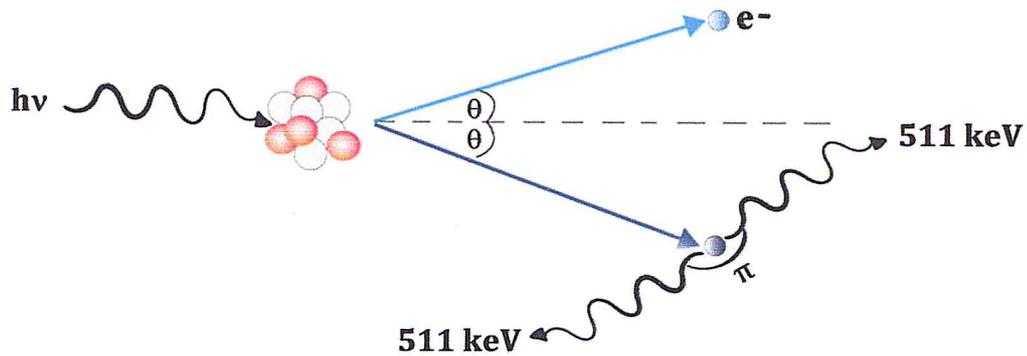


Figure 1.3 : Illustration de création de paires.

La section efficace pour la création de paire est :

$$\sigma_{\text{paire}} \propto \alpha Z^2 \ln\left(\frac{2E_\gamma}{E_0}\right) \quad (1.6)$$

La probabilité totale d'interaction est la somme des probabilités associées à chaque processus. Elle est donnée par :

$$\sigma_{\text{totale}} = \sigma_{\text{ph}} + \sigma_c + \sigma_{\text{paire}} \quad (1.7)$$

1.2.4 Atténuation des photons dans la matière

L'absorption des photons dans la matière dépend de la nature du milieu ainsi que de leur énergie [8]. La loi d'atténuation d'un faisceau de photons mono énergétique et parallèle dans un milieu homogène est donnée par la relation :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.8)$$

Où $I(x)$: flux de photons sortant d'un milieu absorbant d'épaisseur x , I_0 flux de photons incidents et μ : coefficient d'atténuation linéaire.

Lorsqu'un faisceau de photons traverse la matière, le nombre de photons initialement présents dans celui-ci diminue : l'atténuation désigne la perte de ces photons (cf. Figure 1.4).

Les valeurs de ce coefficient combinent les différents types d'interaction que peut faire un photon (effet photoélectrique, effet Compton, Création de paires, . . .) suivant l'équation :

$$\mu = n \sigma_{tot} = n(\sigma_{ph} + \sigma_C + \sigma_{e^+e^-}) \quad (1.9)$$

Où n : nombre d'électrons atomiques par cm^3 .

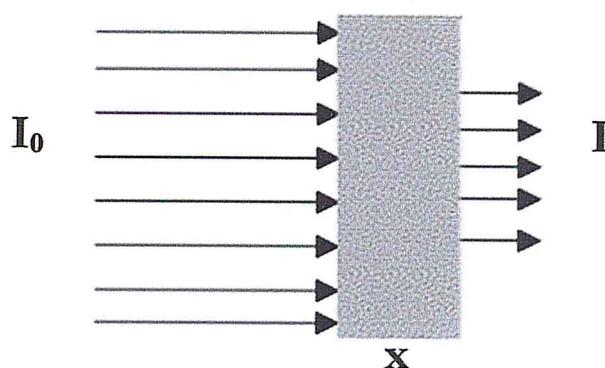


Figure 1.4 : Atténuation d'un faisceau de I_0 photons dans une épaisseur de matière x .

1.3 Détection des rayonnements électromagnétiques

Les rayonnements électromagnétiques sont des particules infiniment petites qui ne sont pas visibles mais détectables à l'aide des instruments appelés détecteurs. Ces détecteurs reposent toujours sur le même principe : le photon à détecter doit interagir dans un milieu de détecteur, et y déposer tout ou partie de son énergie. Ce dépôt d'énergie se traduit par une excitation du milieu de détection, qui est ensuite convertie en un signal électrique mesurable. La mesure de ce signal nous permet de remonter aux caractéristiques du photon incident. Cette section présente les différents types de détecteurs utilisés en spectrométrie gamma dans le domaine d'énergie de quelque keV à 10 MeV. Ces détecteurs possèdent des caractéristiques différentes en termes de résolution en énergie et d'efficacité. Dans ce paragraphe, nous allons présenter quelques détecteurs dédiés à la détection des rayonnements gamma [9].

1.3.1 Les détecteurs à semi-conducteur

Les détecteurs semi-conducteurs sont basés sur le même principe que la chambre d'ionisation : lorsqu'une particule chargée passe à travers le gaz de la chambre d'ionisation, les molécules du gaz sont ionisées, formant ainsi des ions positifs. Ceci se déplacent jusqu'aux

électrodes sous l'effet du champ électrique appliqué et un signal électrique est alors délivré. Dans le cas des détecteurs semi-conducteurs, le gaz est remplacé par un solide (le semi-conducteur) ; lorsqu'une radiation interagit avec le semi-conducteur, elle transfère de l'énergie au milieu. Cela a pour effet de créer des paires électron-trou.

La conductivité électrique dans un semi-conducteur dépend de deux bandes d'énergie [10-11] : la bande de valence à l'intérieur de laquelle il y a des électrons responsables des liaisons covalentes et la bande de conduction dans laquelle les électrons peuvent se déplacer librement (cf. Figure 1.5). Ces deux bandes sont séparées par la bande interdite que les électrons ne peuvent franchir que suite à une excitation extérieure (absorption d'un photon, chauffage intense ...).

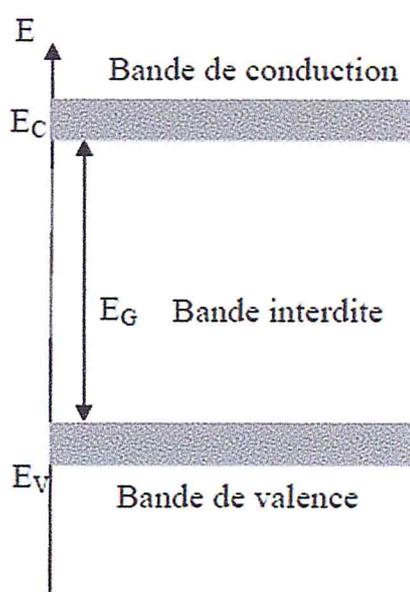


Figure 1.5 : Schéma des bandes d'énergie dans un Semi-conducteur. E_C est l'énergie de la bande de conduction, E_V l'énergie de la bande de valence et E_G la largeur de la bande interdite.

1.3.2 Les détecteurs Germanium

Un détecteur germanium se présente sous la forme d'un cristal semi-conducteur de Ge polarisé en inverse. Ce sont des détecteurs minces à haut pouvoir de résolution. Il existe deux types de détecteurs germanium : les détecteurs compensés au lithium et les détecteurs au germanium ultra pur [10]. Les rayonnements γ interagissent dans le détecteur en arrachant des électrons par effet photoélectrique, effet Compton ou création de paires électron/positron. Ces électrons provoquent à leur tour de nombreuses ionisations en cascade et laissent derrière eux un nuage de porteurs de charges libres électron/trou (e^-/t^+). La haute tension de 3000 à 4000 V appliquée pour la

polarisation du cristal, fait migrer ces paires vers les électrodes. Ce déplacement de charge génère un signal électrique directement mesurable, dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur [12].

Les détecteurs germanium sont les détecteurs qui présentent les meilleures performances pour la détection de photons dans un large intervalle d'énergie (20 keV à 1,5 MeV) [13]. C'est pour cela que la résolution en énergie de ces détecteurs est excellente.

1.3.3 Les détecteurs à scintillations

Les scintillateurs sont capables de convertir en lumière visible, ou proche du visible, l'énergie reçue sous forme de radiations ionisantes de type rayons X ou gamma par exemple. La lumière émise par les scintillateurs peut ensuite être détectée par un photomultiplicateur et transformée en signal. L'intensité de ce signal permet de quantifier l'énergie incidente absorbée par le scintillateur. Il existe essentiellement cinq types de scintillateurs : Les scintillateurs liquides, les plastiques, les verres, les gaz inertes et les cristaux organiques/inorganiques [14] : les scintillateurs organiques qui sont sous forme cristalline, plastique ou en solution liquide et les scintillateurs inorganiques utilisés sous forme de monocristaux. Les premiers, caractérisés par une réponse très rapide, et généralement utilisés pour la spectrométrie γ et la détection de neutrons tandis que les seconds, possédant un rendement lumineux élevé et une meilleure efficacité (densité et nombre atomique Z élevés), sont préférés pour la spectroscopie gamma. Leur choix dépend de l'application visée et dans le travail présenté, seuls les cristaux inorganiques sont envisagés.

L'iodure de sodium (NaI) est le plus couramment utilisé car le Z élevé d'iode dans le NaI donne une bonne efficacité pour la détection de rayons gamma. Une petite quantité de Thallium (Tl) est ajoutée afin d'activer le cristal. La résolution d'un NaI(Tl) est de l'ordre de 7,5% -8,5% pour le 662 keV rayons gamma de ^{137}Cs [15-16].

a) Le principe de fonctionnement d'un détecteur NaI(Tl)

Le principe est directement basé sur l'absorption d'un photon gamma qui génère un électron dans une couche profonde de la structure électronique. La présence dans le cristal d'une espèce dite luminescente introduit des niveaux d'énergie dans la bande interdite qui permettent la désexcitation par l'émission de photons visibles ou ultraviolets. Ces photons sont ensuite recueillis par un photomultiplicateur qui va permettre de les transformer en un signal électrique exploitable

Cette conversion est réalisée au moyen d'une photocathode, d'une électrode focalisante, d'une série de dynodes et d'une anode [17].

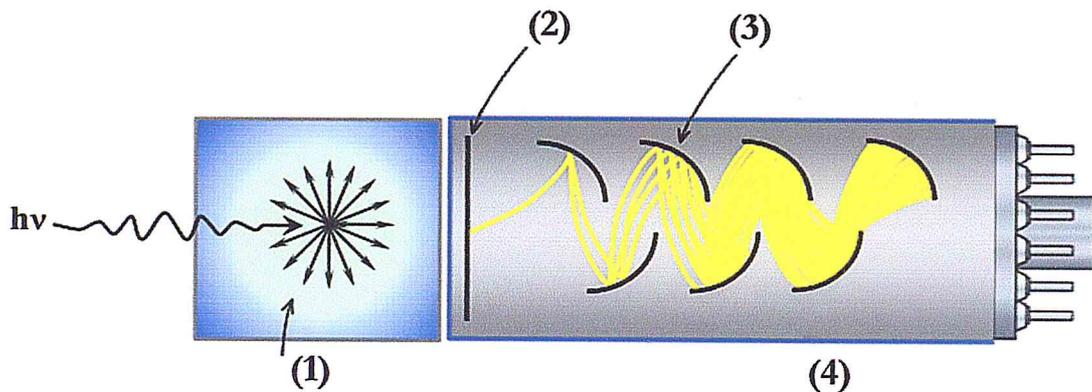


Figure 1.6 : Schéma d'un tube scintillateur couplé à un photomultiplicateur (PM). Où (1) représente le scintillateur, (2) : photocathode, (3) : dynode et (4) le photomultiplicateur.

b) Les principales caractéristiques d'un détecteur NaI(Tl)

Quel que soit les détecteurs utilisés dans une expérience, le choix de ces derniers se fera selon les deux facteurs suivants :

b.1) Résolution en énergie

La résolution en énergie détermine la capacité d'un détecteur à séparer des raies successives. Elle est sous forme d'une distribution gaussienne (cf. Figure I.7) cette dernière est un pic d'hauteur H centré à l'énergie de la particule E , d'une largeur ΔE à mi-hauteur FWHM (FWHM = full width at half maximum) [17-18]. Plus FWHM est petite, plus la résolution du détecteur est bonne. Elle est définie comme :

$$R(\%) = \frac{FWHM}{E} \times 100 \quad (1.10)$$

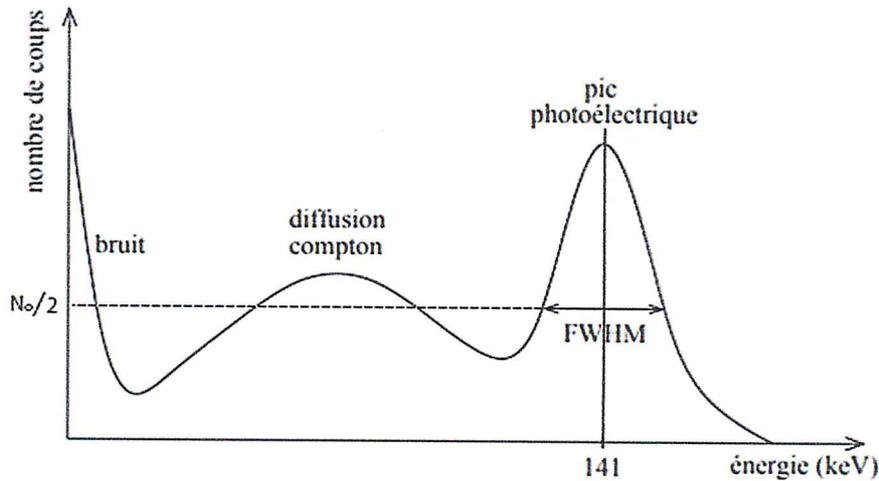


Figure 1.7 : Distribution gaussienne du pic [11].

La résolution totale FWHM d'un pic du spectre est une somme quadratique de plusieurs contributions :

$$(FWHM)^2 = (FWHM)_p^2 + (FWHM)_c^2 + (FWHM)_e^2 \quad (1.11)$$

Où $(FWHM)_p$: Dû de l'incertitude sur la production des paires électron-trou dans le détecteur ;
 $(FWHM)_c$: Dû de l'incertitude sur la collection des charges créées ;
 $(FWHM)_e$: Dû au bruit électronique.

b.2) Efficacité de détection

Tous les détecteurs donnent en principe une impulsion de sortie pour chaque photon ou particule qui subit une interaction dans le volume actif du détecteur. Elle est définie de deux manières : absolue ou intrinsèque.

L'efficacité absolue (ε_{abs}) dépend de la géométrie et de la probabilité d'interaction du photon dans le détecteur. Elle est définie par la relation :

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N_{détectés}}{N_{émis}} \quad (1.12)$$

Où $N_{détectés}$: nombre de photons détectés et $N_{émis}$: nombre de photons émis par l'échantillon.

