



HAL
open science

Développement d'un spectromètre/débitmètre neutrons transportable

Claude-Alexandre Simonetti

► **To cite this version:**

Claude-Alexandre Simonetti. Développement d'un spectromètre/débitmètre neutrons transportable. Physique [physics]. Normandie Université, 2023. Français. NNT : 2023NORMC262 . tel-04478278

HAL Id: tel-04478278

<https://theses.hal.science/tel-04478278v1>

Submitted on 26 Feb 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **PHYSIQUE**

Préparée au sein de l'**Université de Caen Normandie**

Développement d'un spectromètre/débitmètre neutrons transportable

Présentée et soutenue par
CLAUDE-ALEXANDRE SIMONETTI

Thèse soutenue le 20/12/2023

devant le jury composé de :

M. FERID HADDAD	Professeur des universités - UNIVERSITE NANTES	Rapporteur du jury
M. ABDEL MJID NOURREDDINE	Professeur des universités - UNIVERSITE STRASBOURG	Rapporteur du jury
MME GABRIELLE LELAIZANT	Chercheur - CEA	Membre du jury
M. GILLES BAN	Professeur des universités - ENSICAEN	Président du jury
M. MARC LABALME	Maître de conférences HDR - ENSICAEN	Directeur de thèse

Thèse dirigée par **MARC LABALME** (Laboratoire de physique corpusculaire (Caen))

Remerciements

Les circonstances dans lesquelles ma thèse a pris sa source se révèlent assez particulières. Le vendredi 30 novembre 2018, je suis sur la route nationale 13 reliant une partie du trajet de Cherbourg à Avranches, et décide de me reposer sur une aire après un périple exténuant de 1800 secondes, et un jeûne de près de deux heures. En dégustant avec frugalité une modeste demi-douzaine de croissants aux amandes¹, je consulte mon ordiphone, et me rends compte d’un appel en absence de la part d’un certain Jean-Lionel Trolet, le chef du Laboratoire de physique nucléaire de l’École atomique, qui me laisse le message suivant sur mon répondeur : “Bonjour Claude-Alexandre, j’ai une proposition honnête à te faire, peux-tu me rappeler ? Il n’y a aucune urgence, cela peut attendre lundi”. Que peut-il y avoir d’honnête à contacter une personne la veille d’une fin-de-semaine² ? Je le rappelle dans la demi-heure et il me fait part d’une proposition de thèse liée à de la spectrométrie neutrons. Mon nom avait été évoqué par le commandant de l’école atomique de l’époque en raison de mon amour pour les sciences et de la rédaction de quelques ouvrages sur la théorie de la relativité que j’avais écrits en tant qu’auteur-éditeur. La graine était plantée dans mon esprit, et quelques jours plus tard, je lui annonce que j’accepte l’honnête proposition, et dans le même temps le défi. Je n’avais en effet aucunement conscience des difficultés colossales qui allaient m’attendre, des obstacles qu’allait rencontrer ce ruisseau naissant, et il valait mieux qu’il en soit ainsi. D’après Alcofribas Nasier, “science sans conscience n’est que ruine de l’âme”, certes, mais un petit soupçon d’inconscience permet de temps à autre d’avancer sans trop tergiverser. La thèse débutait donc officiellement une année plus tard, en octobre 2019.

Dans tous les cas, je remercie tout particulièrement ma compagne, Agnès Poulain, pour sa patience, sa compréhension et sa compassion, surtout dans mes longs moments d’absence pouvant durer plusieurs heures, moments auxquels elle était malheureusement déjà habituée lors de la rédaction de mes livres... Je remercie également mes parents, Jean-Louis et Siham Simonetti, mon frère, Charles Simonetti, les parents de ma compagne, Francis et Catherine Poulain.

