

UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1

INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE DE LYON

GROUPE MATIÈRE NUCLÉAIRE

STAGE DE M2

**Etude de la collection du signal lumineux
produit dans un scintillateur de la
collaboration PARIS.**

Auteur :
IDIR BOUCHENEB



Encadrant :
OLIVIER STEZOWSKI



25 Juin 2014

Remerciements

Je tiens à remercier tous les enseignants que j'ai eu, ici en France ou en Algérie, d'avoir partagé leurs connaissances et leur savoir qui m'ont donné les moyens, l'envie et la curiosité de comprendre (en partie) la physique et d'aimer cette science.

Je remercie mes parents et toute ma famille, pour tous leurs sacrifices et la patience qu'ils ont eu pour que je puisse atteindre mes objectifs et de m'avoir encouragé à poursuivre dans la voie que j'ai choisie.

Je remercie tous mes amis et plus particulièrement Ali, Alexiane, Gaby, Ghani, Guillaume, Jérôme, Lounis, Nabil, Sabrina et Victor (j'en ai certainement oublié quelques uns), avec qui j'ai apprécié chaque seconde passée à discuter de la science, de la société, de la politique ou tout simplement de la vie.

Je remercie tous les membres de l'UCBL et de l'IPNL, particulièrement du groupe Matière Nucléaire pour leur accueil chaleureux et toutes les aides qu'ils m'ont apportées. Je remercie Olivier pour avoir été un très bon encadrant, pour sa patience (il en a fallu pour comprendre ce que je disais), ses conseils et tout ce qu'il m'a appris. Je remercie Clément, Émeline, Guillaume et Iulia avec qui j'ai partagé beaucoup de bons moments et plus particulièrement les pauses cigarettes. Je remercie Camille et Daniel pour leurs cours de Physique Nucléaire et l'aide qu'ils m'ont apportée pendant mon stage. Je remercie aussi Nadine pour son aide et son accueil.

Introduction

Suite à la découverte des rayons X par Rögen, en 1895, grâce à la fluorescence visible de $K_2Pt(CN)_4$ sur une plaque de verre, et leur utilisation devenue très fréquente, des méthodes de détections plus efficaces devaient être mises en place pour pouvoir exploiter pleinement ces rayons. En effet, indécélable à l'œil, ces nouveaux rayons avaient été accompagnés par la fabrication de nouveaux matériaux capables de les absorber efficacement et dont le développement a donné naissance aux scintillateurs.

Sous condition que la particule incidente aie assez d'énergie pour ioniser un atome dans le matériau scintillateur, celui-ci est capable de convertir cette énergie en lumière visible ou proche du visible, qu'on appelle *lumière de scintillation* ou *photons de scintillation*. Les photons de scintillation peuvent être collectés dans un photomultiplicateur et transformés en un signal électrique mesurable.

Il existe cinq types de scintillateurs : Les scintillateurs liquides, les plastiques, les verres, les gaz inertes et finalement les cristaux inorganiques^[7] dont fait partie les scintillateurs de la présente étude, et auquel feront références les termes scintillateur et cristal dans la suite de ce document.

Le détecteur que nous avons été amenés à étudier pendant mon stage est un calorimètre développé par la collaboration PARIS pour SPIRAL2^[9] (Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne de 2^{ème} génération), qui l'utilisera dans le domaine de la physique nucléaire en raison de ses bonnes caractéristiques.

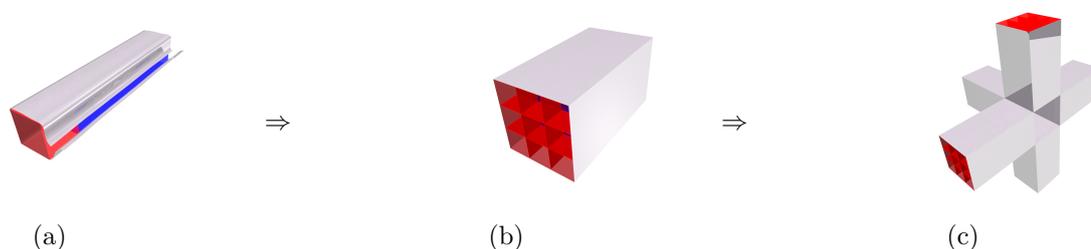


FIGURE 1 – Figure représentant les différentes étapes de construction du détecteur PARIS.

Comme exposé sur la figure (1.a), le scintillateur de base est composé de deux cristaux, le $LaBr_3$ de petite profondeur et le NaI de grande profondeur, collés optiquement l'un à l'autre, qu'on appelle *configuration phoswich*. En raison du prix élevé du $LaBr_3$, le choix de cette configuration s'imposait pour contrer sa petite profondeur, alors des tests ont été effectués et le NaI s'est avéré le meilleur compagnon dans cette configuration.

Ensuite, le phoswich est recouvert d'une mince couche réfléchissante puis encapsulé dans de l'aluminium qui servira à mettre en place des clusters (3×3) comme on peut le voir sur la figure (1.b). Ces clusters seront finalement montés pour obtenir un multidétecteur (voir figure (1.c)) de forme compacte qui permet d'optimiser les paramètres de détection et qui recouvre un angle solide le plus large.

Mon stage est donc porté sur l'étude des signaux lumineux provenant de ce phoswich, principalement pour étudier les effets de la configuration phoswich sur les cristaux.

Donc, dans ce document seront présentés les résultats que nous avons obtenus au cours de mon stage, des vérifications et confirmations ou infirmations des résultats obtenus, grâce à des simulations ou des signaux expérimentaux, des précédents stagiaires ayant travaillé sur ce sujet^{[3][5][4]}. Avant d'entreprendre l'exposition de ces résultats, je commencerai par présenter, dans le chapitre 1, les différents processus d'interaction des particules incidentes avec la matière du scintillateur, le

fonctionnement des détecteurs à la création des photons de scintillation, les propriétés des cristaux scintillants et finalement des observables caractérisant la qualité d'un détecteur. Dans le chapitre 2, je définirai l'expérience par laquelle ont été générés les signaux que nous avons étudiés ainsi que les conditions dans lesquelles elle a été menée, et je finirai ce chapitre par les vérifications que nous avons effectuées sur ces données. Dans le chapitre 3, j'exposerai les résultats que nous avons obtenus grâce aux études sur l'aspect énergétique et temporel des données. Le chapitre 4 sera basé sur les simulations effectuées pendant mon stage, je commencerai par exposer un cadre général sur ces simulations et les résultats que nous en avons tirés.

Table des matières

Introduction	5
1 Notions physiques	9
1.1 Les différents processus d'interaction des photons incidents avec la matière :	9
1.1.1 L'effet photoélectrique :	9
1.1.2 La diffusion Compton :	9
1.1.3 Création de paire :	9
1.2 Fonctionnement d'un scintillateur et génération du signal :	10
1.2.1 Le scintillateur :	10
1.2.2 Émission et collection du signal :	11
1.3 Les propriétés des scintillateurs :	11
1.4 Les observables caractéristiques d'un détecteur :	12
1.4.1 Efficacité :	12
1.4.2 Résolution :	13
1.5 Le cristal LaBr_3 :	13
1.6 Temps de montée et temps de décroissance - ajustement des signaux :	14
1.6.1 Méthode 1 - ajustement des signaux un par un :	14
1.6.2 Méthode 2 - ajustement de $I_{\text{max}} = f(E)$:	14
2 L'expérience, récupération et vérification des données	15
2.1 L'expérience :	15
2.2 Récupération et vérification des données :	16
2.2.1 Lignes de base :	17
2.2.2 Position des débuts des signaux :	18
2.2.3 Spectre d'énergie :	18
3 Traitement des données et résultats	21
3.1 Spectre d'énergie :	21
3.1.1 Variation de la position du photopic en fonction de la profondeur :	22
3.1.2 Variation de l'intégrale du photopic en fonction de la profondeur :	23
3.1.3 Variation de la résolution en fonction de la profondeur :	23
3.2 Caractéristiques temporelles de la configurations phoswich :	24
3.2.1 Détermination des temps de montée et des temps de décroissance :	24
3.2.2 Confirmation des valeurs de τ_m et τ_d :	25
3.2.3 Variation des temps de décroissance et de montée en fonction de la profondeur :	25
3.3 Étude de la variation de I_{max}/E :	27
4 Les simulations	29
4.1 Quelques notions sur les simulations sous GEANT4 :	29
4.2 Définition des paramètres de simulation utilisés :	29
4.2.1 La géométrie du détecteur :	30
4.2.2 La physique du détecteur :	30
4.2.3 Les actions de la simulation :	30
4.3 Etudes de l'aspect temporelle des signaux de simulation :	30
4.3.1 Études des signaux à leurs créations :	30

4.3.2	Études des signaux à la photocathode :	32
4.4	Etudes de l'aspect énergétique des signaux de simulation :	33
4.4.1	Variation des positions des pic d'énergie :	33
4.4.2	Variation de l'intégrale des pics en fonction de la profondeur :	33
4.4.3	Variation de la résolution en fonction de la profondeur :	33
	Conclusions générales et perspectives	35
A	Appendices	37
A.1	Calcul du maximum du signal :	37
A.2	Spectre d'énergie d'une source de ^{60}Co ^{137}Cs :	38
A.3	Application de la méthode de séparation des signaux :	39

Chapitre 1

Notions physiques

1.1 Les différents processus d'interaction des photons incidents avec la matière :

Une particule entrant dans le détecteur interagit avec celui-ci suivant trois processus différents. Chaque processus est présent dans une large gamme d'énergie, mais se voit dominant pour certaines valeurs de celle-ci. En plus de l'interprétation des spectres d'énergie, la connaissance de ces processus permet d'expliquer le fonctionnement et l'étude des détecteurs.

Dans l'ordre croissant des énergies nous avons l'*effet photoélectrique*, la *diffusion Compton* et la *création de paire* électron-positron.

1.1.1 L'effet photoélectrique :

Le photon incident est totalement absorbé par un électron qui accède à des états d'énergie plus élevée ou comme dans notre cas, c'est-à-dire à des énergies incidentes assez élevées ($E_\gamma \gg E_{\text{ionisation}}$), l'électron sera arraché à son atome. Ce dernier cas est plus intéressant car l'électron libre va interagir et exciter d'autres électrons qui émettront des photons, ce qui est le moyen utilisé pour générer un signal électrique dans le détecteur qui nous concerne.

La section efficace d'interaction de ce processus, pour une énergie fixe, augmente avec Z^2 (nombre atomique) et donc avec la densité du cristal. Le LaBr_3 est un matériau très dense.

1.1.2 La diffusion Compton :

Si le photon est diffusé par effet Compton, celui-ci cède une partie de son énergie à l'électron qui suivra le même processus que dans le cas de l'électron arraché par effet photoélectrique. Le photon incident après avoir cédé une partie de son énergie sortira du détecteur, ou alors il sera absorbé par un autre électron.

Ici, on va donc mesurer une énergie inférieure à celle du photon incident, ou bien deux énergies qu'on pourrait sommer pour obtenir l'énergie totale transportée par le photon.

Comme pour l'effet photoélectrique, la section efficace de diffusion dépend du nombre atomique, et celle-ci devient dominante par exemple pour le NaI de 0,6 – 0,7 MeV jusqu'à 110 – 120 MeV. Au delà, la création de paire électron-positron devient le processus le plus probable.

1.1.3 Création de paire :

Le photon incident crée une paire d'électron-positron, le positron s'annihilant avec un électron de la matière et produit à son tour deux rayonnements γ de 511 keV. En atteignant des énergies supérieures à 100 MeV où la création de paire est plus dominante, on pourra détecter trois pics d'énergie : l'énergie totale de la particule incidente et deux autres énergies correspondant à l'énergie totale moins 511 keV ou 2×511 keV respectivement si un ou deux des photons créés par l'annihilation du positron arrive à s'échapper du détecteur.

1.2 Fonctionnement d'un scintillateur et génération du signal :

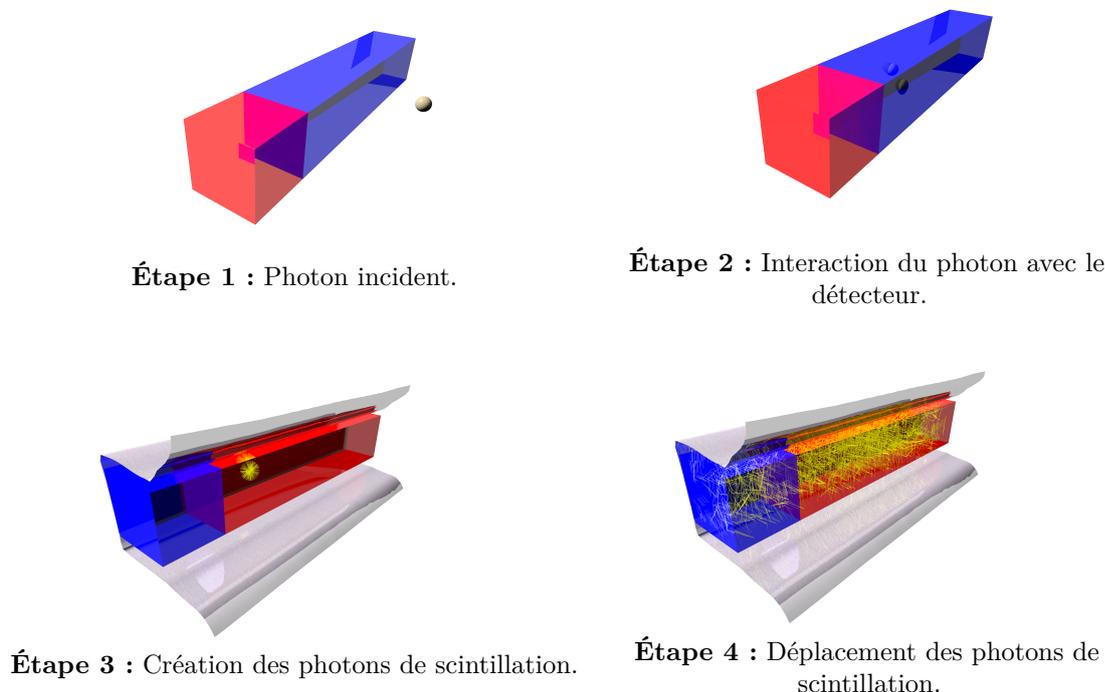


FIGURE 1.1 – Figure représentant les étapes de détection et création des photons de scintillation dans un cristal scintillant.