L'efficacité intrinsèque s'écrit comme :

$$\varepsilon_{int} = \frac{N_{détectés}}{N_{incident}} \quad (1.13)$$

Où $n_{incident}$ est le nombre de particules primaires arrivant sur le détecteur. Cette efficacité n'est plus dépendante de l'angle solide de détection, et ne variera donc pas avec la distance. Les deux efficacités sont reliées par la relation suivante :

$$\varepsilon_{int} = \varepsilon_{abs} \frac{4\pi}{\Omega} \quad (1.14)$$

Où Ω est l'angle solide de détection.

2

Simulation Monte Carlo

2.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons dans un premier temps décrire les notions de base de la méthode Monte Carlo qui est largement répandue dans le domaine de l'interaction des particules avec la matière. En second temps nous nous présenterons d'une manière générale quelques codes Monte Carlo tel que MCNP, EGS et PENELOPE, qui sont devenu des outils essentiels en physique de l'interaction rayonnement – matière. Enfin, nous aborderons en détail le code Geant4 (GEometry And Tracking) développé par la communauté de physique des hautes énergies au CERN (Center of European Research of Nucleus) disponible depuis 1998 (un code largement utilisé pour simuler le transport des particules dans la matière) qui sera utilisé par la suite dans le chapitre 3 pour reproduire les spectres expérimentaux pour des sources ponctuelles et calculer par la suite les efficacités simulées et les comparer avec celles trouvées expérimentalement.

2.2 La méthode Monte Carlo

La méthode Monte Carlo est un processus stochastique (aléatoire) numérique basé sur l'utilisation de nombres aléatoires et de distributions de probabilités pour la résolution de problèmes physiques. Son rôle est d'apporter une solution statistique à un problème complexe qui ne peut pas être résolu par une approche analytique.

L'émergence de la méthode Monte Carlo est historiquement attribuée à Stanislaw Ulam, un mathématicien, qui travailla avec John Von Neumann sur le projet Manhattan relatif aux recherches sur la fabrication de la bombe atomique durant la seconde guerre mondiale. Ces travaux consistaient à modéliser les trajectoires des neutrons et des rayons gamma produits par une explosion nucléaire [19].

En 1946, et avec l'apparition de l'ordinateur, Ulam proposa la méthode Monte Carlo en collaboration avec Von Neumann et Nicholas Metropolis, pour développer des algorithmes, dont l'exécution permet de rendre des problèmes non aléatoires en formes stochastiques pouvant être ainsi traitées facilement par un échantillonnage statistique [20-21].

Ce fût Metropolis qui donna le nom de Monte Carlo à ces méthodes par analogie avec le caractère aléatoire de la roulette du célèbre Casino de Monte-Carlo.

2.2.1 Nombres aléatoires

Le but d'une simulation Monte-Carlo est de reproduire le comportement d'un système réel en toute rigueur, il faudrait donc disposer d'une série de nombres aléatoires, représentant par exemple les événements de détection aléatoires résultant d'une décroissance radioactive. Cependant, la mise en place de tels algorithmes, même si elle est possible, demande des temps de calculs très importants et de plus, le calcul de nombres aléatoires reste très difficile puisque, par définition, ils sont distribués aléatoirement et sont donc imprévisibles. Tous les générateurs de nombres aléatoires à l'heure actuelle sont basés sur des algorithmes mathématiques déterministes répétitifs, fournissant des séries de nombres dit "pseudo-aléatoires" [22].

2.2.2 Principe de la méthode Monte Carlo :

Afin de comprendre le principe de la méthode Monte Carlo, nous donnons ici un exemple simple qui traite l'interaction d'un photon avec la matière cible. Le photon interagit par différents processus dans le détecteur dont la masse volumique est ρ et A la masse molaire [23]. Chacune des interactions est caractérisée par une section efficace σ_i :

- ♣ Diffusion Rayleigh (σ_r) ;
- ♣ Effet photoélectrique (σ_{ph}) ;
- ♣ Diffusion Compton (σ_c) ;
- ♣ Création de paire (σ_{paire}) ;

Le choix du processus d'interaction des photons avec le détecteur se fait par un tirage aléatoire d'un nombre distribué d'une manière uniforme entre 0 et 1 par la méthode ci-dessous. Si la distance (d) parcourue par le photon tirée aléatoirement est supérieure à l'épaisseur du détecteur (l) (cf. Figure 2.1) le photon n'interagit pas. Cependant, si cette distance est inférieure à l'épaisseur du détecteur, le photon interagit, ce qui permet de suivre le parcours de celui-ci jusqu'à sa mort

(absorption totale). C'est dans ce cas, que le choix de l'interaction se fait selon les conditions suivantes : la section efficace totale σ_{tot} (1.1) est la somme des sections efficaces des différents processus d'interaction.

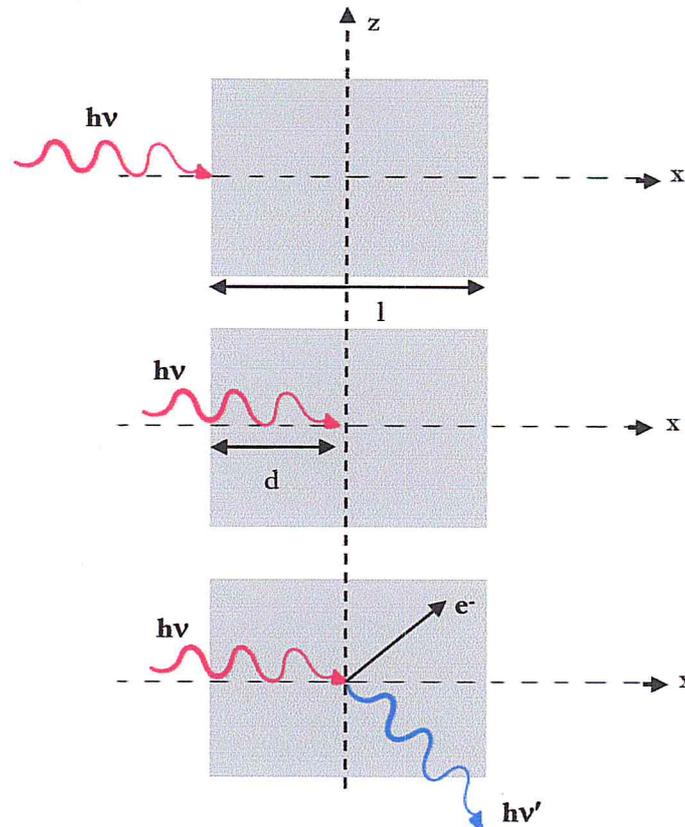


Figure 2.1 : Principe d'une simulation Monte Carlo des interactions photons-matière.

Supposant que X est le nombre tiré aléatoirement entre $[0, 1]$.

$$\text{Si } 0 \leq X < \frac{\sigma_{Ph}}{\sigma_{tot}} \quad \Rightarrow \quad \text{Effet photoélectrique ;}$$

$$\text{Si } \frac{\sigma_{Ph}}{\sigma_{tot}} \leq X < \frac{\sigma_{Ph} + \sigma_c}{\sigma_{tot}} \quad \Rightarrow \quad \text{Effet Compton ;}$$

$$\text{Si } \frac{\sigma_{Ph} + \sigma_c}{\sigma_{tot}} \leq X < \frac{\sigma_{Ph} + \sigma_c + \sigma_r}{\sigma_{tot}} \quad \Rightarrow \quad \text{Effet Rayleigh. ;}$$

$$\text{Si } \frac{\sigma_{Ph} + \sigma_c + \sigma_r}{\sigma_{tot}} \leq X < \frac{\sigma_{Ph} + \sigma_c + \sigma_r + \sigma_p}{\sigma_{tot}} \quad \Rightarrow \quad \text{Création de paire}$$

(Si l'énergie du photon $\geq 1,022$ MeV).

2.3 Quelques codes de simulation

2.3.1 MCNP

(*Monte Carlo N-Particle*) a été développé à l'origine pour le projet Manhattan à Los Alamos aux États-Unis visant au développement de la première bombe atomique durant la seconde guerre mondiale. Il est capable de simuler et suivre des particules neutres telles que les neutrons et les photons, les particules chargées comme les électrons, les positons et les ions lourds. La version MCNP4C [24] est adaptée aux applications de radiothérapie externe ou même de radiothérapie interne pour simuler les dépôts de dose dû aux radionucléides injectés aux patients [25]. L'algorithme de transport des électrons dans le code MCNP4C est basé sur le code Monte-Carlo ETRAN.

2.3.2 EGS

(*Electron Gamma Shower*) est un ensemble de codes de simulation Monte-Carlo qui a été développé depuis 1963 au SLAC [26] par Nagel. Ces codes peuvent simuler des électrons d'énergie supérieure à 10 keV et des photons d'énergie comprise entre 1 keV et une dizaine de GeV dans des matériaux composés d'éléments de numéro atomique compris entre 1 et 100. Depuis, une version plus récente de EGS4 a été développée sous le nom de EGSnrc [27]. EGSnrc inclut un algorithme de transport des électrons amélioré (histoire condensée, algorithme de traversée des frontières). Les deux codes EGS4 et EGSnrc sont principalement utilisés pour des calculs de dose pour les applications en radiothérapie utilisant des faisceaux de photons et d'électrons [28] ou bien le calcul de la réponse des chambres d'ionisation. Aujourd'hui, EGSnrc est le code de référence Monte-Carlo pour les dosimétries en radiothérapie car il a été largement validé par rapport aux mesures expérimentales dans des conditions de traitements réalistes.

2.3.4 PENELOPE

(*PENetration and EnergyLoss of Positrons and Electrons*) a été développé au début des années 1990 à l'Université de Physique de Barcelone. Il est capable de simuler les interactions des photons et des particules chargées (e^+ , e^-) avec la matière sur une gamme d'énergie de 100 eV à 1 GeV dans les matériaux de base dont le numéro atomique Z est compris entre 1 et 98 ou les matériaux composés. Il s'agit d'un ensemble de sous-programmes écrits en FORTRAN 77 [29].

2.4 GEANT4

(*GEometryANdTracking*) est un outil de simulation du passage des particules à travers la matière par la méthode de Monte-Carlo maintenu et développé par une collaboration internationale. Il se présente sous la forme d'un ensemble de bibliothèques de codes basés sur le langage C++, comprenant des fonctionnalités permettant de créer une géométrie virtuelle, la remplir avec des matériaux définis, et y simuler le passage de particules et les interactions en résultant. De plus, ses bibliothèques de codes sont sous licence libre et accessible gratuitement sur internet, ce qui permet d'en faciliter l'accès mais surtout de pouvoir modifier ces codes suivant les besoins de l'utilisateur. Il est également possible, compte tenu de cette accessibilité, d'ajouter ses propres fonctions et codes C++ dans la construction des simulations avec Geant4 [30] ; On peut également ajouter que Geant4 bénéficie d'une collaboration de développement et d'une communauté actives, notamment du point de vue de la physique des basses énergies (utilisée pour simuler les particules issues de la radioactivité naturelle) et des géométries complexes nécessaires à la modélisation d'échantillons hétérogènes.

2.4.1 Structure d'une simulation Geant4

La figure 2.2 montre la structure générale de Geant4. Le code est constitué en fait de plusieurs catégories de classes en langage C++, dont chacune décrit une des parties nécessaires de la simulation. Nous ne détaillerons pas toutes les catégories de classes dans ce chapitre, leur description peut être trouvée dans les nombreux guides d'utilisation mise à disposition des utilisateurs par la collaboration Geant4 :

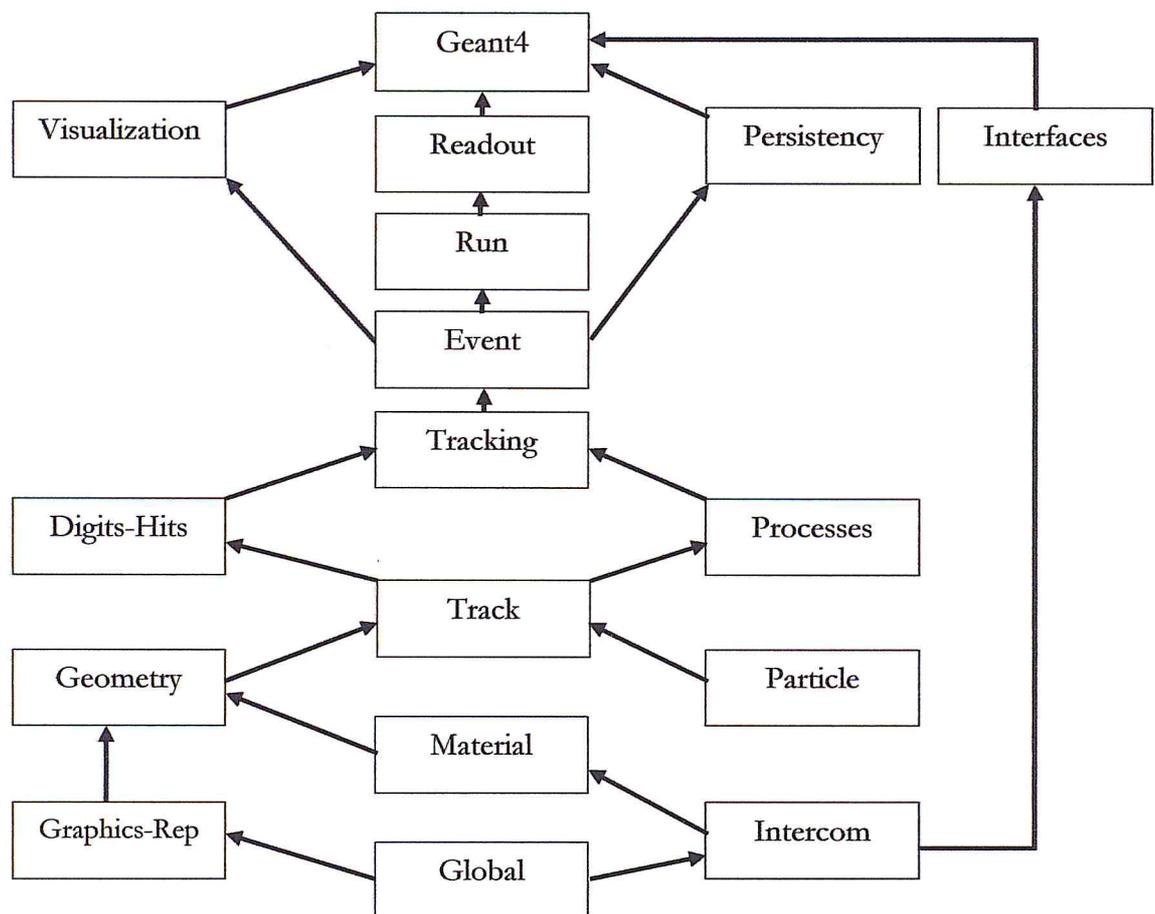


Figure 2.2 : Diagramme des catégories majeures de Geant4 ;
Les lignes représentent les relations d'utilisation [31].

- **Track** : contient l'ensemble des classes concernant les trajectoires des particules et leurs "Step" (pas entre deux interactions successives d'une particule),
- **Tracking** : regroupe les classes permettant l'accès aux informations des classes Track telles que l'énergie déposée au cours d'une trajectoire ou le nombre de particules secondaires générées, et qui hérite de la classe `G4VUserPrimaryGeneratorAction`,
- **Processes** : est relative à toutes les classes décrivant les processus physiques en lien avec les interactions (particules - matériau cible), qui hérite de `G4VUserPhysicsList`,
- **Geometty** contient toutes les classes utiles pour créer une configuration géométrique bien précise. On cite par exemple, la classe "G4Box" utilisée pour créer un parallélépipède, qui hérite de `G4VUserDetectorConstruction`, les catégories **Event**, **Readout** et **Run** gèrent l'ensemble des "Track" par exemple remise à zéro des variables comme l'énergie déposée pendant une trajectoire ou aussi génération d'une nouvelle graine de nombre aléatoire à chaque "Run" (càd à chaque

lancement du programme). Ces classes héritent de `G4UserRunAction`, `G4VUserTrackingAction`, `G4UserEventAction` et `G4UserSteppingAction`. Toutes ces classes sont des classes d'action : elles permettent d'avoir accès à toutes les variables et grandeurs calculées (énergie déposée, énergie cinétique, . . .) [32].

Pour une simulation donnée, Geant4 fait appel à un minimum de trois classes à fournir par l'utilisateur (cf. Figure 2.3) :

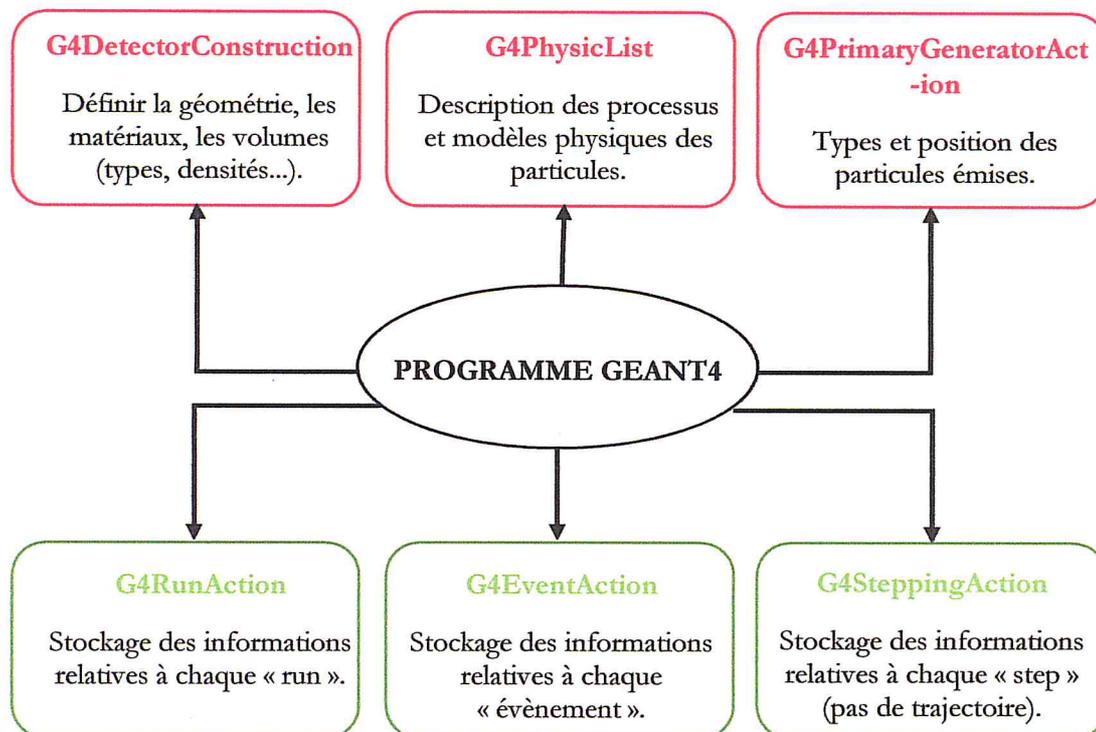


Figure 2.3 : Schéma d'un programme de simulation Geant4.

Une simulation typique dans Geant4 nécessite au minimum trois fichiers contenant donc trois types d'informations à fournir par l'utilisateur :

a) L'utilisateur doit définir aussi tous les matériaux utilisés dans la géométrie. Il est possible de définir des matériaux de composition complexe en se servant des éléments déjà présents dans Geant4 suivant les proportions convenables.

- Forme parallélépipédique (Classe utilisée "G4Box").
- Sphère ("G4Sphere")
- Cylindre ("G4Tubs")
- Cône ("G4Cones")

- Trapézoïde ("G4Trd")
- Tore ("G4Torus")
- Polycône ("G4Polycone")
- Ellipsoïde ("G4Ellipsoid")
- Cône dont la base est de la forme d'une ellipse ("G4Ellipticalcone")

Les autres formes plus compliquées peuvent aussi être reproduites. L'utilisateur peut également combiner plusieurs formes de la manière qu'il souhaite pour définir des configurations plus ou moins compliquées. Il est possible d'utiliser aussi la technique d'une géométrie répétée pour des configurations où la même forme géométriques se répète à chaque distance définie.

b) Dans le deuxième fichier on définit la source de particules utilisée. Qui peut être ponctuelle, ou avec des formes géométriques complexes. Sa position peut être fixée ou variable au cours de la simulation. La direction des particules générées ainsi que leurs énergies peuvent être définies suivant les besoins de l'utilisateur.

```
G4ParticleTable*particleTable=G4ParticleTable::GetParticleTable();
G4ParticleDefinition*gamma=particleTable->FindParticle("gamma");
particleGun->SetParticleDefinition(gamma);
particleGun->SetParticleEnergy(100*keV);
particleGun->SetParticlePosition(G4ThreeVector(0,0,0));
```

c) Dans le troisième fichier, on définit toutes les particules utilisées dans la simulation, incluant les particules secondaires qui peuvent être produites par les interactions des particules primaires. On définit aussi, tous les processus physiques attribués à chaque particule dans la simulation. Ainsi, par exemple en ce qui nous concerne, pour les photons, on doit définir leurs propriétés et attribuer leurs processus concernant : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires.

```
G4Gamma::GammaDefinition();
if (particleName == "gamma") {
pmanager->AddDiscreteProcess(new G4PhotoElectricEffect);
pmanager->AddDiscreteProcess(new G4ComptonScattering);
pmanager->AddDiscreteProcess(new G4GammaConversion);
```

2.4.2 Les modèles électromagnétiques

a) Les modèles Standards

Les modèles dits Standards de Geant4 décrivent les processus tels que l'ionisation, le rayonnement de freinage, la diffusion multiple ainsi que les autres processus électromagnétiques des particules avec la matière dans la gamme d'énergie de 990 eV à 100 TeV [33]. Les modèles Standards, basés sur une paramétrisation de données expérimentales, ont été développés pour les besoins de la physique de haute énergie. Ces modèles présentent l'intérêt de bénéficier du meilleur compromis entre précision et temps d'exécution du calcul. L'utilisation des modèles Standards conduit à des temps de calcul deux fois plus faibles comparés aux simulations faisant appel aux modèles LowEnergy. Par ailleurs, dans le cas de la simulation de grandeurs d'intérêt macroscopiques, telles que la dose à l'échelle d'un organe ou de voxels de l'ordre du millimètre cube, une paramétrisation adaptée des modèles Standard aboutit à une précision satisfaisante (2%/2mm). C'est pour cette raison que les travaux présentés dans cette étude se sont appuyés sur ces modèles.

Enfin, il est à noter que les modèles de diffusion multiple implémentés dans les modèles standard sont identiques aux modèles de Geant4 dits "LowEnergy" : Livermore et PENELOPE [34].

b) Les modèles LowEnergy

Les modèles Livermore et Penelope sont des modèles supplémentaires pour les photons, les électrons, les hadrons et les ions. Ils étendent la validité des processus électromagnétiques à des énergies plus faibles que celles proposées par les modèles Standard. Ces modèles, dits LowEnergy, sont en effet valides de 250 eV à 100 GeV. Comme la prise en compte de la structure des couches atomiques est plus importante à basse énergie, les modèles LowEnergy disposent de sections efficaces adaptées au transport des particules à l'échelle de la couche atomique. En plus de l'effet photo-électrique, la diffusion Compton, la diffusion Rayleigh, la production de paire, l'émission bremsstrahlung et l'ionisation. Les modèles LowEnergy prennent en compte la fluorescence, la production d'électrons auger et la relaxation atomique.

Les données des modèles Livermore pour le calcul des sections efficaces et pour l'échantillonnage de l'état final des particules sont extraites de bases de données du Lawrence Livermore National Laboratory. Ces bases de données ont été produites à partir de mesures expérimentales moyennées et renormalisées [35].

Geant4 propose également une implémentation des modèles du code PENELOPE version 2008 : diffusion Compton, effet photo-électrique, production de paire et diffusion Rayleigh pour les photons ; émission bremsstrahlung, ionisation et annihilation du positron pour les électrons et positrons. Ces modèles couvrent une gamme d'énergie d'une centaine d'eV jusqu'à 1 GeV [36-37].

3

Résultats et discussion

3.1 Introduction

Toute simulation ne pourra être précise et réaliste que si elle est confrontée à des données expérimentales [38]. Dans ce chapitre, nous exposerons le travail expérimental accompli. Dans un premier temps, nous détaillerons notre méthode expérimentale puis nous parlerons de la validation expérimentale des calculs GEANT4.

3.2 Partie expérimentale

3.2.1 Dispositif expérimental

Pour les mesures expérimentales, nous avons utilisé un détecteur à scintillation NaI(Tl) 3"×3", (un cylindre de 10,67 cm de hauteur et 8 cm de diamètre), modèle 12/12/3 (cf. Figure 3.1). Le cristal de NaI(Tl) fourni est couplé à un photomultiplicateur (PM), alimentés par une haute tension de l'ordre de 700 V. Le signal issu de l'amplificateur est ensuite envoyé à la carte d'acquisition du PC où le spectre sera construit grâce au logiciel **Meastro** (est un progiciel multicanal d'émulation de l'analyseur (MCM)) pour l'obtention d'un histogramme nombre de coups/canaux en énergie ou en temps. La figure 3.6.A illustre en détails la géométrie de ce détecteur.



Figure 3.1 : Photographie du détecteur NaI(Tl).

3.2.2 Analyses des spectres

L'analyse repose sur l'étude des pics d'absorption totale observés dans les spectres enregistrés. Deux étapes préalables à toutes mesures sont indispensables : l'étalonnage en énergie pour l'analyse qualitative et l'étalonnage en rendement pour l'analyse quantitative. Nous cherchons à obtenir la relation entre l'énergie du rayonnement γ collectée par le scintillateur et le canal correspondant dans l'histogramme. Nous utilisons pour cela trois sources dont les transitions sont connues : ^{137}Cs , ^{60}Co , et ^{152}Eu . Nous exploitons les pics photo électriques des spectres ; toute l'énergie du γ est transférée au cristal de NaI(Tl) par effet photoélectrique, ce qui donne des pics bien définis sur le spectre.

3.2.2.1 Étalonnage en énergie

La première étape consiste à déterminer une relation entre l'échelle en canal et l'énergie (cf. Figure 3.2). Cette calibration est réalisée à l'aide d'étalon dont les raies d'émission γ principales sont connues avec une excellente précision. On utilise la plupart du temps l'Europium 152 (Tableau 3.1). Ces mesures ont été réalisées dans les conditions de laboratoire, la source utilisée est connue et bien définie. Il s'agit de source ponctuelle placée à 8.9 cm du détecteur.

Radionucléide	Canal	Énergie(MeV)
^{152}Eu	29	0.1217
	55	0.2446
	76	0.3442
	166	0.7789
	231	1.1120
	293	1.4080

Tableau 3.1 : Radionucléide utilisé pour l'analyse de la linéarité en énergie.

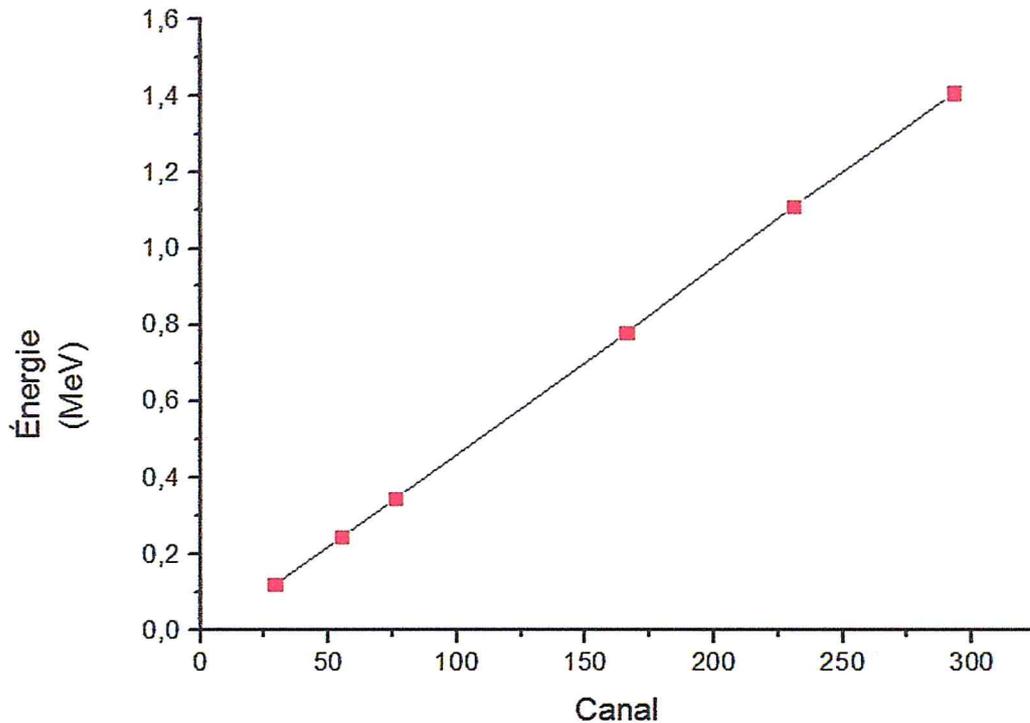


Figure 3.2 : Courbe de calibration du détecteur.