La physique du fonctionnement d'un détecteur à scintillation peut être découpée en deux parties, d'abord l'interaction de la particule avec le détecteur dont il faut comprendre les différents processus afin de remonter aux caractéristiques de la particule incidente, puis la partie génération du signal qui décrit la création des photons de scintillation et leur transport vers le photomultiplicateur.

1.2.1 Le scintillateur :

Notre étude se porte sur les scintillateurs inorganiques, spécialement le LaBr_3 et son couplage avec le NaI , et la compréhension de comportement de ce phosphore à la détection d'un rayon γ .

Lorsqu'une particule incidente entre dans le cristal, et si elle a une énergie suffisante, elle ionise un atome dans le matériau et fait passer l'électron arraché de la bande de valence vers la bande de conduction, créant par cet effet une paire électron-trou primaire. L'électron primaire possède une énergie suffisante pour générer dans sa course des électrons-trous secondaires par collisions. Ce processus se poursuit jusqu'à ce qu'il n'y ait plus d'énergie suffisante pour ioniser d'autres atomes. Par la suite, une nouvelle étape est enclenchée, la thermalisation, pendant laquelle les électrons reviennent vers le bas de la bande de valence en émettant des photons dont l'énergie est la différence entre l'état initial et l'état final.

Cependant, ce processus génère des photons d'énergies assez importantes pour pouvoir ioniser d'autres atomes, ainsi les photons ont de fortes probabilités d'être réabsorbés. Pour résoudre ce problème, des impuretés sont introduites dans le cristal, jouant le rôle d'un activateur, qui donnent lieu à des niveaux d'énergie métastables supplémentaires entre la bande de conduction et la bande de valence, et ainsi la désexcitation de l'électron se fait en plusieurs parties, ce qui permet de produire des transitions à énergies plus petites.

Désormais, avec l'introduction de ces impuretés, le détecteur est caractérisé par les nouveaux états stables, apportant au détecteur des propriétés qui peuvent être retrouvées dans les signaux collectés, comme nous allons le voir dans le prochain chapitre.

Le fait que les photons générés soient optiques est très important car, devant être dirigés vers le photomultiplicateur, lorsqu'ils tentent de s'échapper, ils seront renvoyés vers l'intérieur du détecteur grâce à une couche réfléchissante déposée sur les parois du détecteur, ce qui est possible seulement si la lumière est visible. Une autre raison de l'importance des photons optiques est le fait que les photomultiplicateurs sont plus efficaces dans cette bande d'énergie.

L'interaction des rayonnements γ avec la matière a lieu suivant les différents processus abordés plus haut, l'énergie déposée par le photon incident ne correspond pas toujours à son énergie initiale, et afin de pouvoir correctement l'extraire et la reconstituer, il est important de comprendre ces différentes interactions du photon avec la matière du détecteur.

1.2.2 Émission et collection du signal :

L'émission du signal correspond à la création des photons de scintillation, celle-ci a lieu lorsque le matériau excité, par l'absorption du photon incident, se met à émettre de la lumière d'une manière isotropique dans le visible. Afin de collecter le maximum de ces photons, on dépose une couche réfléchissante sur la surface du détecteur, permettant de renvoyer ces photons vers l'intérieur de façon à atteindre le photomultiplicateur.

La réflexion sur les surfaces du détecteur est caractérisée par le facteur de réflexion du matériau le recouvrant, les indices du milieu de LaBr_3 et NaI et le type de réflexions subi individuellement par un photon de scintillation (Lambertienne, spéculaire ...).

Le facteur de réflexion intervient dans les pertes des photons réfléchis sur cette surface, ainsi que par l'angle d'absorption des photons incidents.

Les indices des deux milieux interviennent lorsque le photon passe d'un matériau à un autre suivant un angle inférieur à l'angle d'absorption et va donc être absorbé.

Finalement, et en plus du facteur de réflexion, la perte d'énergie augmente avec le nombre de réflexions que subit le photon de scintillation. Le temps que passe le photon dans le détecteur dépend aussi du nombre de réflexions, et ce temps va participer à élargir la fonction de dispersion des photons de scintillation, modifiant potentiellement les valeurs des temps de montée et de décroissance.

Lorsque les photons de scintillation arrivent à la photocathode, ils arrachent des électrons qui vont être amplifiés par des anodes. Les anodes ont la propriété de libérer un certain nombre d'électrons proportionnel à la différence de potentiel appliquée à ses bords. Ainsi, en mettant une suite d'anodes, chacune renvoyant les électrons vers la prochaine, et permettant par cette avalanche de multiplier le nombre d'électrons par un facteur de l'ordre de 10^5 $\text{ph}/\text{ph}_{\text{incident}}$.

1.3 Les propriétés des scintillateurs :

Comme nous l'avons vu plus haut, lorsque le matériau est excité, les différents atomes se désexcitent en émettant les photons de scintillation qui sont dans le cas de LaBr_3 de l'ordre de 63000 ph/MeV , cette émission est caractérisée par plusieurs paramètres : Le temps de montée et le temps de décroissance (rapide et lent), le premier est très rapide, et le deuxième est, dans le cas de NaI , de 250 ns pour le rapide et 1000 ns pour le lent. Dans le cas de LaBr_3 , il ne possède qu'un seul temps de décroissance qui est de 16 ns^{[6][2]}. On peut donc voir une très grande différence des temps de décroissance, grâce à quoi on peut remonter au scintillateur qui a détecté le photon incident. Pour ce faire, on intègre le signal sur un temps très court (Δt_c) et on le compare à l'intégration de la totalité du signal (Δt_l).

$$R_s = \frac{\int^{\Delta t_c} \text{signal}}{\int^{\Delta t_l} \text{signal}} \quad (1.1)$$

Si $R_s \approx 1$ alors le photon est absorbé principalement dans le LaBr_3 et dans le NaI si $R_s \approx 0$.

Avec ces éléments, on peut voir que chaque cristal émet les photons de scintillation suivant une distribution temporelle bien défini. On donne ici la meilleur fonction qui représente cette distribution :

$$\begin{aligned} I(t) &= I_\gamma N \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right)\right) && \text{avec } t \geq 0 \\ &= I_\gamma i(t, \tau_m, \tau_d, N) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Où τ_m et τ_d sont respectivement le temps de montée et le temps de décroissance. En effet, $i(t)$ représente la distribution temporelle des photons de scintillation, N est l'amplitude de cette distribution, en ajoutant le I_γ , qui a dans notre cas à la dimension de l'énergie, on transforme cette fonction en distribution temporelle de l'énergie transportée par ces photons.

On peut imaginer le cas où le photon incident diffuse dans le premier cristal, et arrive à atteindre le deuxième cristal après cette diffusion. Ce photon est donc détecté totalement mais à deux endroits différents, et on collecte alors des photons de scintillation créés suivant les deux distributions temporelles des deux cristaux. On obtient donc un signal de la forme :

$$I(t \geq 0) = aI_\gamma^1 i(t, \tau_{m_1}, \tau_{d_1}, N_1) + (1 - a)I_\gamma^2 i(t, \tau_{m_2}, \tau_{d_2}, N_2) \quad (1.3)$$

Où les τ_{m_i} et τ_{d_i} représentent respectivement les temps de montée et les temps de décroissance de chaque cristal. Le facteur a ($a \leq 1$) permet de pondérer les proportions de chaque distribution dans le signal.

La différence de temps entre la composante montante et la composante décroissante du signal, comme nous allons le voir, apparaît clairement dans les signaux où, après les temps de montée qui sont rapides, la décroissance est exponentielle avec un temps de décroissance long. Cependant, comme dans le cas de NaI, on observe parfois deux temps de décroissance caractéristiques, une composante lente et une composante rapide, qui peuvent s'expliquer par le fait que les milieux activateurs opèrent suivant trois processus créant trois effets différents :

- **Luminescence** : L'électron retourne dans l'état fondamental en émettant de la lumière, ce processus forme la composante rapide.
- **Trapping** : L'électron, dans ses étapes de désexcitation, peut revenir dans la bande de conduction en absorbant de l'énergie thermique, pour finalement revenir dans son état fondamental, ce qui prend du temps contrairement à la luminescence. Ce processus forme donc la composante lente.
- **Quenching** : L'électron dissipe son énergie sous forme thermique et n'émet donc pas de rayonnement.

1.4 Les observables caractéristiques d'un détecteur :

Généralement, on caractérise un détecteur, de point de vue de son pouvoir de recueillir des informations sur un événement, par son *efficacité* et sa *résolution*.

1.4.1 Efficacité :

Lorsque une particule entre en interaction avec le détecteur, il n'est pas toujours possible de la détecter, encore moins lorsque l'on veut détecter des particules émises par une source éloignée, c'est à dire prendre en compte la forme du détecteur et son emplacement par rapport à cette source et où des particules peuvent passer à côté ou ne pas atteindre le détecteur.

À ceci s'ajoute le fait que la détection d'une particule dépend aussi de sa nature, de son énergie et de la nature de la matière de détecteur. C'est à dire que le processus d'interaction avec la matière et la section efficace d'interaction d'un photon, d'un neutron ou d'une particule chargée par exemple sont différents.

Pour ces raisons on définit plusieurs efficacités pour rendre compte de ces différentes contraintes, ici nous allons en énumérer quatre.

L'efficacité intrinsèque :

L'efficacité intrinsèque est définie comme le rapport du nombre de particules détectées par le nombre de particules atteignant le détecteur.

$$\epsilon_{\text{int}} = \frac{N_{\text{détectées}}}{N_{\text{entrants}}} \quad (1.4)$$

Ce rapport caractérise donc l'efficacité d'un détecteur à émettre un signal lorsqu'une particule entre dans le détecteur.

Efficacité absolue :

L'efficacité absolue est le rapport entre le nombre de particules détectées et le nombre de particules émises par une source isotropique.

$$\epsilon_{\text{abs}} = \frac{N_{\text{détectées}}}{N_{\text{émises}}} \quad (1.5)$$

Elle prend donc en compte la géométrie du détecteur et l'efficacité intrinsèque, on peut ainsi la définir comme :

$$\epsilon_{\text{abs}} = \epsilon_{\text{int}} \epsilon_{\text{géo}} \quad (1.6)$$

où $\epsilon_{\text{géo}}$ est l'efficacité géométrique, qui dépend de la fraction de l'angle solide par lequel le détecteur voit la source.

L'efficacité de photopic (Photopeak) :

Suivant la même définition que l'efficacité absolue, ici on ne prend en compte que les particules correctement détectées (i.e totalement absorbées), c'est à dire le pic d'énergie recueilli correspond à l'énergie de la particule incidente.

$$\epsilon_{\text{pic}} = \frac{N_{\text{pic}}}{N_{\text{émises}}}$$

Le pic sur total (Peak on total) :

Ici on définit $\epsilon_{\text{p.o.t}}$ comme le rapport entre le nombre de particules correctement détectées et le nombre de particules détectées :

$$\epsilon_{\text{p.o.t}} = \frac{N_{\text{pic}}}{N_{\text{détectées}}} = \frac{\epsilon_{\text{pic}}}{\epsilon_{\text{abs}}} \quad (1.7)$$

1.4.2 Résolution :

La précision par laquelle est détectée l'énergie de la particule incidente est définie par la résolution. L'énergie détectée ne correspond pas toujours à l'énergie de la particule incidente, mais celle-ci suit la loi statistique d'une gaussienne lorsque l'on veut détecter un nombre important de particules ayant la même énergie.

La distribution en énergie de ces particules est donnée par :

$$f(E) = N_0 e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (1.8)$$

où :

- N_0 : La hauteur du pic.
- E_0 : L'énergie correspondant au maximum du pic.
- σ : une constante reliée à la largeur du pic.

Avec une statistique suivant cette loi, on peut définir la résolution d'un détecteur par :

$$R = \frac{\Delta E}{E} \quad (1.9)$$

Avec ΔE la largeur à mi-hauteur du pic.

1.5 Le cristal LaBr₃ :

Le LaBr₃ est un cristal qui possède un grand nombre atomique et une grande densité, et offre donc une très bonne efficacité de détection des rayons γ (voir 1.4.1). Il offre aussi la meilleure résolution en énergie grâce à son grand facteur de scintillation et la linéarité de en fonction de l'énergie des photons incidents.