3.2.2.2 Étalonnage en efficacité

L'étalonnage en efficacité se fait à partir du calcul de l'efficacité absolue de chaque rayonnement gamma émis par la source (Chapitre1).

L'activité de la source était 43700 Bq au 01/02/2015 (date de fabrication), de période 13.537 années. Par définition l'activité d'un élément radioactif est donnée par la relation suivante :

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3.1)$$

Où :

A_0 : est l'activité initiale, λ : la constante de désintégration et t : le temps de décroissance depuis la date de fabrication de la source jusqu'au jour de mesure.

Ce qui donne une activité de 39280,64Bq au moment des mesures.

On calcul par la suite la valeur de l'efficacité absolue à l'aide de la relation suivante :

$$\varepsilon_{Exp} = \frac{N_c}{t \cdot A \cdot I} \quad (3.2)$$

Où

N_c : le nombre de coups (Surface nette), t_c est le temps du comptage ($t_c=1908s$), A est l'activité de la source d' ^{152}Eu et I est l'intensité d'arrêt.

Et l'incertitude sur l'efficacité étant :

$$\sigma_\varepsilon = \varepsilon \sqrt{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial A}\right)^2 \partial_A^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N}\right)^2 \partial_N^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial I}\right)^2 \partial_I^2} \quad (3.3)$$

Où

σ_A L'erreur statistique de l'activité de la source, σ_N l'erreur sur le nombre de coups sous le pic photoélectrique et σ_I l'erreur sur l'intensité de la raie gamma émise par la source.

Le tableau suivant présente le résultat du calcul du comptage pour $A= 39280,64$ Bq et $t_c=1908s$:

E (keV)	Surface (Nette)	Intensité(%)	$\varepsilon_{Exp} \pm \sigma_{\varepsilon_{Exp}} \times 10^{-4}(\%)$
121.781	434655 ± 787	28.58	2.0288 ± 0.2670
244.697	108911±611	7.58	1.9164 ± 0.7317
778.904	66426±497	12.94	0.7230 ± 0.1765
964.079	51118±412	14.60	0.4670 ± 0.0802
1112.074	71451±530	13.64	0.6989 ± 0.1682
1408.006	73254± 396	21.00	0.4653± 0.0523

Tableau 3.2 : Efficacité de détection en fonction de l'énergie

(Surface_{Nette} représente l'aire nette sous le pic photoélectrique, pour une distance source-détecteur 8.9cm).

3.2.2.3 Les spectres expérimentaux

Les spectres obtenus des trois sources radioactives placées à des distances déterminées du détecteur sont présentés sur les figures 3.3, 3.4 et 3.5.

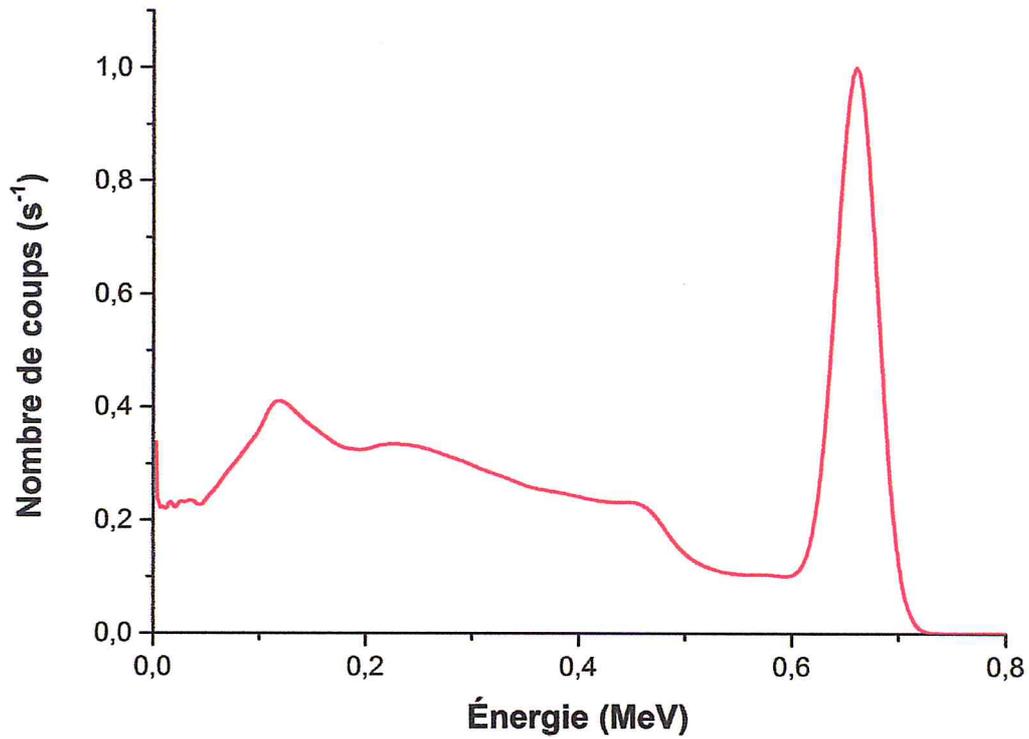


Figure 3.3 : Le spectre énergétique du ^{137}Cs obtenu par l'expérience.

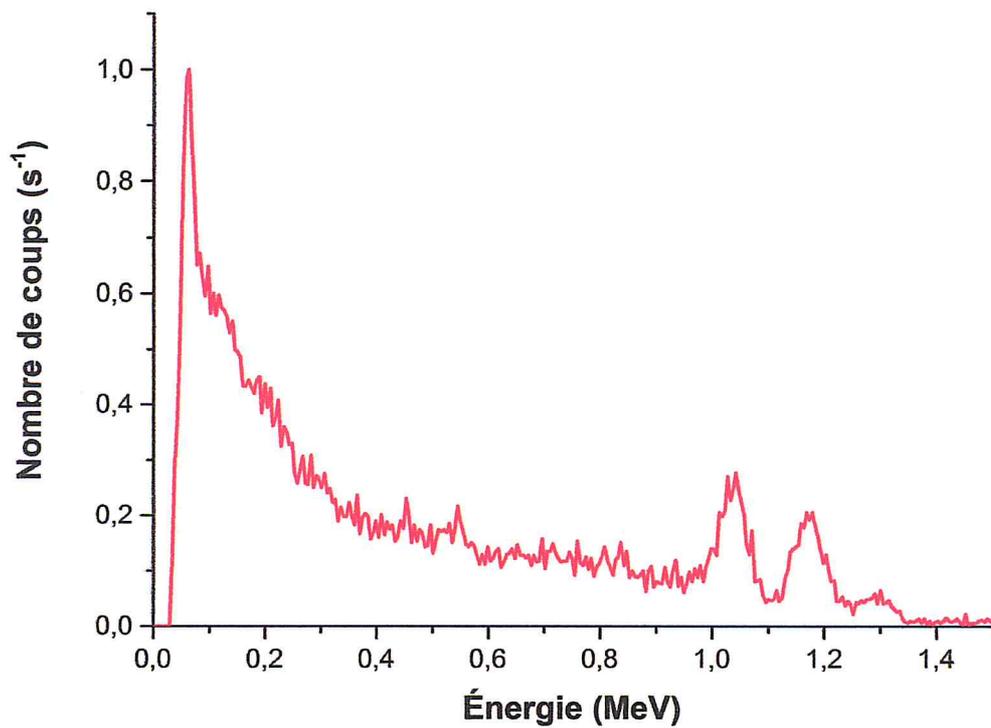


Figure 3.4 : Le spectre énergétique du ^{60}Co obtenu par l'expérience.

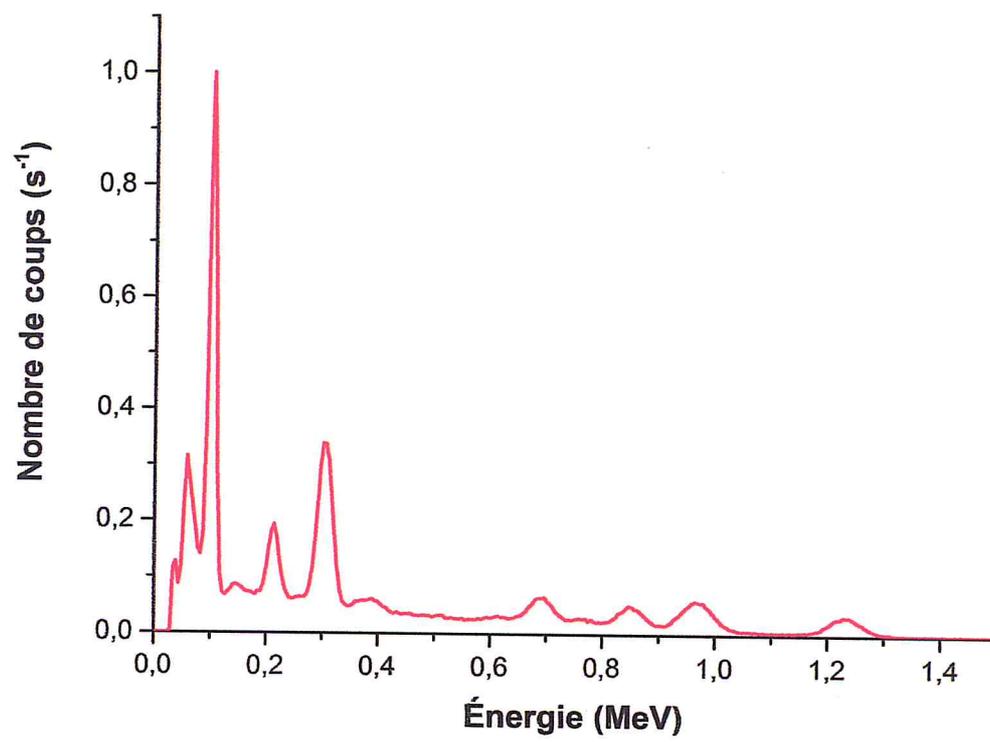


Figure 3.5 : Le spectre énergétique du ^{152}Eu obtenu par l'expérience.

3.3 Simulation Monte-Carlo

3.3.1 Géométrie du détecteur

Cette étape est très importante, elle nécessite la bonne connaissance des dimensions exactes du détecteur, généralement disponibles dans la fiche technique fournie lors de l'achat de ce dernier. Sous le fichier DetectorConstruction.cc (Annexe A : données simulations) nous avons construit notre géométrie composée d'un ensemble de cylindres utilisés pour chaque partie du détecteur (Figure 3.6) : couche en Aluminium, couche en MgO et le cristal NaI [38].

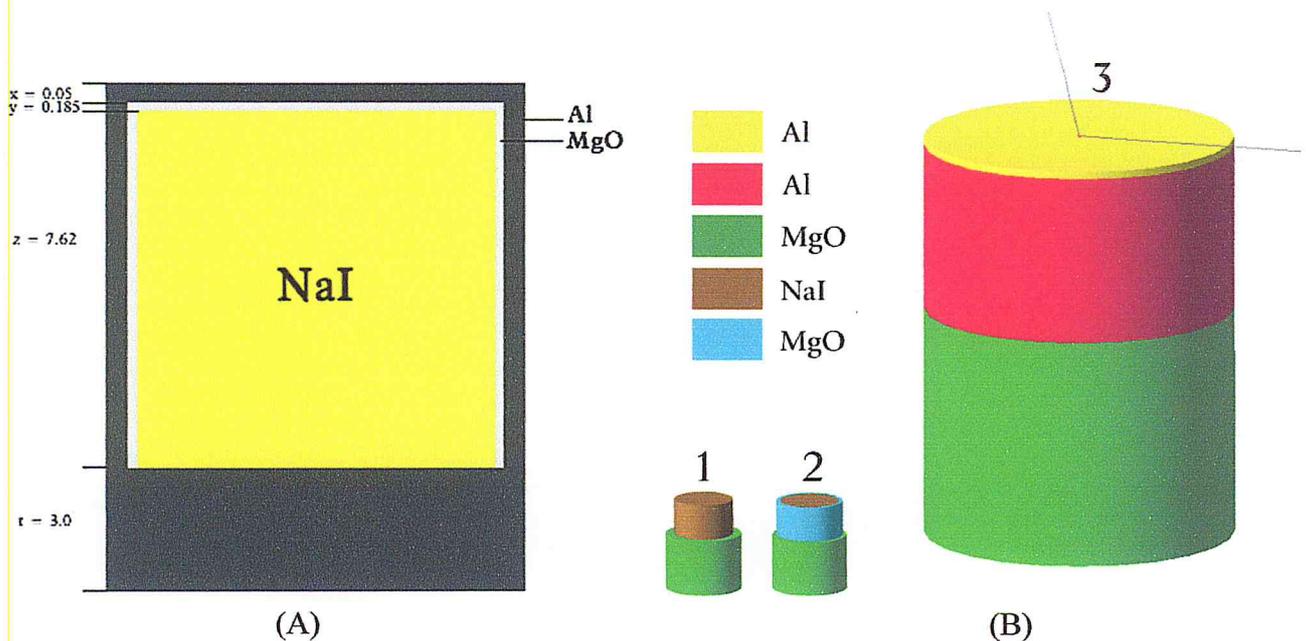


Figure 3.6 : (A) schématique du détecteur NaI (TL) 3'' x 3'' utilisé pour la simulation ; (B) visualisation en 3D de la géométrie du détecteur simulé par Geant4. (Les dimensions sont en centimètres).

La figure 3.7 montre une vue typique sous Geant4 d'une interaction d'un faisceau de rayons gamma avec notre détecteur.

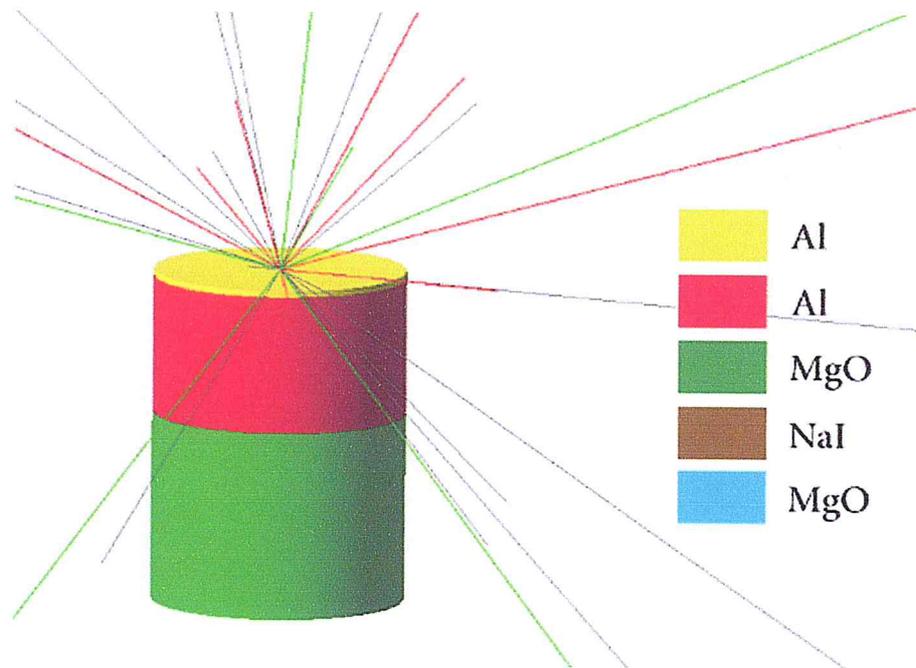


Figure 3.7 : L'interaction d'un faisceau de rayons γ avec notre détecteur. (Le vert représente les gammas, le rouge les (e^-) et bleu les (e^+)).

3.3.2 Définition des particules et des processus physiques

L'utilisateur doit définir les particules dont il aura besoin et leur assigner des processus physiques cela se fait sous le fichier `PhysicsList.cc`.

Pour simuler l'interaction, Geant4 propose toute une gamme de processus physiques dans un intervalle d'énergie allant de 250 eV à quelques TeV, classés en sept catégories principales : électromagnétiques, hadroniques, transport, désintégration, optiques, photo lepton-hadron, paramétrisation [39]. Nous ne nous intéresserons ici qu'aux processus électromagnétiques et nous limiterons aux photons. Pour cela nous utilisons la `PhysicsList` suivante :

```
RegisterPhysics (new EmStandardPhysics());
```

Pour simuler la radioactivité nous utilisons les deux `PhysicsList` suivantes :

```
RegisterPhysics(new G4DecayPhysics());
```

```
RegisterPhysics(new G4RadioactiveDecayPhysics());
```

3.3.3 La simulation des spectres

Après avoir vérifié et visualisé la géométrie, nous avons généré un nombre de photons différents pour chaque source. Pour simplifier le problème et éviter des temps de calcul prohibitifs, une hypothèse simplificatrice a été envisagée pour réaliser la simulation :

- Les temps morts ne sont pas pris en compte. Étant donné la faible activité de sources utilisées. Cela induit des temps morts de quelques pourcents (%), ce qui est négligeable.

Afin de vérifier qu'il n'y a aucune erreur de programme sur l'interaction du photon avec la matière, nous avons effectué un premier test simple. Où nous plaçons une source ponctuelle de Césium ^{137}Cs émettant un rayonnement gamma de 662 keV. Le pic obtenu sans élargissement pour ^{137}Cs est reporté ci-après : (cf. Figure 3.8)

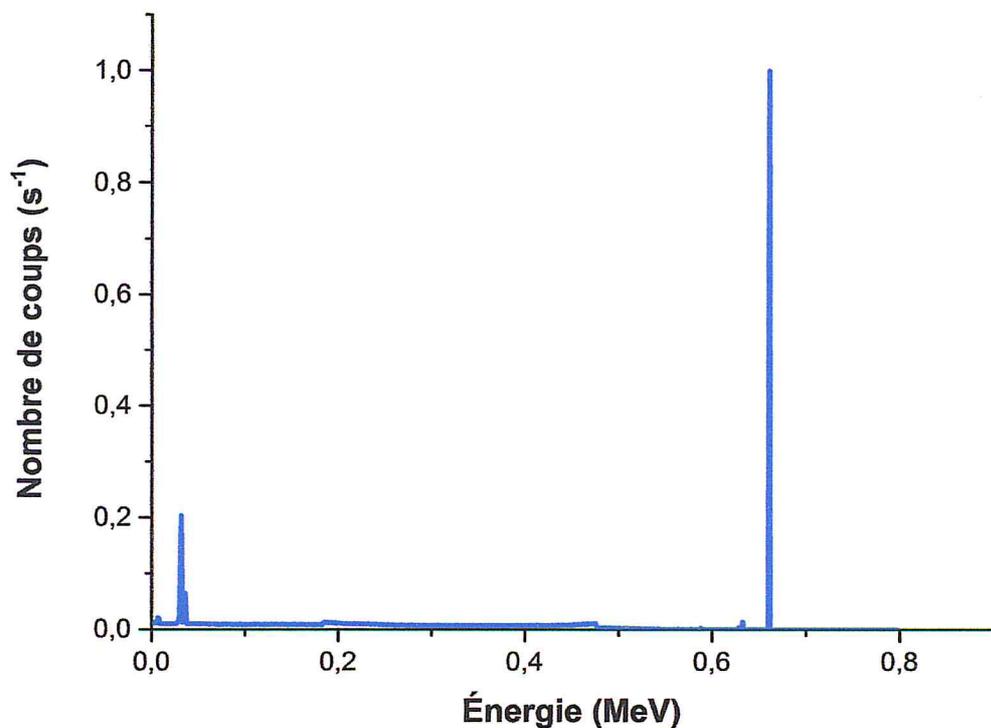


Figure 3.8 : Le spectre de ^{137}Cs simulé sans élargissement.

Généralement les spectres expérimentaux ont une forme gaussienne, cependant le spectre décrit au-dessus ne représente pas la réalité physique, pour introduire les statistiques nous utilisons la fonction gaussienne suivante [38] :

$$f(E) = C e^{-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}(E-E_0)}{FWHM}\right)^2} \quad (3.4)$$

Où :

C : La constante de normalisation ; E : L'énergie à la mi-hauteur en MeV; E_0 : L'énergie du pic en MeV ; FWHM : La largeur à mi-hauteur des pics gaussiens [39-40].

$$FWHM = a + b\sqrt{E + cE^2} \quad (3.5)$$

Avec :

E : L'énergie incidente des rayonnements en MeV ; a, b et c sont les paramètres de l'équation (respectivement en MeV, $\text{MeV}^{\frac{1}{2}}$ et MeV^{-1}). [38]

Pour déterminer les paramètres a, b et c nous devons tracer $f(E) = FWHM$

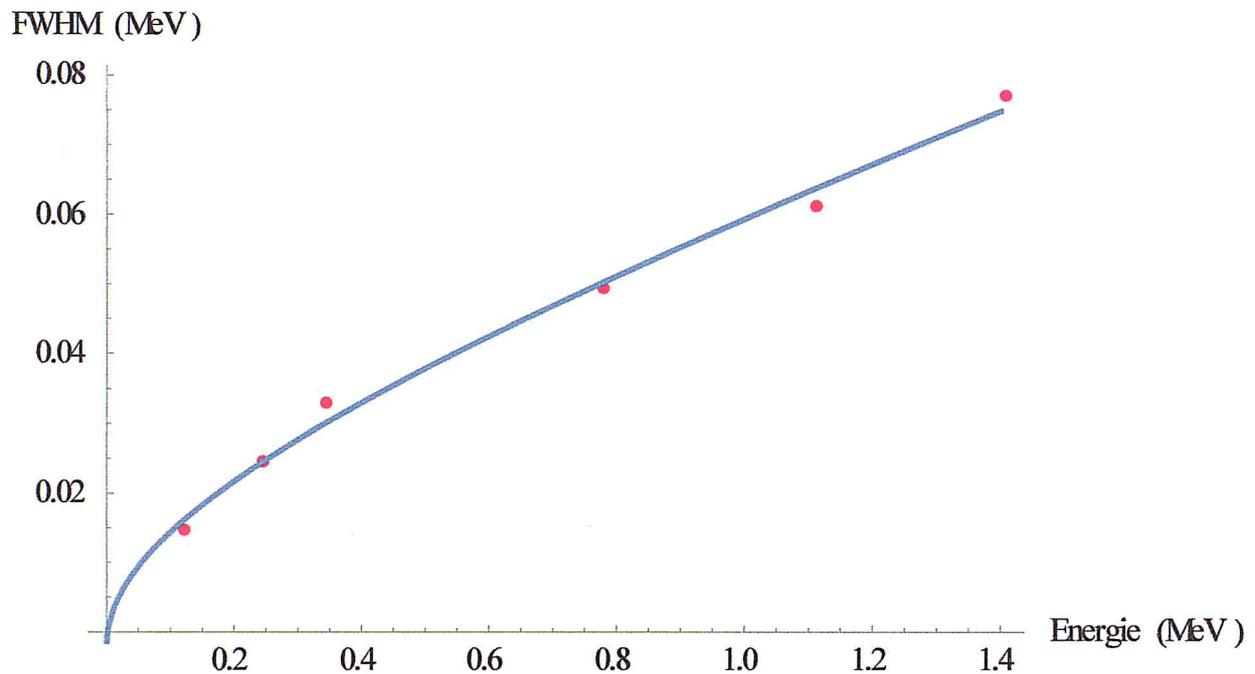


Figure 3.9 : $f(E) = FWHM$ (les points en rouge représentent FWHM expérimentaux et la courbe représente le fitting).

En utilisant le fitting sous Mathematica, on obtiendra les paramètres a, b et c :

- a=0.00211,
- b=0.05104,
- c=0.44949.

Ces coefficients seront utilisés afin de simuler la résolution en énergie du détecteur lors des simulations Geant4.

Pour obtenir les spectres réels, nous avons écrit un programme sous Fortran (Annexe A : données simulations) qui tient en considération la fonction $f(E)$.

Les trois sources ponctuelles sont placées à une distance déterminée du détecteur. Leurs énergies émises par chaque source et leurs intensités relatives ont été introduites dans le code de simulation afin de reproduire leurs spectres (cf. Figure 3.10). Les spectres simulés avec élargissement sont reporté ci-après :

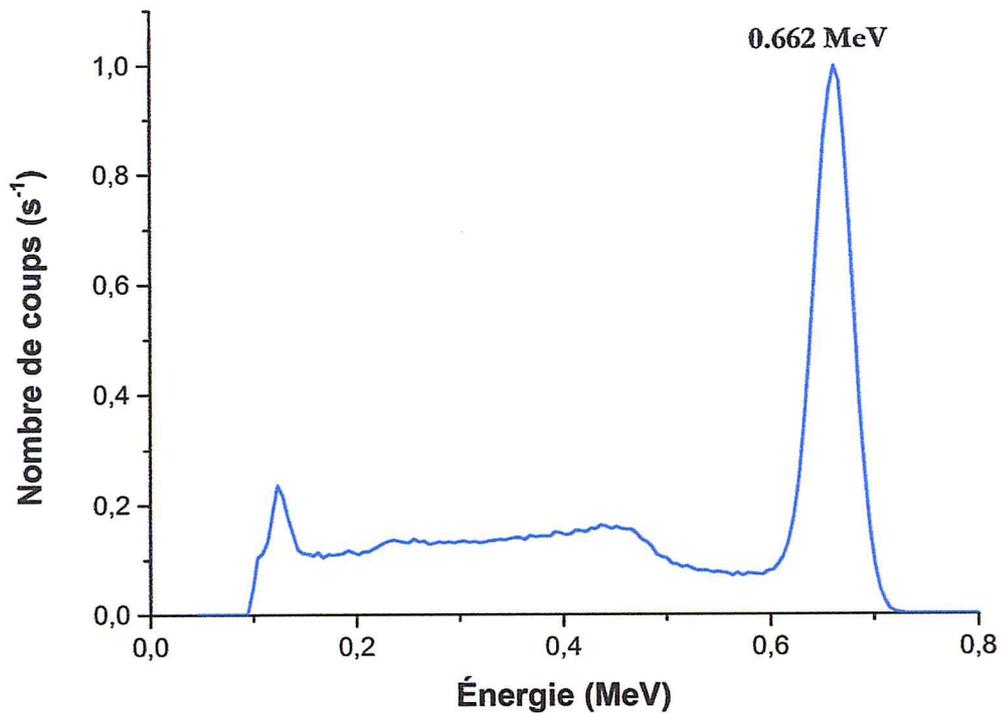


Figure 3.10 : Le spectre du ^{137}Cs simulé avec élargissement.

La simulation réalisée permet d'obtenir un spectre caractéristique de ^{137}Cs que l'on compare au spectre obtenu lors de l'expérience en laboratoire. La mesure a été réalisée sur une durée de 600 secondes. La comparaison entre le spectre mesuré et le spectre obtenu par simulation est présenté à la figure 3.11.

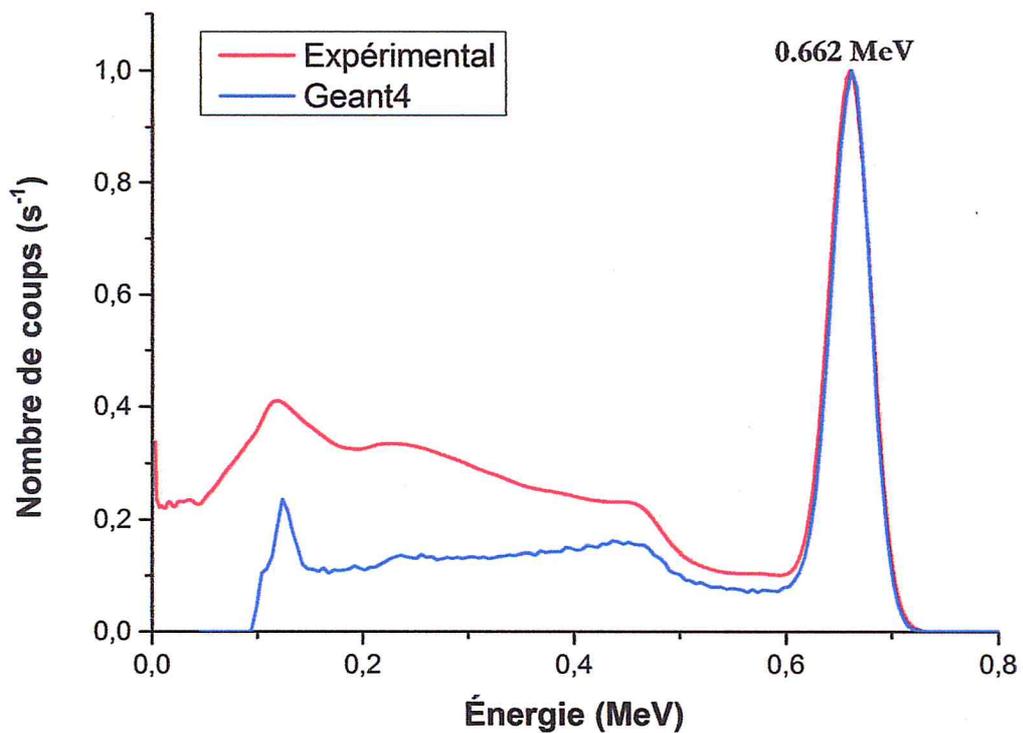


Figure 3.11 : Comparaison entre les spectres énergétiques obtenus par simulation Geant4 (sans bruit de fond), et par mesure expérimentale par le scintillateur NaI(Tl) exposé à une source de ^{137}Cs .