L'un des isotopes de l'un de ces constituants, le ^{138}La , abondant à 0,09%, possède une période de demie vie de $5,025 \times 10^{10}$ années. Il est instable et donne alors une self-activité au cristal qui peut apparaître dans les spectres d'énergie. Le ^{138}La se désintègre dans 66,4% des cas par capture électronique en $^{138}\text{Ba}^*$. Ce dernier, retournant à son état fondamental, émet un photon de 1436 keV. Dans les 33,6% des cas qui restent il se désintègre, par émission β^- , en $^{138}\text{Ce}^*$ qui retrouve son état fondamental en émettant un photon de 786keV.

1.6 Temps de montée et temps de décroissance - ajustement des signaux :

1.6.1 Méthode 1 - ajustement des signaux un par un :

Les données, comme nous allons le voir, donnent l'enregistrement du signal en sortie du photomultiplicateur. Après relecture, nous allons entreprendre de les ajuster pour en sortir certaines caractéristiques, telles que les temps de montée et les temps de décroissance.

Afin d'ajuster le signal qui a la forme donnée par l'équation (1.2), nous avons utilisé cinq paramètres d'ajustement : le temps de montée (τ_m), le temps de décroissance (τ_d), le début du signal (t_0), l'amplitude du signal ($I_\gamma N$) et finalement une constante (I_0) pour prendre en compte les cas où le signal est décalé par rapport à l'axe des abscisses.

Ainsi, la fonction d'ajustement devient :

$$I(t) = \begin{cases} I_0 + I_\gamma N \exp\left(-\frac{(t-t_0)}{\tau_d}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{(t-t_0)}{\tau_m}\right)\right) & \text{si } t \geq t_0 \\ I_0 & \text{si } t < t_0 \end{cases} \quad (1.10)$$

On pourrait ajouter une contrainte à cette fonction, qui puisse aider l'algorithme d'ajustement, en intégrant (1.10). on obtient alors :

$$E = \int_0^\infty I(t) dt = I_\gamma N \left(\tau_d - \frac{\tau_m \tau_d}{\tau_m + \tau_d} \right) = I_\gamma N \left(\frac{\tau_d^2}{\tau_m + \tau_d} \right) \quad (1.11)$$

$$\Rightarrow N = \frac{K(\tau_m + \tau_d)}{\tau_d^2} \quad (1.12)$$

Où K est une constante dépendant du scintillateur ($K \propto n_{\text{ph}}/\text{keV}$), et donc constant au cours d'une expérience. On peut remarquer que E n'est rien d'autre que l'énergie transportée par la totalité des photons de scintillation, dans le sens où I_γ , comme on l'a dit auparavant, est l'énergie transportée par un photon, et plus précisément dans notre expérience, il représente l'énergie transportée par chaque électron recueilli à la sortie du photomultiplicateur.

1.6.2 Méthode 2 - ajustement de $I_{\text{max}} = f(E)$:

Une autre méthode est d'ajuster la distribution donnée par : $I_{\text{max}} = f(E)$. En effet, on peut calculer I_{max} qui est le maximum du signal (voir l'appendice A.1 pour plus de détail) :

$$I_{\text{max}}(E) = \left(\frac{\tau_m + \tau_d}{\tau_d^2} \right) \left(1 - \frac{\tau_m}{\tau_d + \tau_m} \right) \left(\frac{\tau_m}{\tau_m + \tau_d} \right)^{\frac{\tau_d}{\tau_m}} \times E \quad (1.13)$$

Ainsi, cette deuxième méthode permet d'obtenir τ_m et τ_d , mais ne donne pas d'information sur les signaux individuels. C'est à dire que l'étude des signaux en fonction de leur temps de montée et temps de décroissance ne peut être menée avec cette méthode.

Chapitre 2

L'expérience, récupération et vérification des données

2.1 L'expérience :

L'expérience qui a été faite cette année a déjà été réalisée en 2013, mais l'utilisation d'un préamplificateur n'a pas permis une étude approfondie des signaux.

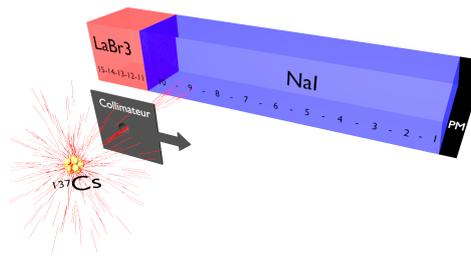


FIGURE 2.1 – Figures représentant l'expérience : elle consiste à faire un scan sur la profondeur du phoswich. En : rouge) LaBr₃, blue) NaI, noir) Photomultiplicateur.

En effet, en raison de la fréquence ($100MHz$) d'échantillonnage de la carte TNT2-D utilisée l'année dernière, le signal est échantillonné toutes les 10 ns, ce qui ne permet pas de mettre en évidence les temps de montée qui sont autour de 10 ns ni le temps de décroissance de LaBr₃ qui est de 16 ns. Si un préamplificateur est utilisé juste après le photomultiplicateur, celui-ci, déformant le signal, impose certaines caractéristiques, comme nous pouvons le constater sur la figure (2.2.a) où tous les signaux représentent le même temps de décroissance alors que dans la figure (2.2.b) on peut voir deux types de signaux bien distincts de par leur temps de décroissance.

L'expérience consiste à envoyer un rayon γ collimaté à différentes positions réparties sur la longueur du détecteur. La source des rayons est un échantillon de ^{137}Cs . Le tableau (2.1) liste les positions et leurs distances par rapport à la photocathode.

On peut s'attendre, vue les conditions de l'expérience, à ce que majoritairement la particule incidente soit détectée à la même position suivant l'axe z , et dans différents angles et distances dans le plan (xy) . Grâce à ce dispositif, on pourra étudier l'influence de la configuration phoswich en fonction de la profondeur à laquelle une particule a été détectée.

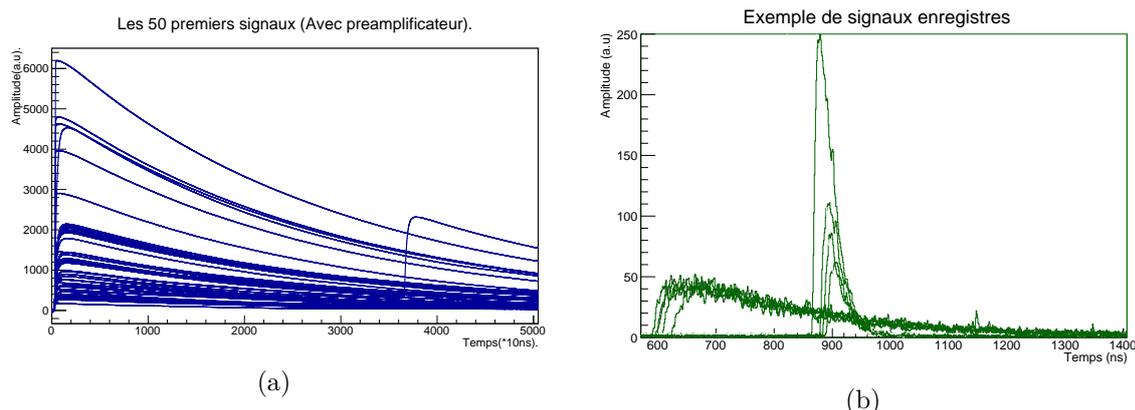


FIGURE 2.2 – Figures représentant les 50 premiers signaux extraits des données : a) De l'expérience menée l'année dernière où un préamplificateur a été utilisé. b) De l'expérience de cette année où le préamplificateur a été supprimé afin d'avoir les signaux moins déformés.

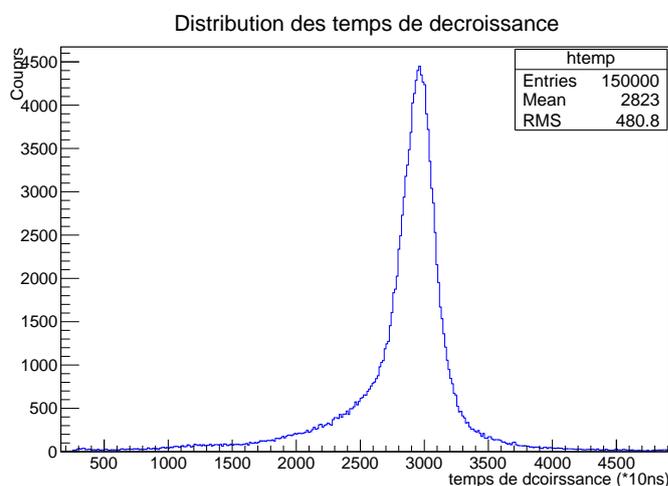
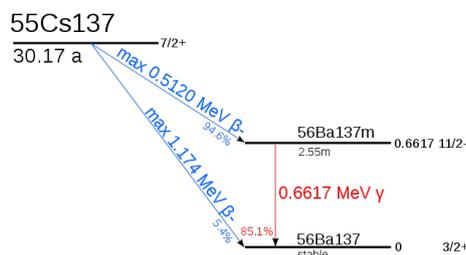


FIGURE 2.3 – Figure représentant la distribution des temps de décroissance des signaux collectés en 2013. La distribution présente un pic autour de 280 ns, qui caractérise le temps de décroissance du préamplificateur.

Le choix de ^{137}Cs comme source est lié au fait qu'il ne possède qu'un seul pic γ . En effet, le ^{137}Cs , par émission β^- , se désintègre en un état excité de $^{137}\text{Ba}^*$ avec une période de 30 années, qui se désexcite vers l'état fondamental en émettant un rayonnement γ de 661,7 keV avec une période de 2,55 min.



2.2 Récupération et vérification des données :

Les données se présentent sous forme de 15 fichiers contenant 10000 signaux chacun, et chaque fichier correspondant à une position définie à laquelle le ^{137}Cs est positionné. L'extraction de ces données, leur traitement et leur affichage se fait par l'intermédiaire du langage de programmation C++ et le logiciel ROOT [8] qui offre de grandes possibilités et rapidités de traitement.

Nous avons donc commencé par écrire un code nous permettant de récupérer ces données et

TABLE 2.1 – Liste des positions de la source des rayonnements.

Matériau	Référence	Distance (mm)
NaI	A	112
	B	117
	C	127
	D	147
	E	167
	F	187
	G	207
	H	227
	I	247
	J	257

Matériau	Référence	Distance (mm)
LaBr ₃	K	267
	L	277
	M	287
	N	297
	O	307

d'enregistrer chaque signal dans un histogramme, code que nous avons amélioré au cours du temps. Le programme est divisé en cinq classes C++, chacune héritant de la précédente et à laquelle nous ajoutons des informations spécifiques à une tâche que nous voulons effectuer. Notre choix pour cette méthode permet la réutilisation de notre programme par d'autres personnes, car il offre beaucoup de méthodes permettant de l'adapter à des cas spécifiques, lui permet d'effectuer tous les tests que nous avons faits pendant le stage, et lui facilite les modifications ou améliorations.

Après la récupération des données, nous avons fait des tests sur les signaux pour vérifier leurs stabilités.

2.2.1 Lignes de base :

Les signaux originaux sont inversés, nous les avons donc réinversés et ramenés leurs minimums à zero. Pour ce faire, nous avons calculé les lignes de base, c'est à dire le minimum en l'absence de signal. Nous avons moyenné sur 500 ns à partir de 0 ns, et avons dessiné la distribution de ces moyennes pour s'assurer que les lignes de base restent stables avec le temps. Nous avons donc obtenu la figure (2.4). On peut voir que la variation de la ligne de base est très faible devant les amplitudes des pulses. En effet, alors que les amplitudes des signaux varie de 30 u.a à 600 u.a, la distribution des lignes comporte une largeur à mi-hauteur de 0.01 u.a.

Distribution des lignes de base.

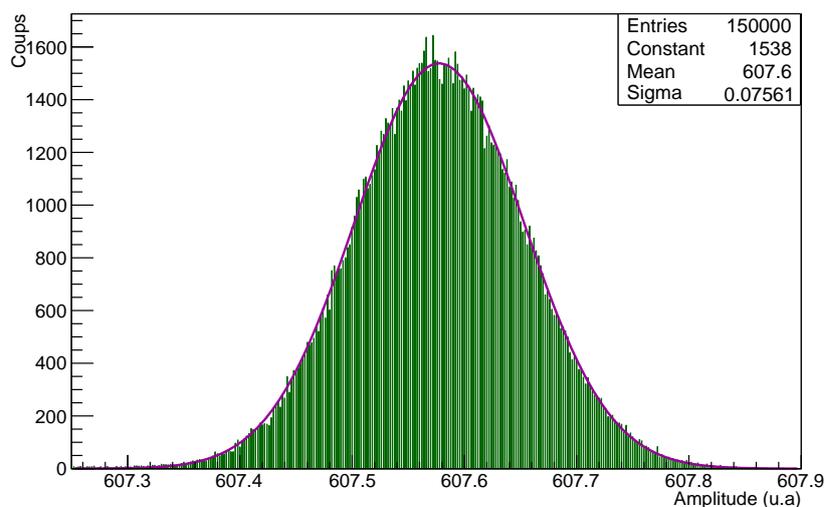


FIGURE 2.4 – La figure représente la distribution des lignes de base.

2.2.2 Position des débuts des signaux :

Généralement et notamment dans l'expérience qui nous concerne, l'enregistrement des signaux est conditionné principalement sur deux instruments, le trigger et la carte d'acquisition.

Le trigger est utilisé pour choisir les signaux à enregistrer. Dans notre cas, le signal en sortie du photomultiplicateur va vers la carte d'acquisition qui possède un buffer qui garde continuellement en mémoire temporaire ces signaux. Mais avant d'atteindre la carte d'acquisition, le signal est copié et envoyé vers un trigger. Ce dernier a pour fonction de vérifier si l'amplitude du signal dépasse un seuil que l'on définit. Si c'est le cas, le trigger envoie un signal à la carte d'acquisition qui va copier le contenu du buffer dans une mémoire permanente.

Ainsi, les débuts des signaux récupérés dans les données sont définis par les temps de réponse de la carte d'acquisition et du trigger ainsi que les temps qu'il faut pour que les différents signaux atteignent les différents instruments de traitement. Avoir un trigger qui possède un temps de réponse rapide est important dans notre cas pour éviter de couper les signaux dont nous étudions précisément la forme.

Nous avons donc récupéré les débuts des signaux de nos données et obtenu leur distribution. On peut voir sur les figures (2.5.a) et (2.5.b) que les distributions sont larges et que le trigger, vis-à-vis de son temps de réponse, est un peu fluctuant.

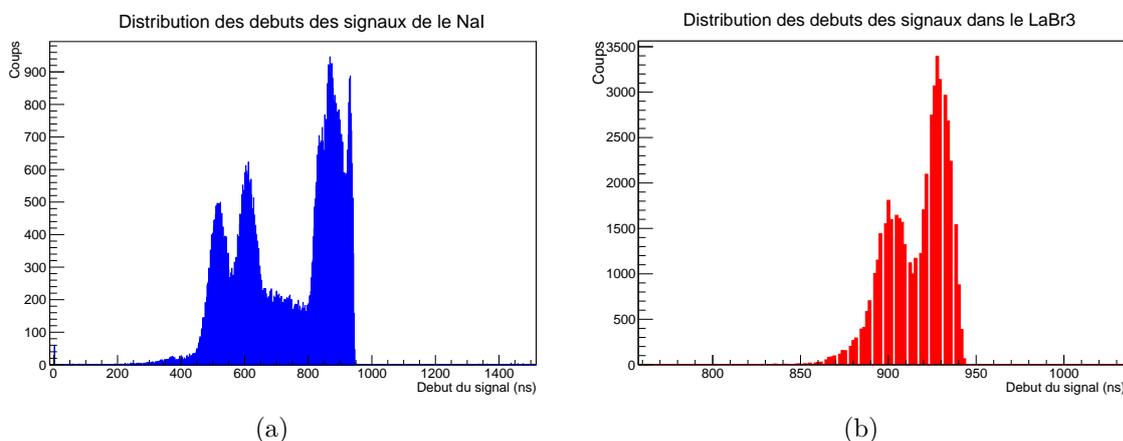


FIGURE 2.5 – Figures représentant la distributions des positions des débuts des signaux : a) Dans le NaI. b) Dans le LaBr₃.

Cependant, dans notre cas, ce n'est pas la stabilité de la position des pulses sur la fenêtre qui nous importe du moment où ces pulses sont pris dans leur totalité et que nous possédons des algorithmes qui permettent de retrouver cette position.

2.2.3 Spectre d'énergie :

Après ces vérifications, nous avons dessiné le spectre d'énergie pour s'assurer que les signaux sont causés par la détection d'une particule. En effet, alors que la source est collimatée et la probabilité que ses émissions atteignent le détecteur est très faible, il arrive que le détecteur génère des signaux dûs au bruit, généralement lorsque le seuil du trigger est trop bas. On peut observer sur les figures (2.6.a) et (2.6.b) les erreurs que peuvent engendrer ce genre de signaux.

Sur la figure (2.6.a) nous avons représenté un spectre d'énergie reconstitué à partir des premières données de l'expérience, et on peut remarquer que celui-ci ne correspond pas à un spectre du ^{137}Cs car on observe deux pics de très basse énergie alors que le ^{137}Cs possède une seule raie de désintégration. Il ne correspond pas non plus à un spectre d'énergie en raison de l'absence du fond Compton. L'expérience a donc été refaite est nous avons reçu les nouvelles données avec lesquelles nous avons obtenu le spectre de la figure (2.6.b), qui correspond bien au spectre d'émission γ d'une source de ^{137}Cs .

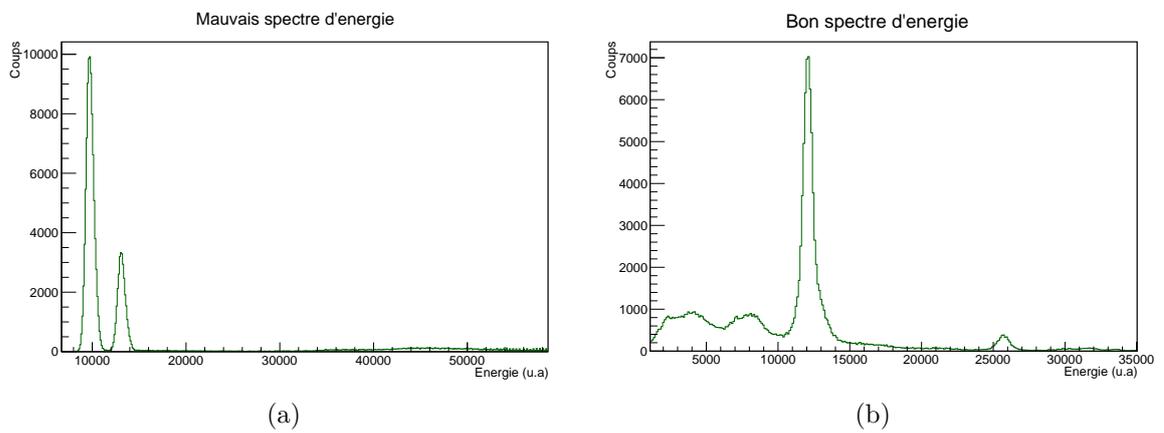


FIGURE 2.6 – Figures représentant deux spectres d'énergie : à gauche un spectre d'énergie reconstitué à partir de signaux triggant sur du bruit, et à droite sur des signaux causés par de vrais évènements dus à la détection de particules.

Chapitre 3

Traitement des données et résultats

3.1 Spectre d'énergie :

L'amplitude des signaux est proportionnelle à l'intensité de courant créés par les électrons arrachés à la photocathode, le nombre de ces électrons étant proportionnel au nombre de photons de scintillation, il l'est donc à l'énergie déposée par le photon incident. On a pour l'intensité de courant en fonction de la charge électrique :

$$i(t) = \frac{dQ(t)}{dt} \quad (3.1)$$

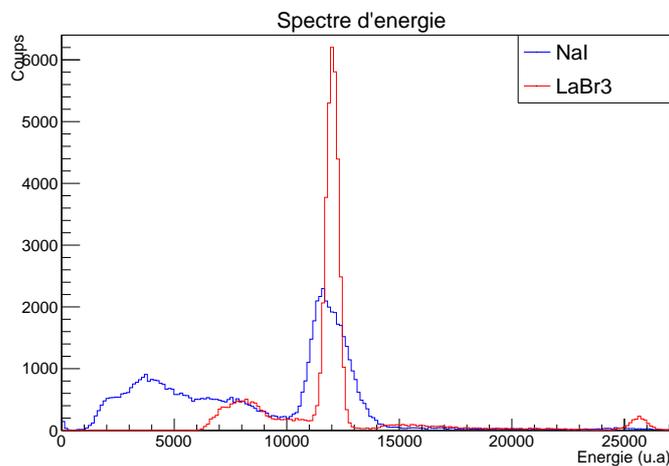


FIGURE 3.1 – Le spectre d'énergie obtenu en intégrant les signaux.

En intégrant donc le signal, on peut retrouver la charge collectée. Et répétant cette opération sur tous les signaux, on peut reconstituer le spectre γ du faisceau incident. Le spectre qu'on obtient est représenté sur la figure (3.1). On peut observer le pic photoélectrique du ^{137}Cs vers le canal 12000, ainsi que la partie correspondant à l'effet Compton, on observe aussi un pic autour du canal 25000 qui correspond au pile-up, c'est à dire aux processus dans lesquels deux photons ont été détectés au même moment. Aussi, on peut tirer de cette figure les premières caractéristiques du phoswich, qui sont la grande résolution et la meilleure efficacité du LaBr_3 par rapport au NaI .

3.1.1 Variation de la position du photopic en fonction de la profondeur :

Comme nous l'avons dit précédemment, l'énergie transportée par un signal est proportionnelle aux nombre de photoélectrons arrachés à la photocathode. Ces mêmes photoélectrons sont proportionnels au nombre de photons de scintillation créés par la détection d'une particule. Et finalement, ce nombre de photons de scintillation est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. Il peut néanmoins varier en fonction de la profondeur.

En effet, si les impuretés sont distribuées non-uniformément dans les cristaux, ceux-ci vont émettre un nombre de photons de scintillation qui varient en fonction de la profondeur. Un autre effet pouvant causer une variation de ce nombre serait la collection du signal, c'est-à-dire que les photons de scintillation subissent des effets différents, en fonction de la profondeur, lors de leur déplacement dans les cristaux pour atteindre le photomultiplicateur. Ces deux suppositions pourraient expliquer la variation du nombre de photons de scintillation pour la même énergie, et donc la variation de la position des pics en fonction de la profondeur qu'on observe sur la figure (3.2.a).

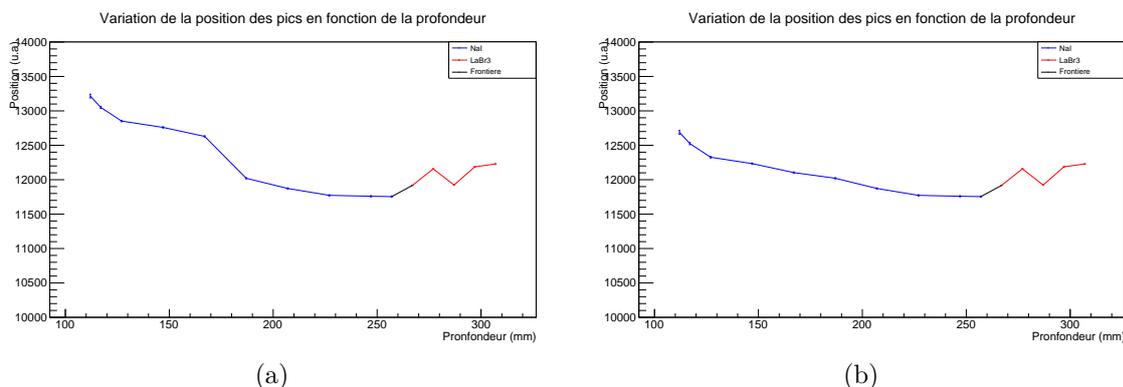


FIGURE 3.2 – Figures représentant la variation de la position des photopics : a) Où on peut remarquer une variation brutale autour de 170 mm due à une modification des paramètres d'acquisition pendant l'expérience. b) Après correction, sur les données, de l'erreur de manipulation.

Sur cette figure, on observe une variation brutale à 252 mm qui est la frontière entre les deux cristaux. À droite de cette frontière, la valeur de la position du pic est importante en raison du grand nombre de photons de scintillation générés par le LaBr₃. La tendance globale de cette courbe est une diminution de la valeur de la position du pic lorsqu'on s'éloigne du photomultiplicateur.

On peut observer aussi une autre chute de la valeur de la position des pics à la sixième position (autour de 170 mm), ceci est certainement dû à une modification des paramètres d'acquisition pendant l'expérience. En effet, le seuil du trigger a été modifié au sixième scan, ce qui ne devrait pas avoir d'effet sur le spectre d'énergie mis à part le fait que désormais des événements correspondant à des énergies plus petites sont enregistrés alors que, auparavant, ils étaient ignorés, et donc le spectre d'énergie inclura des énergies plus basses. Cependant, nous supposons que la haute tension du photomultiplicateur a été changée par mégarde en modifiant le seuil du trigger, ce qui a eu pour effet la baisse des amplitudes des signaux et donc, pour la même énergie initiale, les intégrales des signaux sont plus petites après le cinquième scan qu'avant celui-ci, et donc le spectre d'énergie est décalé à gauche pour les scans effectués après cette position. Il est à noter qu'une tendance lisse a déjà été observée par plusieurs équipes : sur la figure (3.2), nous avons donc apporté une correction à la figure en déduisant, à partir des points six et sept, la valeur qu'aurait eu le cinquième point s'il n'y avait pas eu cette modification de tension. Ainsi, l'écart entre les valeurs de la cinquième position avant et après la correction a été déduit aux autres points de un à cinq.

On observe finalement sur ce graphe corrigé que malgré le fait que, pour la même énergie, le NaI produit près de la moitié seulement de photons de scintillation que le LaBr₃, lorsque la particule incidente est détectée près de la photocathode, le nombre de photons de scintillation collectés est plus grand que le nombre de photons de scintillation collecté lorsque la particule est détectée dans le LaBr₃. Cet effet témoigne de l'importance du nombre de photons de scintillation absorbés, à cause de la couche réfléchissante ou des cristaux eux mêmes, car lorsque on est proche du photomultiplicateur, ces photons sont créés avec un angle solide assez important pour qu'une grande partie de ces photons

atteignent la photocathode sans presque faire de réflexion.