Après avoir établi des tests avec la source ponctuelle de ^{137}Cs . Et pour valider notre code, il doit être testé dans différentes configurations de source et pour différentes énergies. Pour cela nous avons utilisé deux sources plus complexes de ^{60}Co et ^{152}Eu , de géométrie identique à celle de ^{137}Cs . Sachant que les sources de ^{60}Co et ^{152}Eu émettant des photons de plus haute énergie que la source de ^{137}Cs . Les spectres simulés ont été normalisés en tenant compte de l'activité de chaque source et du temps d'acquisition sont reporté ci-après :

- Pour la source de ^{60}Co

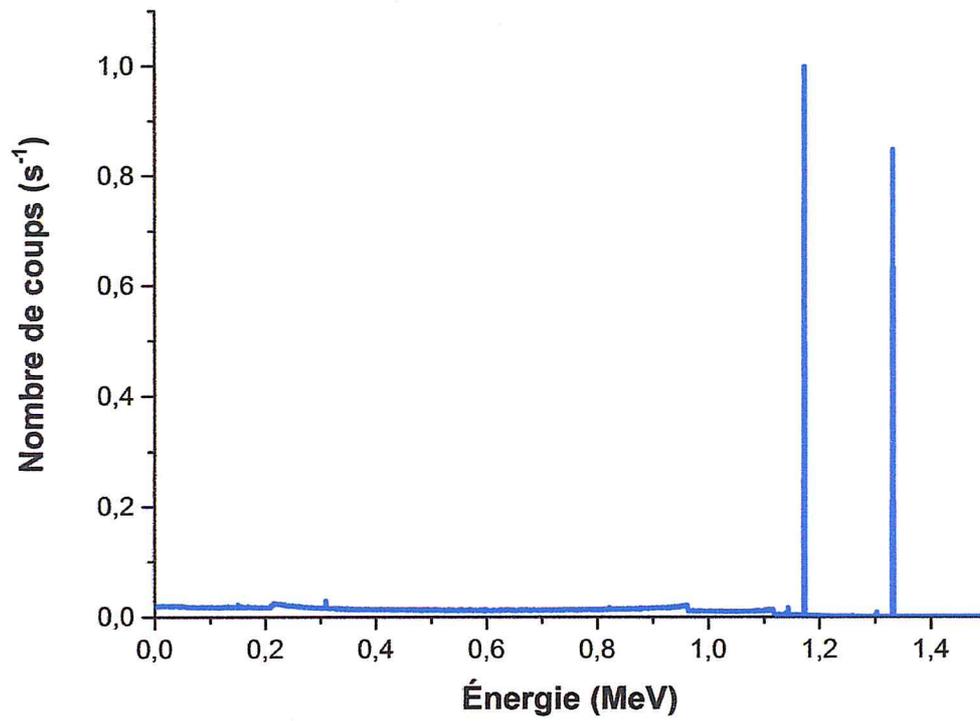


Figure 3.12 : Le spectre de ^{60}Co simulé sans élargissement.

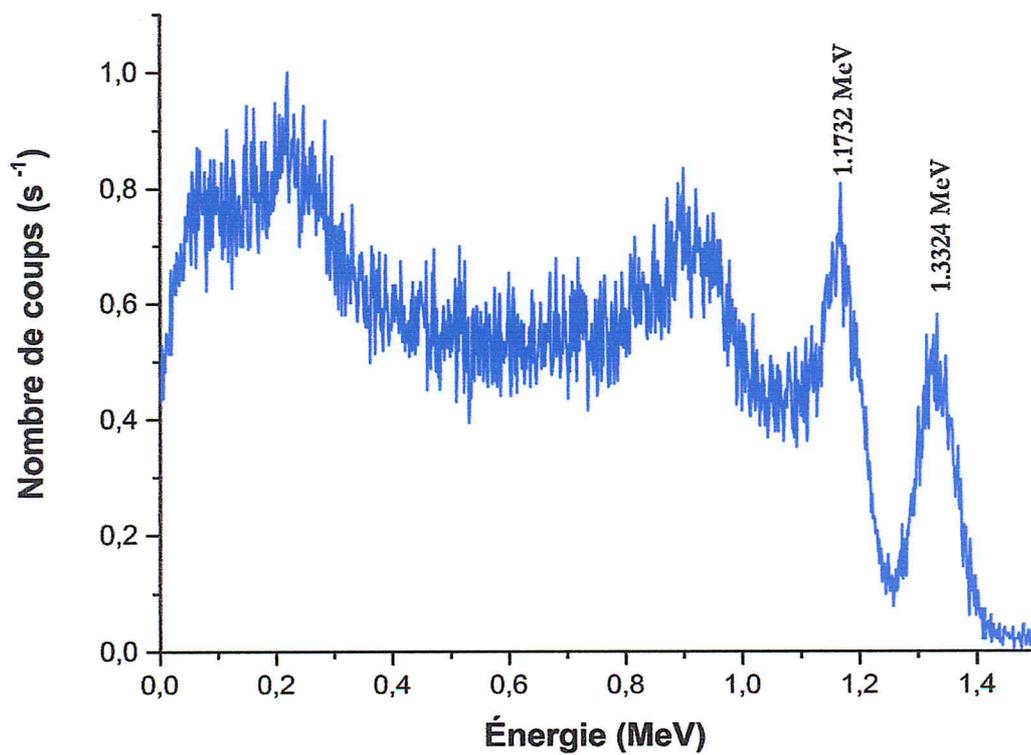


Figure 3.13 : Le spectre de ^{60}Co simulés avec élargissement.

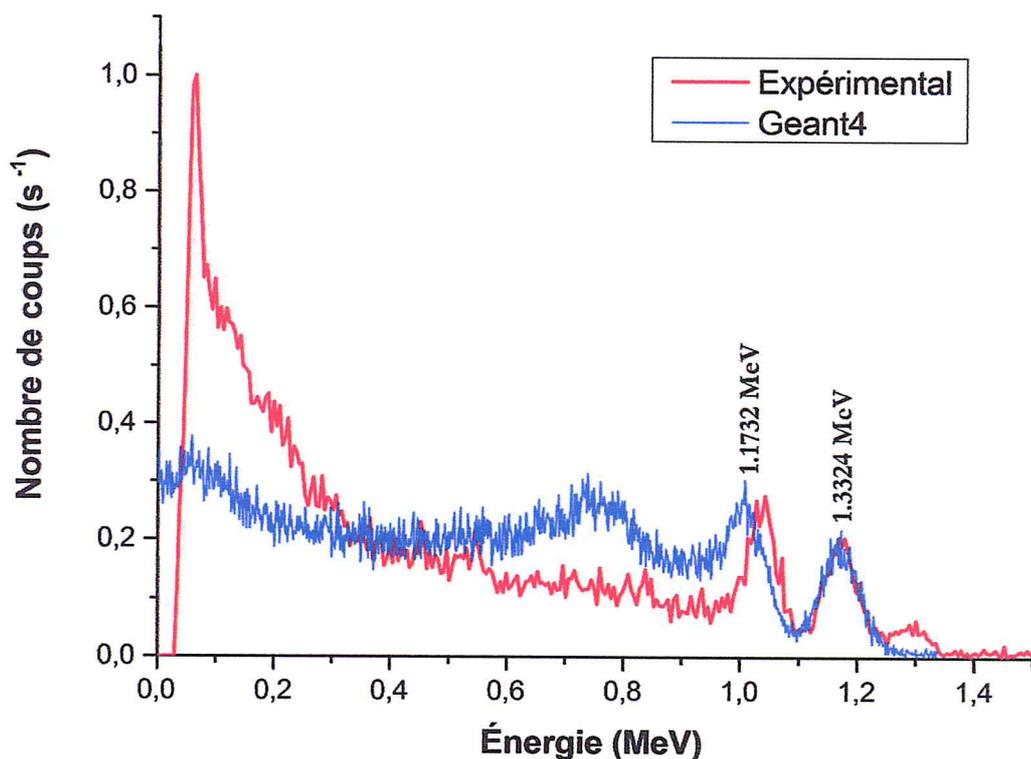


Figure 3.14 : La comparaison du spectre de ^{60}Co simulé (sans bruit de fond) avec le spectre obtenu expérimentalement.

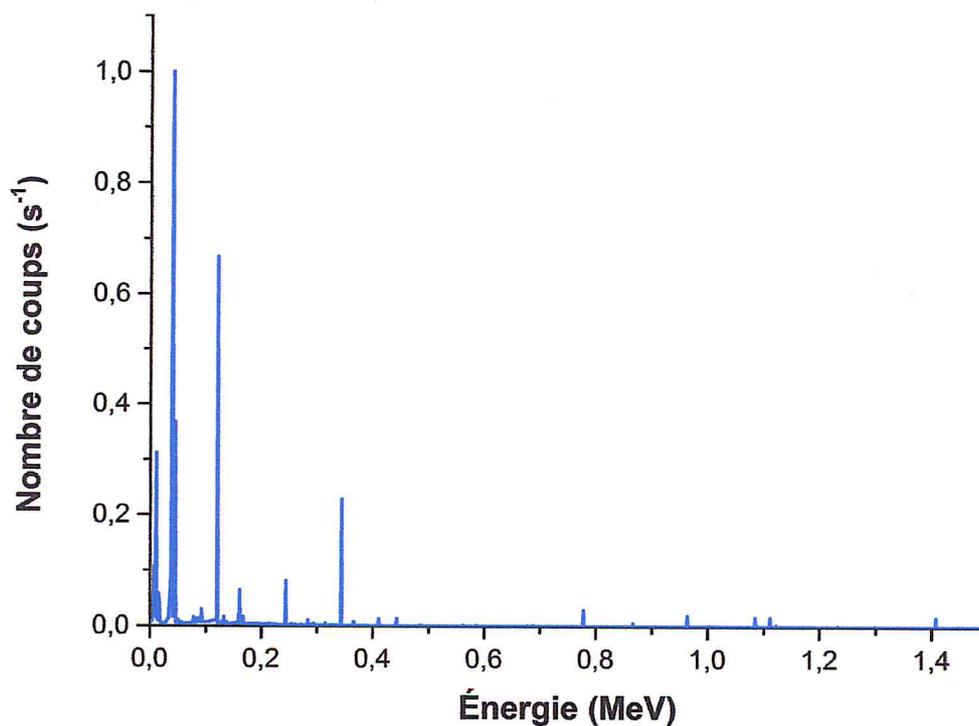


Figure 3.15 : Les spectres de ^{152}Eu simulés sans élargissement.

- Pour la source de ^{152}Eu

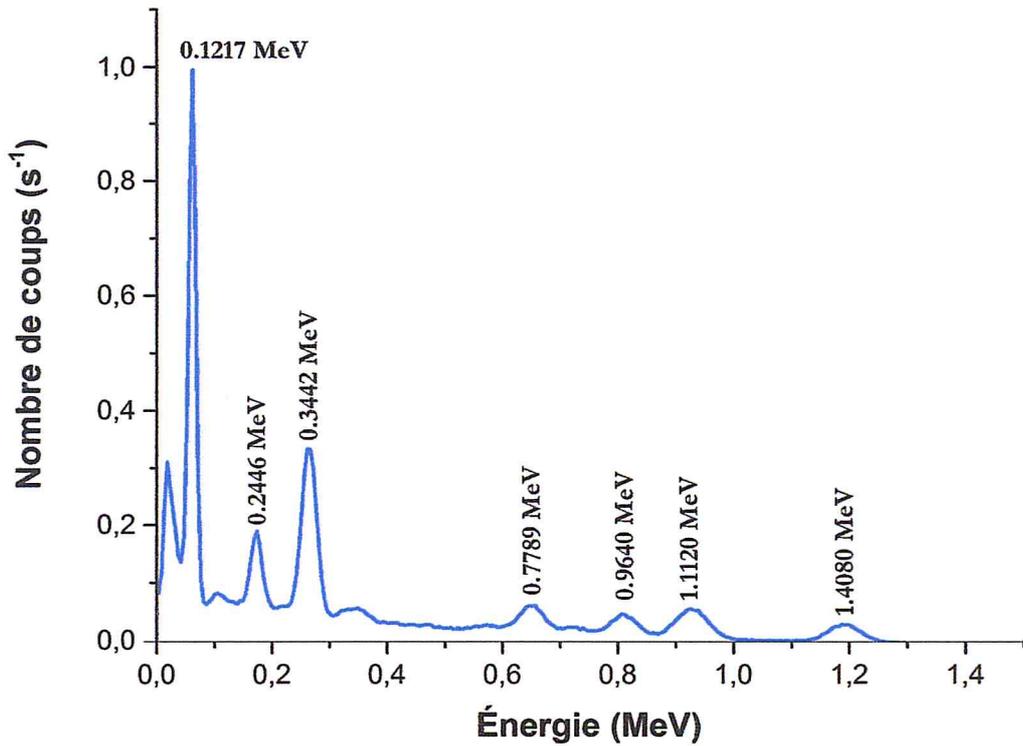


Figure 3.16 : Le spectre de ^{152}Eu simulés avec élargissement.