3.1.2 Variation de l'intégrale du photopic en fonction de la profondeur :

En intégrant les pics correspondant au 662 keV du ^{137}Cs , on obtient la figure (3.3). Intégrer les pics revient à compter le nombre de photons incidents ayant été détectés avec la bonne énergie sur les 10000 au total. Donc cette intégrale est proportionnelle à l'efficacité photopic du phoswich. De même, grâce à cette étude, on peut obtenir l'évolution du pic sur total du phoswich pour une énergie incidente de 662 keV.

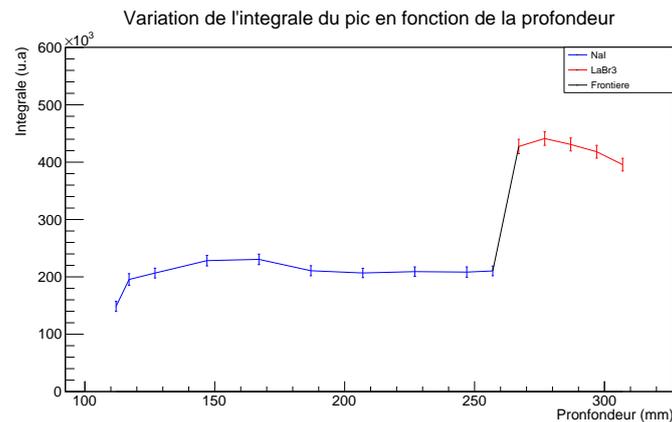


FIGURE 3.3 – Figure représentant la variation de l'intégrale des photopics en fonction de la profondeur.

Sur la figure (3.3), on peut remarquer que l'efficacité du phoswich est meilleure du côté du LaBr₃. Cependant, en prenant les deux cristaux séparément, l'efficacité est meilleure au centre de chaque cristal. En effet, la probabilité qu'une particule soit diffusée dans le détecteur et arrive à s'échapper est plus grande aux bords des cristaux qu'à leur centre, ce qui explique cette tendance.

3.1.3 Variation de la résolution en fonction de la profondeur :

Comme nous l'avons dit précédemment, la largeur des pics est proportionnelle à la résolution d'un détecteur. En effet, plus cette largeur est fine et mieux sont séparés deux évènements d'énergie proches. Donc plus la largeur est petite et plus la résolution est meilleure.

En calculant la résolution du phoswich pour les différentes positions de la source, nous avons obtenus la figure (3.4). On observe que la résolution est meilleure dans le LaBr₃, où elle est en moyenne de 4.2%, ce qui montre que la configuration phoswich détériore la résolution de ce cristal (rappelons que la résolution du LaBr₃ seul est de l'ordre de 3% à 662 keV).

Dans le NaI, on voit que lorsqu'on est proche du photomultiplicateur, la résolution du phoswich est très mauvaise mais elle s'améliore très rapidement, pour atteindre une moyenne de 9%, et restera stable jusqu'au début du LaBr₃. Ici aussi, on voit une détérioration de la résolution à cause de la configuration phoswich (La résolution du NaI seul est de l'ordre de 7 – 8% à 662 keV).

Cependant, pour la fabrication du détecteur PARIS, où ces phoswichs seront utilisés pour une détection frontale des rayons γ , la majeure partie de ces photons vont être détectés dans le LaBr₃. On peut donc conclure que PARIS possèdera une bonne résolution et une très grande efficacité.

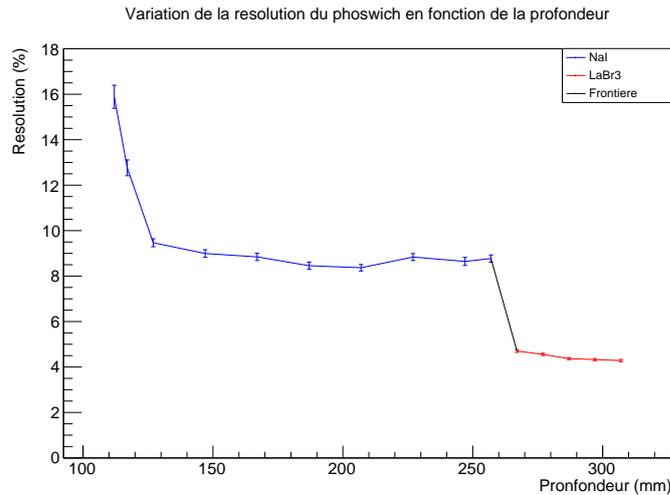


FIGURE 3.4 – Figure représentant la variation de la résolution du phoswich en fonction de la profondeur.

3.2 Caractéristiques temporelles de la configurations phoswich :

La configuration phoswich, comme nous l'avons vu, détériore les caractéristiques des cristaux LaBr_3 et NaI . En effet, celle-ci diminue la résolution du détecteur, et étudier ces changements peut s'avérer crucial dans une expérience. Notamment séparer les évènements détectés par l'un ou l'autre des deux cristaux apporte de meilleures informations sur la particule incidente.

Ici nous allons voir comment, à cause du collage optique des deux cristaux, la reconstitution des évènements impose la prise en compte de certains paramètres, comme la profondeur à laquelle la particule incidente a déposé son énergie.

3.2.1 Détermination des temps de montée et des temps de décroissance :

Les temps de décroissance :

Comme on peut l'observer sur la figure (2.2.a), les signaux sont représentés par deux types de décroissance, une rapide et une longue. Nous avons utilisé la fonction fit de ROOT, pour ajuster les signaux avec la fonction (1.10). Nous avons récupéré les temps de décroissance τ_d et avons dessiné leur distribution pour les quinze positions de la source de ^{137}Cs .

On voit donc sur la figure (1.10) les deux pics correspondant aux deux temps de décroissance du LaBr_3 (19 ns) et du NaI (230 ns). Ceux-ci présentent une différence par rapport aux temps de décroissance de NaI et LaBr_3 donnée dans le chapitre 1, et cela peut provenir de l'effet de la couche réfléchissante déposée sur la surface du détecteur, car les photons de scintillation produits doivent généralement effectuer plusieurs réflexions sur les parois des détecteurs avant d'arriver au photomultiplicateur, ce qui peut étendre leur dispersion. Il y a aussi l'effet du photomultiplicateur qui, à cause de sa fonction de réponse, pourrait introduire une élongation des temps caractéristiques des photons de scintillation.

Les temps de montée :

De la même manière, nous avons déterminé les temps de montée. En revanche, nous avons rencontré des difficultés en raison de la faible valeur de τ_m qui rend l'ajustement très sensible aux fluctuations du signal.

On observe sur la figure (3.6) les deux distributions correspondant au temps de montée du LaBr_3 (17 ns) et NaI (24 ns). On remarque aussi que les distributions sont plus dispersées que celles des temps de décroissance, ce qui témoigne de la sensibilité à leur appliquer l'ajustement.

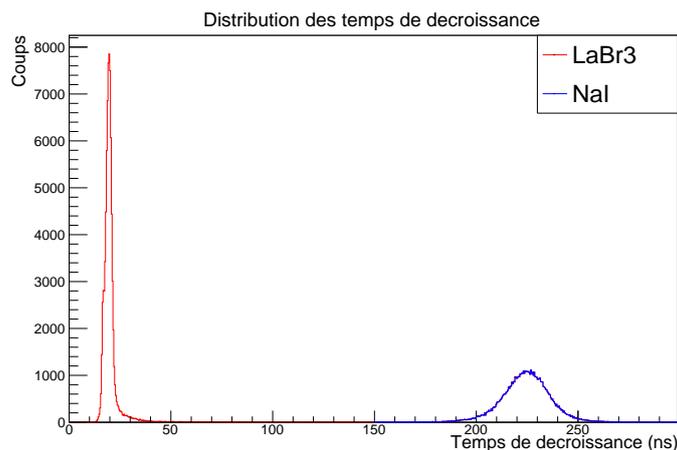


FIGURE 3.5 – La distribution des temps de décroissance. On peut voir les deux pics représentant les temps de décroissance du NaI à 230 ns et du LaBr₃ à 19 ns

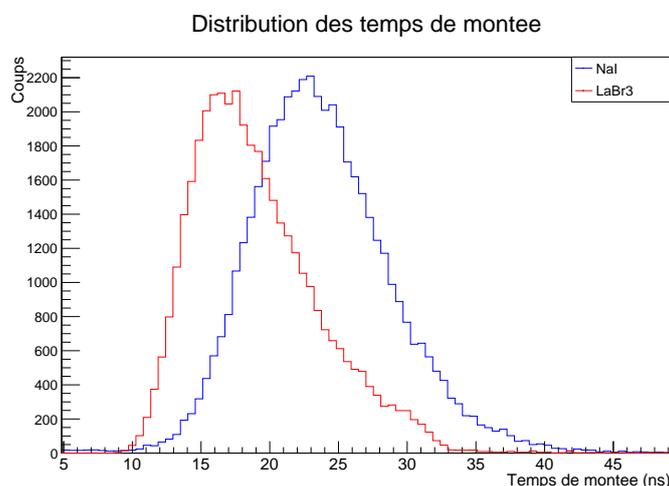


FIGURE 3.6 – La distribution des temps de montée. On peut voir les deux pics représentant les temps de montée du NaI à 24 ns et du LaBr₃ à 17 ns

3.2.2 Confirmation des valeurs de τ_m et τ_d :

Afin de vérifier la validité des valeurs des temps de montée et des temps de décroissance obtenus avec l'ajustement, on peut utiliser la deuxième méthode exposée dans le chapitre 1 (voir section 1.6).

Le résultat de cette méthode exposé dans la figure (3.7), où nous avons représenté la corrélation entre l'énergie et la maximum du signal. On remarque alors deux lignes droites bien distinctes. Chacune de ces droites correspond à I_{\max} dans (1.13). En dessinant par dessus I_{\max} en donnant à τ_m et τ_d les valeurs données par les ajustements, la fonction (1.13) se superpose avec la distribution $I_{\max} = f(E)$.

3.2.3 Variation des temps de décroissance et de montée en fonction de la profondeur :

A l'issue de la même étude sur des signaux de simulation[3] (sous GEANT4^[1]) effectuée l'année dernière, il a été conclu que les temps de montée semblaient varier en fonction de la profondeur. Ce résultat est d'une grande importance s'il est vérifié sur les données expérimentales.

En effet, si les temps de montée varient en fonction de la profondeur, ceci permettrait de localiser

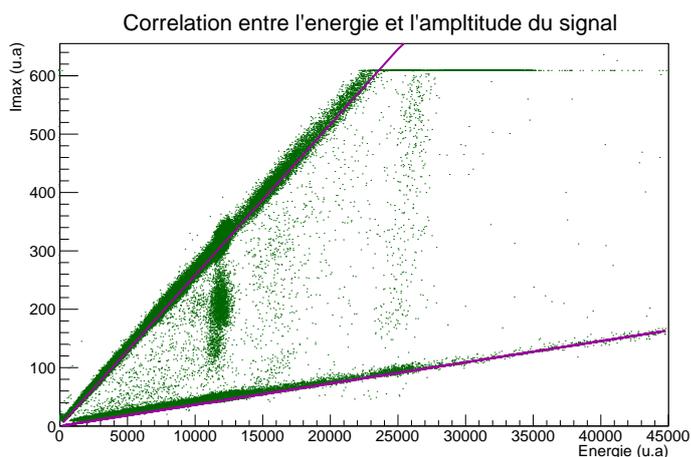


FIGURE 3.7 – Figure représentant la corrélation entre l'énergie et I_{\max} . La fonction $I_{\max}(E, \tau_m, \tau_d)$ est aussi dessinée avec $\tau_m = 17$ ns et $\tau_d = 19$ ns pour la première droite et $\tau_m = 24$ ns et $\tau_d = 230$ ns pour la deuxième.

l'endroit dans le scintillateur où a eu la détection, ce qui ajoutera une information spatiale sur la détection d'un grand intérêt pour l'analyse de données.

Variation des temps de décroissance

Nous avons représenté sur la figure (3.8) la distribution des temps de décroissance pour chaque position de la source. On peut observer sur cette figure que les temps de décroissance ne varient pas en fonction de la profondeur.

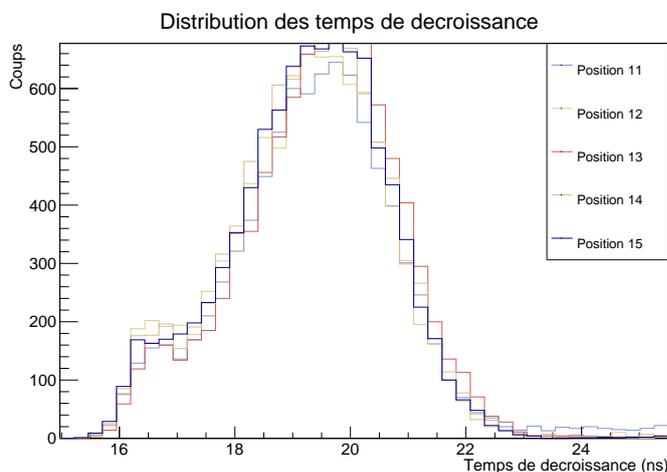


FIGURE 3.8 – Figure représentant les distributions des temps de décroissance en fonction de la profondeur : chaque couleur correspondant à une position de la source de ^{137}Cs .

Sur cette figure, nous avons représenté uniquement les temps de décroissance dans le LaBr_3 , car ceux-ci ayant des valeurs relativement petites comparées à celle du NaI , si les temps de décroissance varient alors cette variation serait plus marquante dans le LaBr_3 .

Le résultat de cette étude est déjà connu. En effet, la composante décroissante des signaux étant longue, il est possible de l'ajuster avec une exponentielle et d'obtenir une très bonne approximation des temps de montée. En revanche, la composante montante est très courte, l'algorithme d'ajustement que nous avons appliqué nous a permis d'obtenir des résultats nouveaux malgré une sensibilité aux

fluctuations des signaux.

Variation des temps de montée

La figure (3.9) représente les distributions des temps de montée en fonction de la profondeur. On peut remarquer que les temps de montée ne varient pas en fonction de la profondeur.

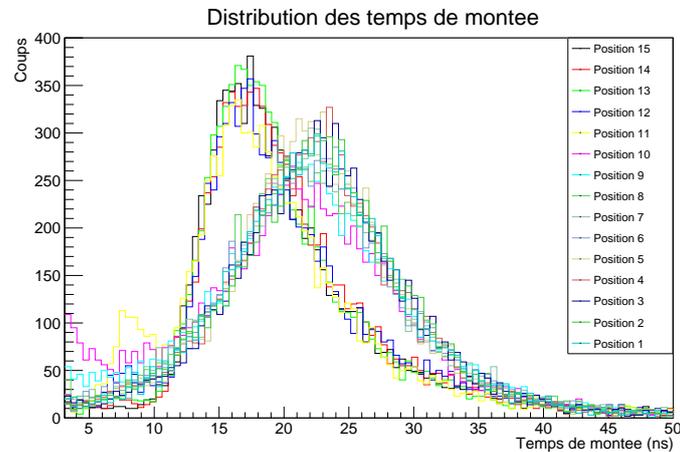


FIGURE 3.9 – Figure représentant les distribution des temps de montée en fonction de la profondeur : chaque couleur correspondant à une position de la source de ^{137}Cs .

Des simulations ont montré que les temps de montés semblaient varier en fonction de la profondeur, le résultat que nous avons obtenu va permettre de contraindre les paramètres utilisés dans ces simulation.

3.3 Étude de la variation de I_{max}/E :

D'après l'équation (1.13) si τ_m et τ_d sont constants alors $I_{max} \propto E$. En étudiant la variation de I_{max}/E et s'il est invariant en fonction de la profondeur alors l'invariance de τ_m et τ_d est vérifiée.

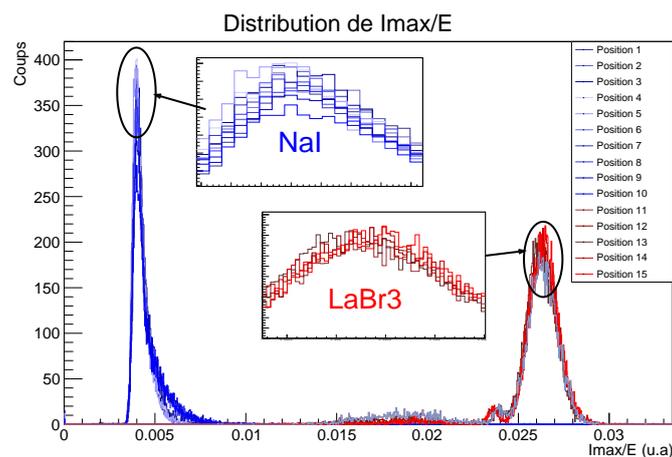


FIGURE 3.10 – Figure représentant les distribution des I_{max}/E en fonction de la profondeur : chaque couleur correspondant à une position de la source de ^{137}Cs .

Dans la figure (3.10) nous avons représenté la distribution de I_{max}/E en fonction de la profondeur, et on peut remarquer qu'il reste invariant.

Sur cette figure, on distingue un pic à 0.004 et à un autre à 0.025 qui correspondent respectivement aux I_{\max}/E du NaI et LaBr₃. Cette étude nous a donc permis, en plus de vérifier l'invariance des temps de montée et des temps de décroissance, d'initier une piste pour une nouvelle méthode permettant de séparer les signaux correspondant à chaque scintillateur.

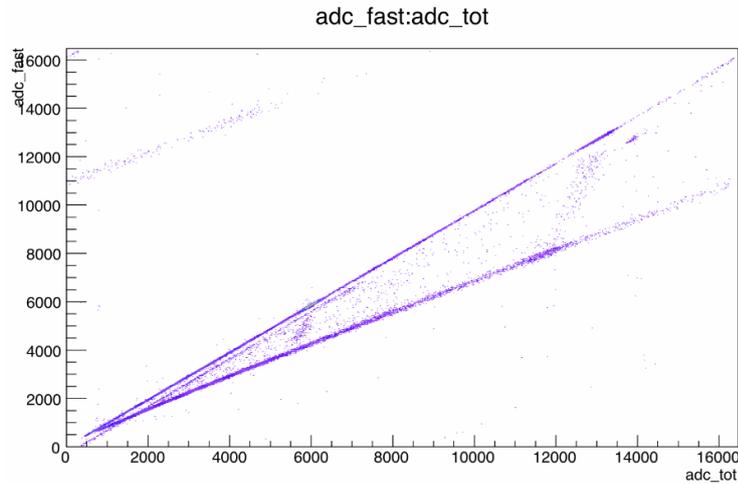


FIGURE 3.11 – Figure représentant la corrélation entre adc_{tot} et adc_{fast} : On peut distinguer, comme pour la figure (3.7), deux lignes droites correspondant aux différents cristaux.

Actuellement, la méthode utilisée consiste à intégrer la totalité du signal pour obtenir l'énergie notée adc_{tot} , puis d'intégrer le signal sur un temps court pour obtenir adc_{fast} . Grâce à cette méthode, on arrive à obtenir la figure (3.11) qui représente la corrélation entre adc_{tot} et adc_{fast} et sur laquelle il ne reste qu'à sélectionner pendant l'expérience l'une des deux droites correspondant aux signaux qui nous intéressent pour ne prendre en compte que ceux-ci. Cependant, cette méthode est compliquée à mettre en place, car la sélection sur des graphes en deux dimensions s'effectue par des contours établis à la main.

En revanche, pendant l'expérience, il suffirait par exemple de sélectionner les signaux dont I_{\max}/E est autour de 0.025 pour pouvoir identifier les signaux provenant du LaBr₃. Ce qui pourrait se faire par une simple coupure.

Chapitre 4

Les simulations

4.1 Quelques notions sur les simulations sous GEANT4 :

GEANT4 est un simulateur de passage de particules dans la matière. Il possède des outils permettant de définir tous les paramètres utiles à la simulation. La mise en place d'une simulation sous GEANT4 repose sur trois définitions principales :

La géométrie : il faut définir la configuration du détecteur, sa géométrie, les matériaux de sa fabrication et ses zones sensibles aux interactions.

La physique : il faut définir les particules utilisées ainsi que tous les processus physiques pris en compte dans la simulation.

Les actions : il faut définir les actions prises en compte pendant la simulation, c'est à dire les événements à suivre et les actions à effectuer.

Après avoir défini tous les paramètres utiles, il suffit de lancer GEANT4 en précisant le nombre de particules incidentes, et GEANT4 s'occupe, grâce à de multiples algorithmes de génération de nombres aléatoires, de simuler un très grand nombre des différents processus et événements pouvant avoir lieu dans le détecteur.

4.2 Définition des paramètres de simulation utilisés :

Les simulations que nous avons effectuées sont basées sur le modèle de l'expérience décrite dans le chapitre 2. Elles consistent à faire un scan sur la profondeur d'un phoswich. En revanche, en raison du petit nombre de photons de scintillation collectés à la photocathode et pour contrôler le point d'émission, nous avons opté pour une source monoénergétique de 30 keV positionnée sur l'axe central du phoswich. Ainsi, lorsque le photon incident est créé, il sera absorbé rapidement en raison de sa faible énergie.

Pour obtenir un signal intense à la photocathode, nous avons défini le NaI avec un nombre de photons de scintillation émis de 38000 ph/30keV et de 63000 ph/30keV pour le LaBr₃. Les positions de scan et leurs distances par rapport à la photocathode sont résumées dans le tableau (4.1).

TABLE 4.1 – Liste des positions de la source des rayonnements dans les simulations.

Matériau	Référence	Distance (mm)
LaBr ₃	A	198,2
	B	177,8
	C	157,4
NaI	D	147,4
	E	111,8
	F	76,2
	G	40,6
	H	50

4.2.1 La géométrie du détecteur :

Le détecteur est composé de deux cristaux scintillants, leurs paramètres principaux sont donnés dans le tableau (4.2). Il possède des caractéristiques aussi proche que possible du phoswich réel. En revanche, les matériaux utilisés pour la couche réfléchissante étant confidentiel, la société qui fabrique les cristaux n'a pas voulu donner des informations sur leurs indices de réflexions.

TABLE 4.2 – Liste des paramètres principaux du détecteur.

Paramètre	LaBr ₃	NaI
Dimension [cm ³]	5,08 × 5,08 × 5,08	5,08 × 5,08 × 15,24
Position (x,y,z) [cm, cm, cm]	(0,0,0)	(0,0,25.8)
Indice de réflexion aux surfaces	0.97	0.97
Type de réflexion surfacique	Lambertienne	Lambertienne
Temps de montée [ns]	17	24
Temps de décroissance [ns]	19	230 et 1000
Photon de scintillation (ph/30keV)	63000	38000

La photocathode du photomultiplicateur quant à elle est en aluminium est positionnée juste après le NaI et elle sert uniquement à capter les photons optiques (absorption totale).

4.2.2 La physique du détecteur :

La physique du détecteur est défini de sorte à prendre en compte les trois processus d'interaction décrits dans le chapitre 1. PARIS, qui a mis en place la définition de cette physique, l'a définie de sorte à prendre en compte la majorité des évènements pouvant avoir lieu dans le phoswich LaBr₃/NaI.

4.2.3 Les actions de la simulation :

Les particules incidentes sont des photons d'énergie égale à 30 keV. Pour les évènements, création et dépôt d'énergie, **GEANT4** enregistre entre autres les informations suivantes pour les photons incidents et les photons de scintillation :

- **TL** : le temps local, c'est-à-dire repéré par rapport au moment de la création de la particule.
- **TA** : le temps absolu, c'est-à-dire repéré par rapport au moment de création des particules incidentes.
- **fE** : l'énergie.
- **ID** : l'endroit où a eu lieu l'évènement : 0 pour l'extérieur du détecteur, 1, 2 et 3 respectivement à l'intérieur du cristal LaBr₃, du cristal NaI et de la photocathode.
- **fK** : le nombre de dépôts d'énergie.
- **fX, fY, fZ** : les positions où ont eu lieu toutes les interactions.

Sont listés ici que les paramètres utiles à notre étude, sinon **GEANT4** enregistre les différentes positions, le nombre d'interactions, ...

4.3 Etudes de l'aspect temporelle des signaux de simulation :

4.3.1 Études des signaux à leurs créations :

Avec des rayonnements γ incidents monoénergétiques (30 keV), nous pouvons construire les signaux à la photocathode. Pour ce faire, on procède de la manière suivante :

1. Nous faisons une boucle sur tous les photons incidents.
2. Pour chaque photon incident, nous faisons une boucle sur tous les photons de scintillation créés par chaque dépôt d'énergie.
3. Pour chaque photon de scintillation, on remplit un histogramme avec son **TA** si les conditions suivantes sont vérifiées :
 - Il est créé dans le cristal où se trouve la source.
 - Il a déposé toute son énergie dans la photocathode.

Quelques signaux ainsi reconstitués sont présentés sur la figure (4.1).

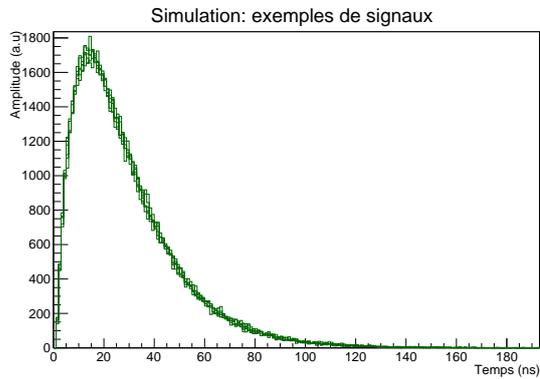


FIGURE 4.1 – Figure représentant quelques exemples de signaux générés par GEANT4 et reconstitués à partir des photons de scintillation à leurs créations.

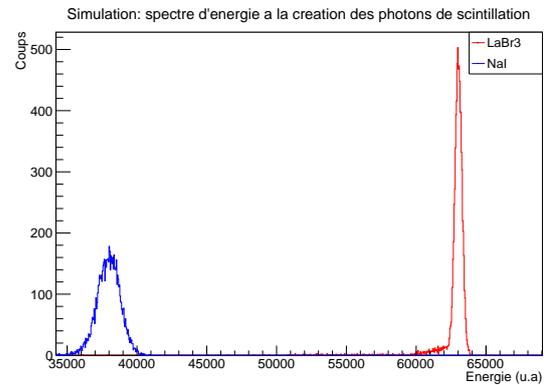


FIGURE 4.2 – Figure représentant le spectre d'énergie reconstitué à partir des photons de scintillation à leurs créations.

Nous avons représenté sur la figure (4.2) le spectre d'énergie reconstitué à partir des signaux générés par les photons de scintillation à leurs créations et ayant atteint le photomultiplicateur. On retrouve ici les différences des rendements lumineux de scintillation (voir tableau (4.2)) injectés, à savoir 38000 pour le NaI et 65000 pour le LaBr₃. On peut aussi voir que GEANT4 introduit une fluctuation autour de ces nombres moyens.