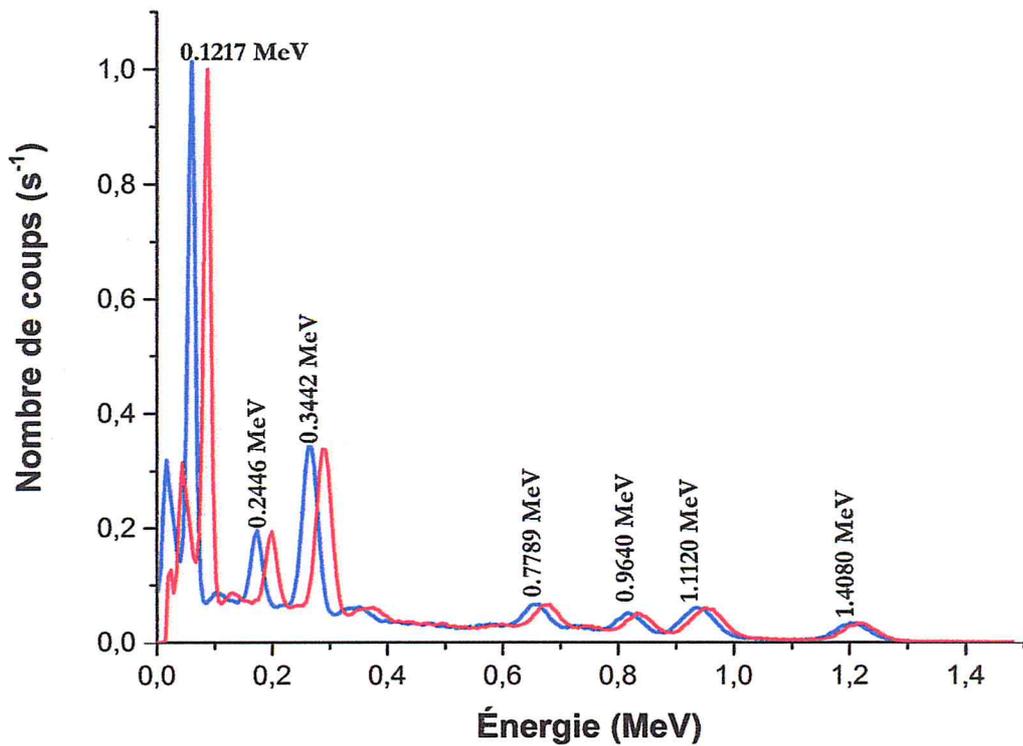


Figure 3.17 : La comparaison du spectre de ^{152}Eu simulé (sans bruit de fond) avec le spectre obtenu expérimentalement.

La comparaison des spectres mesurés et simulés montrent un bon accord qualitatif. On voit bien la même intensité des pics pour les trois sources avec forme attendue. Nous pourrions donc être relativement confiants dans les valeurs d'efficacité données par Geant4.

3.3.4 Calcul de l'efficacité simulée

Après avoir vérifié que notre code Geant4 marche très bien pour la reproduction des spectres expérimentaux, l'efficacité simulée est calculée par la relation suivante :

$$\epsilon_{Sim} = \frac{N_{détecté}}{N_{incident}} \quad (3.6)$$

La figure 3.18 montre les efficacités calculées par la simulation Geant4 comparées aux celles trouvées expérimentalement. Les incertitudes ont été estimées à partir de l'erreur sur les intensités des raies tabulées et sur les surfaces des pics.

Radionucléides	E (keV)	L'efficacité	
		$\epsilon_{Exp} \pm \sigma_{\epsilon_{Exp}}$ (%)	ϵ_{Sim} (%)
^{137}Cs	662	0.251±0.5926	0.263±0.25
^{60}Co	1773.238	0.574±0.0517	0.580±0.03
	1332.502	0.396±0.0342	0.402±0.45
^{152}Eu	121.781	2.0288 ±0.2670	2.153±0.01
	244.697	1.9164±0.7317	1.956±0.02
	778.904	0.6840±0.1765	0.7126±0.05
	964.079	0.5194 ± 0.0802	0.5394±0.06
	1408.008	0.4953 ±0.0523	0.5258±0.10

Tableau 3.3 : Comparaison entre les efficacités expérimentales et simulées pour les sources ponctuelles utilisées dans ce travail.

On voit bien un bon accord entre l'efficacité simulée comparée à l'efficacité expérimentale pour les trois sources ponctuelles utilisées. Pour des calculs précis, les efficacités, simulées et expérimentales, ont été calculées à l'aide du logiciel MatLab.

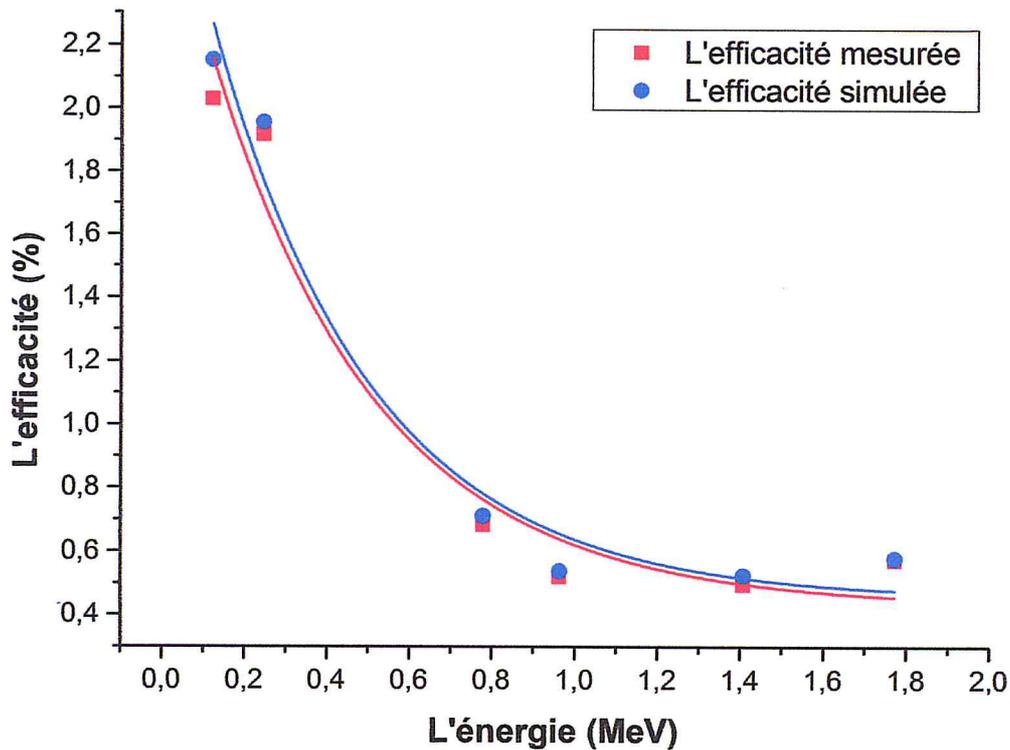


Figure 3.18 : La comparaison entre les efficacités mesurées et simulées pour ^{152}Eu , ^{60}Co , ^{137}Cs .

Donc après avoir vérifié le code Geant4 sur les 3 sources ponctuelles dans une gamme d'énergie variée de 0.662 à 1.77 MeV,

3.3.5 Validation du code Geant4 par une source étendue

Afin de valider notre code Geant4, nous avons utilisé une source étendue, KCl, 9.45 cm de diamètre (cf. Figure 3.19), où nous avons calculé l'activité expérimentale en utilisant la relation suivante :

$$A = \lambda N \quad (3.7)$$

Où :

λ : La constante de désintégration, N : le nombre d'atomes.

Avec :

$$A_{Exp} = \frac{\ln 2}{T} \frac{m}{M} N_A \theta \quad (3.8)$$

Où :

T : la période radioactive (1.248×10^9) années, m : La masse atomique, M : La masse molaire, N_A Le nombre d'Avogadro et θ l'abondance de ^{40}K dans la nature (0,01167 % par mole de potassium).

Ce qui donne :

$$A_{Exp} = 3376.538 \text{ Bq}$$

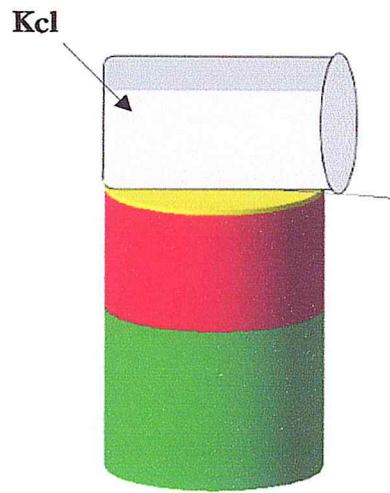


Figure 3.19 : Le dispositif de la géométrie étendue sur notre détecteur pour une position (0 0 - 4.725)

On devrait trouver la même activité par Geant4, en utilisant la relation (3.6), on a trouvé l'efficacité simulée pour une géométrie optimisée (0 0 -4.725), 9.45 cm de diamètre :

$$\varepsilon_{Sim} = 0.034\%$$

On peut donc calculer l'activité d'un radioélément donné, à partir d'une raie gamma donnée, connaissant l'efficacité simulée :

$$A_{Sim} = \frac{N_d}{\varepsilon_{Sim} \times t_c \times I}$$

$$A_{Sim} = \frac{11105.52}{0.034 \times 907.47 \times 0.1066}$$

$$A_{Sim} = 3376.529 \text{ Bq}$$

On remarque que $A_{Exp} = A_{Sim}$ ce qui implique que notre code Geant4 est valable pour mesurer les sources étalées.

Pour une meilleure réponse du détecteur, nous avons changé la géométrie optimisée pour (0 0 -2.25), de diamètre 4.5 cm, on a trouvé l'efficacité étendue pour le ^{40}K (cf. Figure 3.20) :

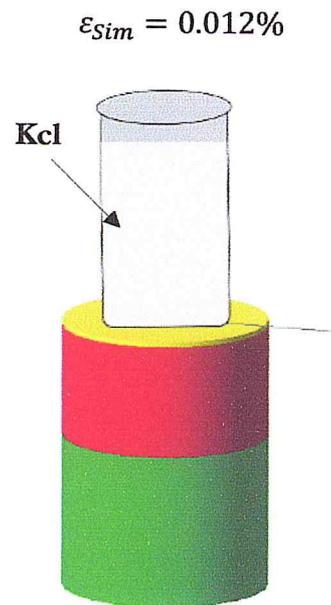


Figure 3.20 : Le dispositif de la géométrie étendue sur notre détecteur pour une position (0 0 -2.25)

Donc pour une meilleure réponse du détecteur, la position idéale est bien celle de la figure 3.19.

Conclusion

Devant la complexité croissante des expériences de physique des rayonnements et de physique nucléaire, il est nécessaire d'avoir des logiciels de simulation, une procédure de simulation d'un détecteur NaI (Tl) a été faite dans ce travail en utilisant le code Monte Carlo, Geant4. Cela consiste à reproduire les spectres expérimentaux et calculer les efficacités pour les trois sources ponctuelles et les comparer aux résultats de l'expérience ; Comme la comparaison des spectres a montré un meilleur accord, nous avons utilisé une source radioactive d'une géométrie étalée, où nous avons calculé l'activité de ^{40}K et on l'a comparé avec celle trouvée par simulation, les résultats ont été comparés et ont montré un bon accord que notre code Geant4 est valable pour mesurer une source étalée. Pour une amélioration de code, nous avons testé notre code pour deux positions ce qui nous a conduit à choisir la bonne réponse pour notre détecteur.

Finalement, on peut dire que la simulation Monte Carlo par le code Geant4, a un grand avantage, et un bon accessoire pour l'expérience.

Annexe A : données simulation

Géométrie simulée dans la simulation Monte Carlo, Geant4

Dans cette annexe, nous allons décrire la géométrie du notre détecteur :

```
#include "DetectorConstruction.hh"
#include "DetectorSD.hh"
#include "G4Material.hh"
#include "G4Box.hh"
#include "G4Tubs.hh"
#include "G4LogicalVolume.hh"
#include "G4ThreeVector.hh"
#include "G4PVPlacement.hh"
#include "G4RotationMatrix.hh"
#include "G4NistManager.hh"
#include "globals.hh"
#include "G4VisAttributes.hh"
#include "G4SDManager.hh"
#include "G4PhysicalConstants.hh"
#include "G4UnitsTable.hh"
#include "G4SystemOfUnits.hh"
#include "G4ios.hh"
#include "G4Colour.hh"

DetectorConstruction::DetectorConstruction() {}

DetectorConstruction::~~DetectorConstruction() {}

G4VPhysicalVolume* DetectorConstruction::Construct()
{
    // --- matériaux ---

    //Les matériaux de construction l'ère méthode:
    G4int    ncomponents, natoms;
    G4Element* N = new G4Element("Nitrogen", "N", 7, 14.01*g/mole);
    G4Element* O = new G4Element("Oxygen" , "O", 8, 16.00*g/mole);
    G4Material* Air = new G4Material("Air", 1.29*mg/cm3, 2);
    Air->AddElement(N, 70*perCent);
    Air->AddElement(O, 30*perCent);
```

Annexe A : données simulation

```

G4Element* Mg = new G4Element("Magnesium" , "Mg", 12,
24.305*g/mole);
G4Material* MgO = new G4Material("OxydeMg", 3.58*g/cm3,
ncomponents=2);
MgO->AddElement(Mg, natoms=1);
MgO->AddElement(O, natoms=1);
G4double z, a, density;
G4Element* Na = new G4Element("Sodium", "Na", z= 11., a=
22.989769*g/mole);
G4Element* I = new G4Element("Iodine", "I", z= 53., a=
126.9*g/mole);
G4Element* Tl= new G4Element("Thallium", "Tl", z= 81.,
a=204.3833*g/mole);

G4Material* NaI = new G4Material("NaI", density= 3.7*g/cm3, 3); //
Density should be 3.7*g/cm3
NaI->AddElement(Na,0.495);
NaI->AddElement(I,0.495);
NaI->AddElement(Tl,0.01);
NaI->GetIonisation()->SetMeanExcitationEnergy(452*eV);

// La

G4Element* La = new G4Element("Lanthanum","La" , z= 57.,
a=138.905*g/mole);

G4Element* Br = new G4Element("Bromine","Br" , z= 35., a =
79.904*g/mole);

G4Material* LaBr3 = new G4Material("LaBr3", density = 5.08*g/cm3,
ncomponents=2);
LaBr3->AddElement(Br, natoms=3);
LaBr3->AddElement(La, natoms=1);

G4NistManager* nistMan = G4NistManager::Instance();
//G4Material* Air = nistMan->FindOrBuildMaterial("G4_AIR");
G4Material* saMaterial = nistMan->FindOrBuildMaterial("G4_Al");
// G4Material* detMaterial = nistMan-
>FindOrBuildMaterial("G4_SODIUM_IODIDE");
G4Material* Vacuum= new G4Material("vacuum",1.,1.008*g/mole,1.e-
25*g/cm3,kStateGas, 2.73*kelvin, 3.e-18*pascal);

G4Box* world_box = new G4Box("world", 20*cm,20*cm,20*cm);
G4LogicalVolume* world_log = new G4LogicalVolume(world_box,Vacuum,
"world");
G4VPhysicalVolume* world_phys = new G4PVPlacement(0,
G4ThreeVector(), world_log, "world", 0, false, 0);

//----- Les cylindre
d'Aluminium -----
-----
// Cylindere (Plein) NÅ°1 : DiamÃetre = 40 mm et Hauteur= 1 mm
G4Tubs* Al_tubel = new G4Tubs("Al-tubel", 0, 20*mm,0.5*mm, 0,
360*deg);