GEANT4, à la détection du photon incident, génère la lumière de scintillation suivant une distribution temporelle bien définie, en l'occurrence la fonction (1.2). En récupérant donc ces signaux à la création, nous pouvons vérifier si l'algorithme d'ajustement utilisé sur les données expérimentales fonctionne bien. Nous avons donc ajusté les signaux et nous avons obtenu les figures (4.3) et (4.4) qui représentent respectivement la distribution des temps de montée et des temps de décroissance pour une position dans le NaI et une autre dans le LaBr₃.

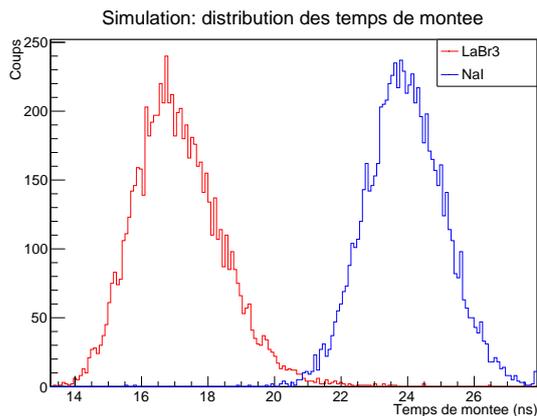


FIGURE 4.3 – Figure représentant la distribution des temps de montée, on observe deux pics à 17 ns et 24 ns.

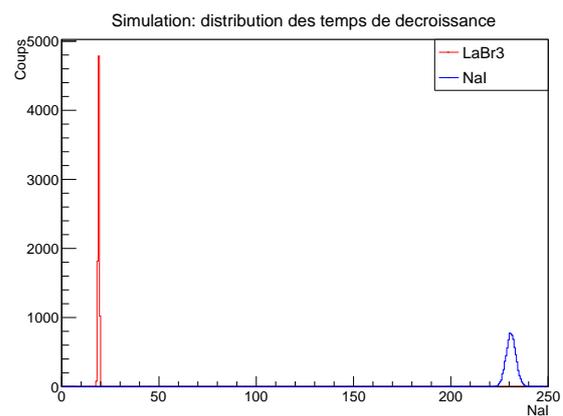


FIGURE 4.4 – Figure représentant la distribution des temps de décroissance, on observe deux pics à 19 ns et 230 ns.

On remarque facilement que l'algorithme d'ajustement permet de retrouver les bonnes valeurs des temps de montée et temps de décroissance définies au départ (cf : tableau (4.2)).

4.3.2 Études des signaux à la photocathode :

Pour récupérer les signaux à leur point de collection, c'est à dire à la photocathode, on procède de la même manière que pour récupérer les signaux à leur création en remplissant des histogrammes avec, cette fois-ci, les **TA** correspondant aux photons optiques absorbés à la photocathode, et toujours avec la condition que ce dépôt d'énergie aie été dans la photocathode.

Lorsqu'on tente d'ajuster ces signaux, on obtient les bonnes valeurs des temps de décroissance. En revanche, nous n'arrivons pas à ajuster facilement les temps de montée. En observant de plus prêt les signaux, nous nous sommes aperçus que les signaux présentent une différence par rapport aux signaux à la création des photons de scintillation, c'est-à-dire qu'ils n'obéissent plus a priori à la même fonction de répartition.

Comme précisé auparavant, la création de la lumière de scintillation est isotropique, c'est à dire que les photons sont créés avec des vecteurs vitesses qui se répartissent uniformément dans toutes les directions. On s'attend alors à ce que les photons de scintillation émis dans la direction de la photocathode et avec un angle solide la recouvrant arriveront plus tôt à celle-ci, contrairement à ceux qui sont émis dans les autres directions. Le signal serait aussi constitué de deux voir une suite de plusieurs signaux de faibles amplitudes et obéissant à la fonction de distribution temporelle (1.2) qui se superposent avec un déphasage.

Ceci se traduit par un signal total, résultat de la superposition de toutes les fonctions déphasées, qui ne possède pas les mêmes temps de montée que le signal initial, voire ne suit plus la même loi de distribution.

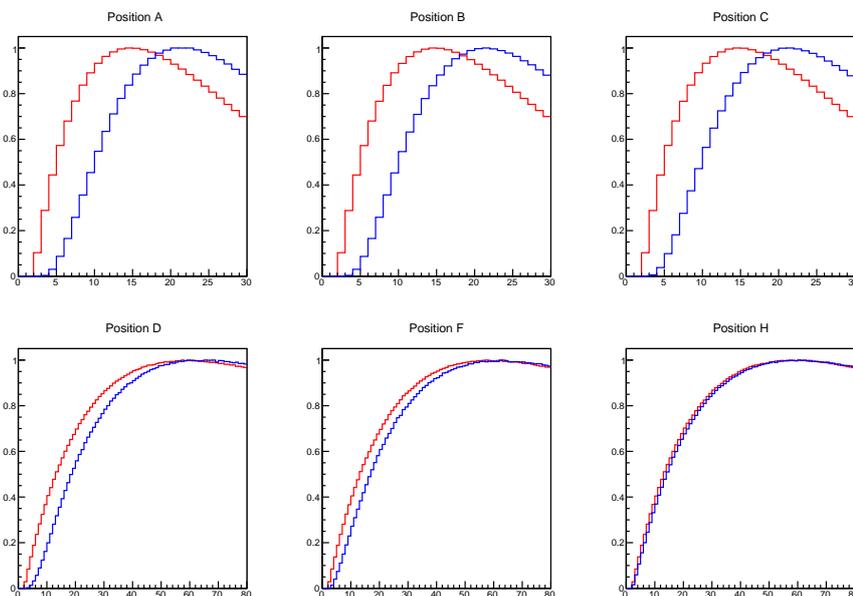


FIGURE 4.5 – Figure représentant les signaux moyens de simulations pour différentes positions de la source : rouge) À la création des photons de scintillation. bleu) À leurs dépôt d'énergie dans la photocathode.

On peut observer ces phénomènes sur les graphes de la figure (4.5) qui représentent, pour différentes positions de la source, en rouge la moyenne des signaux à la création des photons de scintillation et en bleu à leur collection dans la photocathode. On remarque que non seulement les deux signaux sont décalés mais aussi que leurs allures sont différentes au début du signal.

4.4 Etudes de l'aspect énergétique des signaux de simulation :

Nous avons voulu vérifier certains résultats que nous avons obtenus pour les données expérimentales concernant la dépendance en fonction de la profondeur de l'énergie collectée.

Toutes les études sur l'aspect énergétique seront menées bien évidemment sur les signaux à leurs points de collection. En revanche, l'utilisation d'une source de très faible énergie et son placement sur l'axe du phoswich ne nous a pas permis de mener, dans cette partie, des études identiques aux signaux réels : la diffusion Compton est en effet exclue.

4.4.1 Variation des positions des pics d'énergie :

La position des pics étant proportionnelle au nombre de photons de scintillation qui atteignent la photocathode, nous avons alors étudié la variation de ce nombre en fonction de la profondeur.

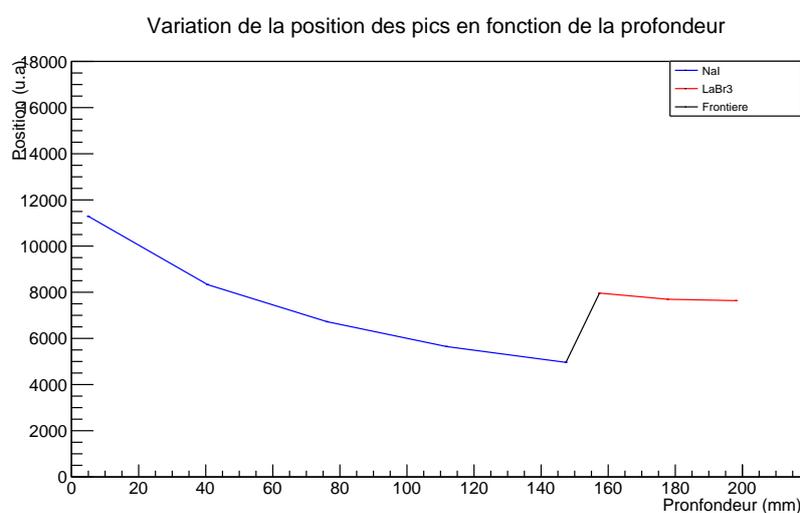


FIGURE 4.6 – Figure représentant la variation de la position du pic d'énergie en fonction de la profondeur dans les simulations.

La figure (4.6) représente la variation de la position des pics en fonction de la profondeur, et au vue des paramètres des simulations, on observe que le graphe suit la même tendance que ce que nous avons obtenu avec les données expérimentales. On observe une baisse de la valeur des positions lorsqu'on s'éloigne de la photocathode dans le NaI. On observe aussi que la position du pic, donc le nombre de photons de scintillation collectés est plus important lorsque on est au voisinage de la photocathode que dans le LaBr₃.

4.4.2 Variation de l'intégrale des pics en fonction de la profondeur :

L'intégrale des pics est proportionnelle à l'énergie des particules incidentes détectées et n'ayant pas été diffusées. Dans les simulations, l'énergie des photons incidents de 30 keV est trop petite pour qu'il y aie diffusion, on les détecte alors toutes avec la bonne énergie puisqu'elles seront totalement absorbées quasiment dès leur création étant donnée que la source est positionnée sur l'axe central du phoswich.

Les conditions dans lesquelles ont été effectuées les simulations ne permettent donc pas d'étudier la variation de l'intégrale des pics en fonction de la profondeur.

4.4.3 Variation de la résolution en fonction de la profondeur :

Dans les données expérimentales, nous avons conclu que la résolution est meilleure du côté du LaBr₃, et qu'elle se dégrade lorsqu'on s'éloigne du photomultiplicateur. Nous avons représenté sur la

figure (4.7) la variation de la résolution en fonction de la profondeur.

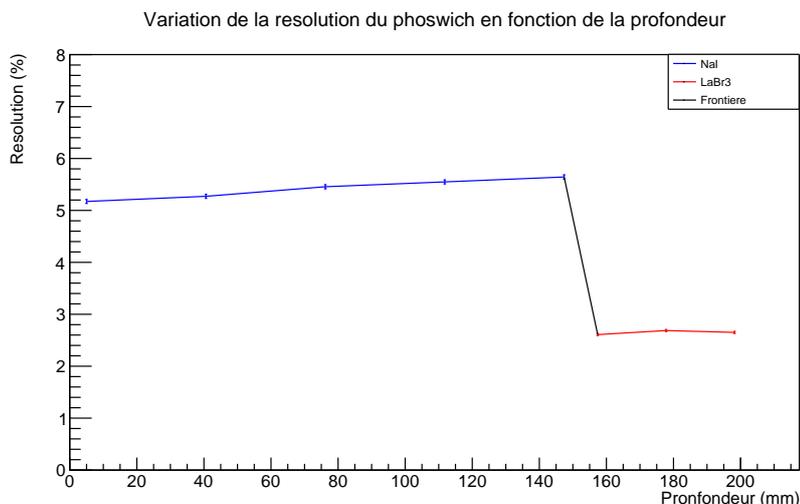


FIGURE 4.7 – Figure représentant la variation de la résolution du phoswich en fonction de la profondeur dans les simulations.

On observe sur cette figure que l'on a la même tendance que dans le cas des données expérimentales. En revanche, les valeurs des résolutions sont différentes comparées à celles obtenues avec les données expérimentales, il nous faudra modifier les caractéristiques des photons de scintillation créés pour ajuster cet aspect. Néanmoins, au premier ordre, les comportements globaux simulés et réels restent en accord.

Finalement, cette remarque s'applique aussi à l'ensemble des résultats de simulations que l'on a exposé plus haut. Il faudrait plus de simulations avec différentes conditions pour pouvoir affirmer ces résultats, et bien sûr raffiner les paramètres grâce aux données expérimentales pour pouvoir obtenir des simulations les plus fidèles possibles à la réalité.

Conclusions générales et perspectives

Les données expérimentales que nous avons étudiées nous ont permis de mettre en évidence certains aspects des cristaux scintillant NaI et LaBr₃, d'étudier les effets de la configuration phoswich et finalement de vérifier quelques uns de ces résultats grâce aux simulations.

Pendant mon stage, nous avons pu obtenir des résultats nouveaux. D'abord nous avons retrouvé les temps de montée et les temps de décroissance grâce à un algorithme d'ajustement complexe que nous avons mis en place. En étudiant ces deux constantes, nous avons pu démontrer qu'elles ne varient pas en fonction de la profondeur contrairement à ce que semblaient indiquer les simulations. Après ça, nous avons étudié l'aspect énergétique de ces signaux, et nous avons pu obtenir des observables caractérisant le phoswich, la variation de la résolution et de l'efficacité en fonction de la profondeur.

Plus de simulations devront être effectuées avec différentes énergies, pour affiner par des données expérimentales les paramètres de simulations afin de vérifier le changement de la composante montante que nous avons observée dans les signaux à leur création par rapport à leur collection. Si ce changement s'avère vrai, et si il varie en fonction de la position à laquelle a été détectée la particule incidente, il pourrait permettre, lors des expériences, de localiser la point de détection de la particule.

Une étude approfondie de la méthode de séparation des signaux grâce à I_{\max}/E devra être menée. Il faudra essayer de mettre en place une électronique permettant d'analyser les signaux avant d'atteindre le préamplificateur afin de séparer où de sélectionner les signaux.

Annexe A

Appendices

A.1 Calcul du maximum du signal :

Voici les détails du calcul de I_{\max} (1.13).

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la fonction de dispersion temporelle de la collection des électrons à la sortie du photomultiplicateur, qui suit celle de la création des photons de scintillation, s'écrit comme :

$$I(t) = I_{\gamma} N \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right)\right)$$

On dérive $I(t)$:

$$\frac{dI(t)}{dt} = I_{\gamma} N \left(-\frac{1}{\tau_d} \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) + \frac{\tau_m + \tau_d}{\tau_m \tau_d} \exp\left(-\frac{(\tau_m + \tau_d)t}{\tau_m \tau_d}\right) \right)$$

Pour trouver t_s , le temps pour lequel le signal est au maximum, on a :

$$\begin{aligned} \frac{dI(t)}{dt} = 0 &\Rightarrow \frac{1}{\tau_d} \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) = \frac{\tau_m + \tau_d}{\tau_m \tau_d} \exp\left(-\frac{(\tau_m + \tau_d)t}{\tau_m \tau_d}\right) \\ &\Rightarrow t \rightarrow \infty \text{ out } = t_s \\ &\Rightarrow \frac{\tau_m + \tau_d}{\tau_m} = e^{\frac{t_s}{\tau_m}} \\ &\Rightarrow t_s = \tau_m \ln\left(\frac{\tau_m + \tau_d}{\tau_m}\right) \end{aligned}$$

On calcule $I(t_s)$:

$$I_{\max} = I(t_s) = I_{\gamma} N \left(\frac{\tau_m}{\tau_m + \tau_d}\right)^{\frac{\tau_m}{\tau_d}} \left(1 - \frac{\tau_m}{\tau_m + \tau_d}\right)$$

Et d'après l'expression de E dans (1.11) :

$$I_{\gamma} N = \frac{\tau_m + \tau_d}{\tau_d^2} E$$

On obtient, en remplaçant $I_{\gamma} N$ par sa valeur en fonction de E :

$$I_{\max}(E) = \left(\frac{\tau_m + \tau_d}{\tau_d^2}\right) \left(1 - \frac{\tau_m}{\tau_d + \tau_m}\right) \left(\frac{\tau_m}{\tau_m + \tau_d}\right)^{\frac{\tau_d}{\tau_m}} \times E$$

A.2 Spectre d'énergie d'une source de ^{60}Co ^{137}Cs :

Le ^{60}Co possède deux pics de désintégration à 1173,2 keV et 1332,5 keV que l'on appelle un doublet. Pour pouvoir séparer ces deux énergies différentes de 159,2 keV, il faut avoir un détecteur de bonne résolution, ce que l'on va vérifier avec notre scintillateur.

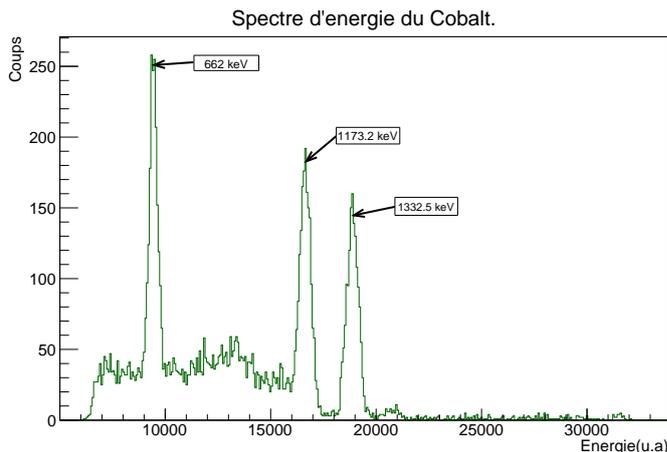
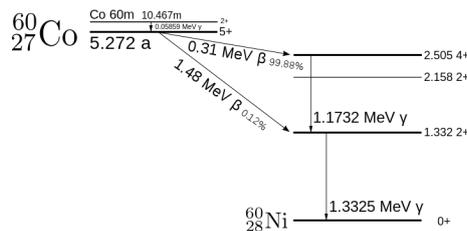


FIGURE A.1 – Figures représentant le spectre d'énergie de ^{60}Co + ^{137}Cs : ce spectre a été obtenu avec le phoswich NaI/LaBr₃.

On peut voir sur la figure (A.1) qui représente le spectre d'énergie d'une source constituée de ^{60}Co et ^{137}Cs , les trois pics de désintégration. Si on considère que la loi qui régit la passage des canaux de la figure aux énergies des particules est un polynôme d'ordre 2, c'est à dire :

$$E [\text{keV}] = f_0 [\text{keV}] + f_1 E [\text{canal}] \quad \text{où } f_0 \text{ et } f_1 \text{ sont des constantes}$$

Pour déterminer les constantes de cet équation, nous allons utiliser deux pics, le pic de ^{137}Cs et le pic de la plus grande énergie de ^{60}Co . En supprimant le fond Compton grâce à des ajustement des pics avec une fonction constituée de la somme d'une gaussienne et d'un polynôme d'ordre deux, on obtient les canaux auxquels se trouvent ces deux pics (à 10296 et 20175).

$$f_1 = \frac{1332,5 - 662}{20175 - 10296} = 67,9 \times 10^{-3} \text{ keV/canal}$$

$$f_0 = 1332,5 - 72,54 \times 10^{-3} \times 20175 = -37,38 \text{ keV}$$

On a alors :

$$E [\text{keV}] = E[\text{canal}] \times 67,9 \times 10^{-3} [\text{ keV/canal}] - 37,38 [\text{ keV}]$$

Finalement, pour le pic à 1173,2 keV qui localisé au canal 17827, on trouve :

$$E = 17827 \times 67,9 \times 10^{-3} - 37,38 = 1173,07 \text{ keV}$$

A.3 Application de la méthode de séparation des signaux :

Nous voulons tester la méthode de séparation I_{\max}/E exposée au chapitre 3 et qui permet de séparer des signaux provenant du LaBr_3 de ceux provenant du NaI . Pour ce faire, on va l'appliquer aux données obtenues grâce à la source ^{60}Co ^{137}Cs . Dans cette expérience, la détection était frontale,

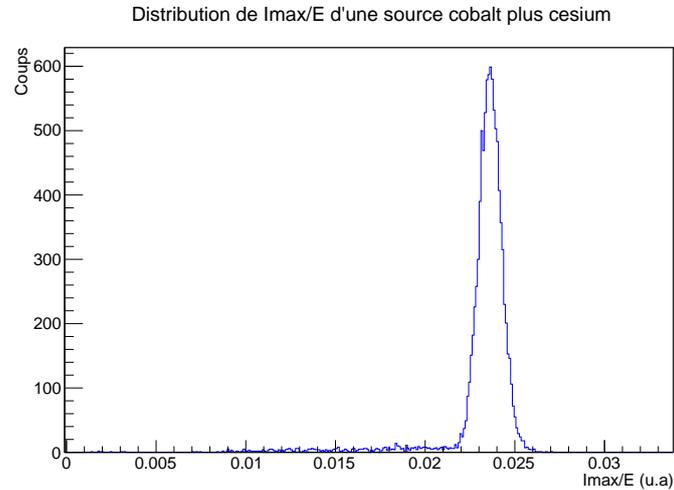


FIGURE A.2 – Figure représentant la distribution de I_{\max}/E pour une source composée de noyaux de ^{60}Co et ^{137}Cs .

on s'attend alors à ce que presque toutes les particules soient détectées dans le LaBr_3 , comme le montre la figure (A.2) où on n'a qu'un seul pic autour de 0,024.

Bibliographie

- [1] GEANT4 . <http://geant4.cern.ch/>.
- [2] Brilliance scintillators performance summary. <http://www.detectors.aint-gobain.com/MaterialsGasTubes/asp>, 2009.
- [3] Guillaume BERTHET. Étude d'un détecteur basé sur la technologie des scintillateurs LaBr₃/NaI. 2013.
- [4] Angela BRACCO. Sviluppo di nuovi sistemi di rivelazione del tipo phoswich. 2011.
- [5] Xavier Fabian. Simulations for a gamma-ray calorimeter (paris) based on new scintillators (LaBr₃/NaI). 2012.
- [6] F.Quarata, A.J.J.Bos, S.Brandenburg, C.Dathyd, P.Dorenbos, S.Krafte, R.W.Ostendorfc, and V.Ouspenskid. X-ray and gamma-ray response of a 2'' × 2'' LaBr₃ :: Ce scintillator detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2007. A 574 :115-120.
- [7] Ludivine PIDOL. *Scintillateurs denses et rapides pour la détection de rayonnements gamma monocristaux à base de silicates de lutécium dopés Ce²⁺*. PhD thesis, Université Pierre et Marie CURIE - Paris VI, 2004.
- [8] ROOT. <http://root.cern.ch/drupal/>.
- [9] SPIRAL2. <http://www.ganil-spiral2.eu/spiral2>.

Table des figures

1	Figure représentant les différentes étapes de construction du détecteur PARIS. . . .	5
1.1	Figure représentant les étapes de détection et création des photons de scintillation dans un cristal scintillant.	10
2.1	Figures représentant l'expérience : elle consiste à faire un scan sur la profondeur du phoswich. En : rouge) LaBr ₃ , blue) NaI, noir) Photomultiplicateur.	15
2.2	Figures représentant les 50 premiers signaux extraits des données : a) De l'expérience menée l'année dernière où un préamplificateur a été utilisé. b) De l'expérience de cette année où le préamplificateur a été supprimé afin d'avoir les signaux moins déformés.	16
2.3	Figure représentant la distribution des temps de décroissance des signaux collectés en 2013. La distribution présente un pic autour de 280 ns, qui caractérise le temps de décroissance du préamplificateur.	16
2.4	La figure représente la distribution des lignes de base.	17
2.5	Figures représentant la distributions des positions des débuts des signaux : a) Dans le NaI. b) Dans le LaBr ₃	18
2.6	Figures représentant deux spectres d'énergie : à gauche un spectre d'énergie reconstitué à partir de signaux triggant sur du bruit, et à droite sur des signaux causés par de vrais évènements dus à la détection de particules.	19
3.1	Le spectre d'énergie obtenu en intégrant les signaux.	21
3.2	Figures représentant la variation de la position des photopics : a) Où on peut remarquer une variation brutale autour de 170 mm due à une modification des paramètres d'acquisition pendant l'expérience. b) Après correction, sur les données, de l'erreur de manipulation.	22
3.3	Figure représentant la variation de l'intégrale des photopics en fonction de la profondeur.	23
3.4	Figure représentant la variation de la résolution du phoswich en fonction de la profondeur.	24
3.5	La distribution des temps de décroissance. On peut voir les deux pics représentant les temps de décroissance du NaI à 230 ns et du LaBr ₃ à 19 ns	25
3.6	La distribution des temps de montée. On peut voir les deux pics représentant les temps de montée du NaI à 24 ns et du LaBr ₃ à 17 ns	25
3.7	Figure représentant la corrélation entre l'énergie et I_{\max} . La fonction $I_{\max}(E, \tau_m, \tau_d)$ est aussi dessinée avec $\tau_m = 17$ ns et $\tau_d = 19$ ns pour la première droite et $\tau_m = 24$ ns et $\tau_d = 230$ ns pour la deuxième.	26
3.8	Figure représentant les distributions des temps de décroissance en fonction de la profondeur : chaque couleur correspondant à une position de la source de ¹³⁷ Cs.	26
3.9	Figure représentant les distribution des temps de montée en fonction de la profondeur : chaque couleur correspondant à une position de la source de ¹³⁷ Cs.	27
3.10	Figure représentant les distribution des I_{\max}/E en fonction de la profondeur : chaque couleur correspondant à une position de la source de ¹³⁷ Cs.	27
3.11	Figure représentant la corrélation entre adc_{tot} et adc_{fast} : On peut distinguer, comme pour la figure (3.7), deux lignes droites correspondant aux différents cristaux.	28
4.1	Figure représentant quelques exemples de signaux générés par GEANT4 et reconstitués à partir des photons de scintillation à leurs créations.	31

4.2	Figure représentant le spectre d'énergie reconstitué à partir des photons de scintillation à leurs créations.	31
4.3	Figure représentant la distribution des temps de montée, on observe deux pics à 17 ns et 24 ns.	31
4.4	Figure représentant la distribution des temps de décroissance, on observe deux pics à 19ns et 230 ns.	31
4.5	Figure représentant les signaux moyens de simulations pour différentes positions de la source : rouge) À la création des photons de scintillation. blue) À leurs dépôt d'énergie dans la photocathode.	32
4.6	Figure représentant la variation de la position du pic d'énergie en fonction de la profondeur dans les simulations.	33
4.7	Figure représentant la variation de la résolution du phoswich en fonction de la profondeur dans les simulations.	34
A.1	Figures représentant le spectre d'énergie de $^{60}\text{Co} + ^{137}\text{Cs}$: ce spectre a été obtenu avec le phoswich NaI/LaBr ₃	38
A.2	Figure représentant la distribution de I_{max}/E pour une source composée de noyaux de ^{60}Co et ^{137}Cs	39

Liste des tableaux

2.1	Liste des positions de la source des rayonnements.	17
4.1	Liste des positions de la source des rayonnements dans les simulations.	29
4.2	Liste des paramètres principaux du détecteur.	30