```

```

G4LogicalVolume* Al_log1 = new G4LogicalVolume(Al_tube1, saMaterial,
"Al-log1");
  new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, 0, -0.5*mm), Al_log1,
"Al_phys1", world_log, false, 0);

  G4VisAttributes* Al1Attributes = new
G4VisAttributes(G4Colour::Yellow());
  Al1Attributes->SetForceSolid(true);
  Al_log1->SetVisAttributes(Al1Attributes);

// Cylindre (Creux) N°2 : Diamètre Interne = 36 mm , Diamètre
externe = 40 mm et Hauteur= 22 mm
  G4Tubs* Al_tube2 = new G4Tubs("Al-tube2", 18*mm, 20*mm, 11*mm, 0,
360*deg);
  G4LogicalVolume* Al_log2 = new G4LogicalVolume(Al_tube2, saMaterial,
"Al-log2");
  new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, 0, -12*mm), Al_log2,
"Al_phys2", world_log, false, 0);

  G4VisAttributes* Al2Attributes = new
G4VisAttributes(G4Colour::Red());
  Al2Attributes->SetForceSolid(true);
  Al_log2->SetVisAttributes(Al2Attributes);

// Cylindre (Plein) N°3 : Diamètre = 40 mm et Hauteur= 30 mm
  G4Tubs* Al_tube3 = new G4Tubs("Al-tube2", 0*mm, 20*mm, 15*mm, 0,
360*deg);
  G4LogicalVolume* Al_log3 = new G4LogicalVolume(Al_tube3, saMaterial,
"Al-log3");
  new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, 0, -38*mm), Al_log3,
"Al_phys3", world_log, false, 0);

  G4VisAttributes* Al3Attributes = new
G4VisAttributes(G4Colour::Green());
  Al3Attributes->SetForceSolid(true);
  Al_log3->SetVisAttributes(Al3Attributes);

//----- Les cylindre MgO -----
-----

// Cylindre (Plein) N°1 : Diamètre = 36 mm et Hauteur= 3 mm
  G4Tubs* MgO_tube1 = new G4Tubs("MgO-tube1", 0, 18*mm, 1.5*mm, 0,
360*deg);
  G4LogicalVolume* MgO_log1 = new G4LogicalVolume(MgO_tube1, MgO,
"MgO-log1");
  new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, 0, -2.5*mm), MgO_log1,
"MgO_phys1", world_log, false, 0);

  G4VisAttributes* MgO1Attributes = new
G4VisAttributes(G4Colour::Blue());
  MgO1Attributes->SetForceSolid(true);
  MgO_log1->SetVisAttributes(MgO1Attributes);

// Cylindre (Creux) N°2 : Diamètre Interne = 31 mm , Diamètre
externe = 36 mm et Hauteur= 19 mm

```

```

G4Tubs* MgO_tube2 = new G4Tubs("MgO-tube2", 15.5*mm, 18*mm, 9.5*mm,
0, 360*deg);
G4LogicalVolume* MgO_log2 = new G4LogicalVolume(MgO_tube2, MgO,
"MgO-log2");
new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, 0, -13.5*mm), MgO_log2,
"MgO_phys2", world_log, false, 0);

G4VisAttributes* MgO2Attributes = new
G4VisAttributes(G4Colour::Cyan());
MgO2Attributes->SetForceSolid(true);
MgO_log2->SetVisAttributes(MgO2Attributes);

//----- Le détecteur cylindrique
NaI(Tl) -----
-
// G4Colour::G4Colour(G4double r = 1.0, G4double g = 1.0, G4double b =
1.0 )

// Cylindre (Plein) N°1 : Diamètre = 31 mm et Hauteur= 19 mm
G4Tubs* NaI_tube1 = new G4Tubs("NaI-tube1", 0, 15.5*mm, 9.5*mm, 0,
360*deg);
G4LogicalVolume* NaI_log1 = new G4LogicalVolume(NaI_tube1, NaI,
"NaI-tube1");
new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, 0, -13.5*mm), NaI_log1, "NaI-
tube1", world_log, false, 0);

G4Colour brown(0.7, 0.4, 0.1);

G4VisAttributes* NaI1Attributes = new G4VisAttributes(brown);
NaI1Attributes->SetForceSolid(true);
NaI_log1->SetVisAttributes(NaI1Attributes);

DetectorSD* detectorSD = new DetectorSD("DetectorSD");
G4SDManager* sdMan = G4SDManager::GetSDMpointer();
sdMan->AddNewDetector(detectorSD);
NaI_log1->SetSensitiveDetector(detectorSD);

world_log->SetVisAttributes(G4VisAttributes::Invisible);

return world_phys;
}

```

Le fitting utilisé, à l'aide d'un programme sur Fortran

```

IMPLICIT NONE

CHARACTER*128 confile, inpfile, outfile

REAL c1, c2, c3, ofwhm, sigma, p, osq2pi, osig

REAL, DIMENSION(:, :), ALLOCATABLE:: a, b

INTEGER:: i, j, n, ierr

!

! Read input/output filenames and FWHM coefficients

!

PRINT*, "RESBROAD"

PRINT*, " PLEASE ENTER CONTROL FILE NAME: "

READ*, confile

OPEN(10, file=confile, status="old")

READ(10, *) inpfile

READ(10, *) outfile

READ(10, *) c1, c2, c3

CLOSE(10)

PRINT*, " DATA INPUT FILE NAME: ", TRIM(inpfile)

PRINT*, " DATA OUTPUT FILE NAME: ", TRIM(outfile)

OPEN(20, file=inpfile, status="old")

OPEN(30, file=outfile, status="unknown")

PRINT*, " a*b*c= "

PRINT*, c1*c2*c3

!

! Find length of spectrum then read in

!
```

```
n=0

DO

ierr=0

READ(20,fmt=*,iostat=ierr)

IF(ierr/=0)EXIT

n=n+1

END DO

ALLOCATE(a(4,n))

ALLOCATE(b(n,n))

a=0.0

REWIND(20)

DO i=1,n

ierr=0

READ(20,fmt=*,iostat=ierr)a(1,i),a(2,i)

IF(ierr/=0)PRINT*,"INPUT READ ERROR, LINE",i

END DO

CLOSE(20)

DO i=1,n

!PRINT*, a(1,i),a(2,i)

END DO

! Calculate energy-dependent sigmas

!

! ofwhm=1.0/(2.0*sqrt(2.0*log(2.0)))

ofwhm=0.4246609

IF(c3/=0.0)THEN

DO i=1,n
```

```

a(3,i)=c1+c2*sqrt(a(1,i)+c3*a(1,i)*a(1,i))
a(3,i)=a(3,i)*ofwhm
END DO
ELSEIF(c2/=0.0) THEN
DO i=1,n
a(3,i)=c1+c2*sqrt(a(1,i))
a(3,i)=a(3,i)*ofwhm
END DO
END IF
PRINT*, "*****"
PRINT*, "-----LES VALEURS DE a(3,i)-----"
DO i=1,n
!PRINT*, a(3,i)
END DO
PRINT*, "*****"
! Calculate Gaussian distribution
!
! osq2pi=1.0/sqrt(2.0*3.1415926)
osq2pi=0.39894228*0.0100692
osig=1.0/(c1*ofwhm)
DO i=1,n
IF((c2/=0.0).OR.(c3/=0.0)) osig=1.0/a(3,i)
DO j=1,n
b(i,j)=osq2pi*osig*exp(-0.5*osig*osig*((a(1,j)-a(1,i))**2))
IF(b(i,j)<1E-6)b(i,j)=0.0
END DO
END DO

```

```

END DO

!
DO i=1,n
DO j=1,n
a(4,j)=a(4,j)+a(2,i)*b(i,j)
END DO
END DO

PRINT*, "*****"
PRINT*, "-----LES VALEURS DE a(3,i)-----"
DO j=1,n
!PRINT*, a(4,j)
END DO

PRINT*, "*****"
! Ouput original and broadened spectra

!WRITE(30,"(A)") " ENERGY ORIGINAL BROADENED "
WRITE(30,"(2ES12.4)") (a(1,i),a(4,i),i=1,n)
CLOSE(30)
PRINT*, " DONE! - GOODBYE!!!"
END PROGRAM

```



Références bibliographiques

- [1] J. P. Morucci et A. Lansart et J. L. Moretti et B. Danet et R. Guiraud et A. Leblanc, « La détection et visualisation des rayonnements en médecine nucléaire », MASSON, 1982.
- [2] D.C. Giancoli, « Physique générale », De Boeck Université Volume 3, page 185, 1993.
- [3] Université Claude Bernard Lyon I, polycopiés de santé : médecine nucléaire :
<http://spiral.univ-lyon1.fr/polycops/MedecineNucleaire/Imagerie/Mednucleaire-4.html>
- [4] K. Siegbahn, « Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy », North Holland Publishing Company, 1965.
- [5] G.F.Knoll, « Radiation detection and measurement », 2nd edition John Wiley and Sons, New York, 1979.
- [6] S. Kamboj, B. Kahn, « Evaluation of Monte Carlo simulation of photon counting efficiency for germanium detectors », Volume 70, Number4, pp 512-519, Health Physics-April 1996.
- [7] T. Nicholas, L. Sheldon, « Measurement Detection Of Radiation », Fourth Edition p.196, 2015.
- [8] G. Lutz, « Semiconductor Radiation Detectors », Springer, Berlin, 2001.
- [9] M. Mesradi, D. Raiser, A. Nourreddine, A. Pape, A. Sellam "Experimental and Monte Carlo efficiency simulation of Si(Li) detector for XRF and PIXE " In Situ Nuclear Metrology as a Tool for Radioecology 13 -16 October 2008.
- [10] « Detecteurs semiconduteurs », La radiotechnique-Coprim-RTC, Vesoul, 1966.
- [11] L. Lavergne, « Les détecteurs à semi-conducteur en physique nucléaire », 2006.
- [12] M.J. Weber, « Inorganic scintillators: today and tomorrow », Journal of LuminescenceV100, 2002.
- [13] Experiment IV-3 Gamma-Ray Spectroscopy Using NaI(Tl), AN34 Experiments in Nuclear Science Laboratory Manual Fourth Edition.
- [14] M. Moszynska*, J. Zalipskaa, M. Balcerzyka, M.Kapustaa,W.Mengeshab, J.D. Valentineb, « Intrinsic energy resolution of NaI (Tl) », W. Woodruff School of Mechanical Engineering, Atlanta, USA, 2001.
- [15] E. Gasser, « Spectrométrie γ au laboratoire et in situ : Développements et application environnementales », 2014.

- [16] D.L. Horrocks, « Alpha Particle energy resolution in a liquid scintillator », *The review of scientific instruments*, vol. 35, no. 3, p. 334, March 1964.
- [17] <https://physicsopenlab.org>
- [18] J. A. Maxwell, W. J. Teesdale et J. L. Campbell. The Guelph PIXE software package II, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 407-421, 1995.
- [19] C-M Charlie Ma. Calcul Monte Carlo de la dose en radiothérapie. *Focus on Radiosurgery, Newsletter N°1*, 2008.
- [20] Gagnon D., Laperrière L., Pouliot N., de Vries D.J. and Moore S.C. (1992). Monte Carlo analysis of camera-induced spectral contamination for different primary energies. *Phys. Med. Biol.* 37: 1725-1739.
- [21] Jan S. Simulateur Monte-Carlo et caméra à xénon liquide pour la Tomographie à Émission de Positons. Thèse de Doctorat en Physique. Université Joseph Fourier Grenoble I, 2002.
- [22] Kojima A., Matsumoto M., Takahashi M. and Uehara S. Effect of energy resolution on scatter fraction in scintigraphic imaging: Monte Carlo study. *Med. Phys.* 20: 1107-1113, 1993.
- [23] Ljunberg M. and Strand S. E. A Monte Carlo program for the simulation of scintillation camera characteristics *Comput. Meth. Prog. Biomed.* 29 257-72, 1989.
- [24] Staelens S., Strul D., Santin G., Vanderberghe S., Koole M., D'Asseler Y., Lemahieu Y. And Van der Walle R. Monte Carlo simulations of a scintillation camera using GATE: validation and application modelling. *Phys. Med. Biol.* 48: 3021-3042. 2003.
- [25] <http://www.slac.stanford.edu/>
- [26] Zaidi H. Comparative evaluation of photon cross-section libraries for materials of interest in PET Monte Carlo simulations *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 47 2722-35, 2000.
- [27] Yanch J.C. and Dobrzynecki A.B. Monte Carlo simulation in SPECT: complete 3D modeling of source, collimator and tomographic data acquisition *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-40 198-203, 1993.
- [28] Zaidi H. Relevance of accurate Monte Carlo modeling in nuclear medical Imaging, *Med. Phys.* 26(4): 574-608, 1999.
- [29] GEANT 4, site internet : <http://geant4.web.cern.ch/geant>
- [30] <http://geant4.org/>
- [31] <http://legacy.kek.jp/intra-e/index.html>
- [32] R. Brun et al. GEANT3, Report DD/EE 84-1, CERN, Genève, 1986.
- [33] Karamitros M, Mantero A, Incerti S, Friedland W, Baldacchino G, *Technol.* 2 503–8 Online : <http://www.aesj.or.jp/publication/pnst002/data/503-508.pdf>

- [34] Manglos S H, Floyd C E, Jaszczak R J, Greer K L, Harris C C and Coleman RE Experimentally Measured scatter fractions and energy spectra as a test of Monte Carlo simulations Phys. Med. Biol. 32 335-43, 1987.
- [35] Ljunberg M., Strand S.E., King M.A. Monte Carlo calculations in nuclear medicine, Bristol, Philadelphia: IOP Publishing, 1998.
- [36] Ljunberg M. and Strand S.E, Attenuation and scatter correction in SPECT for sources in a nonhomogeneous object: a Monte Carlo study. J. Nucl. Med. 32: 1278-1284, 1991.
- [37] Ljunberg M. and Strand S.E. Scatter and attenuation correction in SPECT using density maps and Monte Carlo simulated scatter functions. J. Nucl. Med. 31: 1560-1567, 1990.
- [38] C.M,Salgado,L.E.B, Brandao , C.M.N.A, Pereira, and C.C, Conti, "Validation of a NaI(Tl) detector's model Validation of a NaI(Tl) detector's model developed with MCNP-X code.
- [39] Ljunberg M. and Strand S.E. Attenuation correction in SPECT based on transmission studies and Monte Carlo simulations of buildup functions. J. Nucl. Med. 31: 493-500, 1990.
- [40] H.M Hakimabad, A. Panjeh, V.-N. Noghreiyar,.Evaluation the nonlinear response of a 3*3 in NaI scintillation detector for PGNAAs application., Applied Radiation and Isotop, 65 : 918-926, 2007.