Je remercie bien évidemment mon directeur de thèse, Marc Labalme, qui m’a soutenu sans relâche durant ces quatre années, qui a lu et relu ce manuscrit un nombre inombrable de fois. Également, je tiens à remercier Jean-Marc Fontbonne, Jean Colin, Samuel Salvador et Daniel Cussol, ce dernier m’ayant beaucoup aidé pour l’apprentissage des environnements GEANT4 et ROOT, et dont l’étendue de sa culture générale est passionnante. Pour l’assemblage des fibres et leur mise en place dans le prototype, et aussi pour sa constante bonne humeur, je remercie Jérôme Perronnel. Je remercie par ailleurs Loredana Manduci qui m’a également donné de nombreux conseils à l’oral et m’a soutenu psychologiquement. Je remercie les informaticiens du laboratoire, Thierry Launay et Yoann Kermorvant, qui m’ont aidé à débloquer de nombreux problèmes. Je pense aussi aux nombreux stagiaires DUT

1. À dire vrai, je n’ai mangé qu’un simple croissant, mais la légende se doit d’être entretenue.

2. Vernaculairement nommée “week-end”.

de Rouen et ENSICAEN qui se sont succédés et qui ont apporté leur pierre à l'édifice, notamment pour la partie expérimentale du projet : Jade Bouadana, Dorian Da Cunha, Pauline Durouchoux, Méline Serman et Camille Perinet.

Je remercie le capitaine de vaisseau Yann Archinard, commandant de 2021 à aujourd'hui, qui soutient depuis sa prise de commandement le développement scientifique de l'École avec opiniâtreté.

Au Laboratoire de physique nucléaire de l'École atomique, je remercie Jean-Lionel Trolet et Sébastien Bozec, qui ont fait preuve de bienveillance et m'ont été d'une grande aide, notamment pour les tests du prototype à l'École atomique. Et Patrick Mary, pour ses nombreuses relectures du manuscrit.

Je remercie Charles Naïm, qui a effectué son doctorat de physique au CEA Irfu, et qui m'a donné de nombreux conseils à l'oral, et grâce auquel j'ai pu effectuer une conférence à l'Irfu.

Je remercie, plus généralement, tout le personnel du LPC de Caen et de l'EAMEA de Querqueville, pour la bonne ambiance de travail, à la fois détendue et sérieuse.

Enfin, et je ne souhaite pas l'oublier, je tiens à remercier personnellement Marc Parenti, mon professeur de physique de terminale scientifique au lycée Thiers de Marseille lors de l'année scolaire 2000-2001 : ce sont ses qualités pédagogiques exceptionnelles, sa capacité à tisser des liens entre la physique et les mathématiques qui ont révélé ma fibre de physicien.

Table des matières

Introduction	1
1 Présentation générale	3
1.1 Cahier des charges	3
1.2 Propriétés et détection du neutron	4
1.2.1 Caractère non relativiste	4
1.2.2 Rappel sur les réactions (n, α) , (n, p) et (n, f)	5
1.3 Dosimétrie neutron	8
1.3.1 Concepts de dose	8
1.4 État de l’art des principaux dispositifs existants	13
1.4.1 Les sphères de Bonner	13
1.4.2 Le ROSPEC	14
1.4.3 Le NNS	15
1.4.4 Le DIAMON	15
1.4.5 Analyse des solutions possibles	17
1.5 Solution étudiée : sphère de modérateur multi-instrumentée	17
1.5.1 Premier calcul de dimensionnement	18
1.5.2 Scintillateurs ${}^6\text{LiF}:\text{ZnS}$ retenus	18
1.6 Conclusion	19
2 Conception et optimisation par simulations Monte-Carlo du prototype DONEUT	21
2.1 Justification du choix de GEANT4	21
2.2 Architecture de GEANT4	22
2.3 Conception et optimisation du prototype DONEUT	24
2.3.1 Choix des matériaux	24
2.3.2 Définition des “Sensitive Detectors”	25
2.3.3 Choix des “Physics lists”	25
2.4 Simulations	25
2.4.1 Premier groupe de simulations : études préliminaires de sensibilité	26
2.4.2 Deuxième groupe de simulations : dimensionnement des scintillateurs	32
2.4.3 Troisième groupe de simulations : optimisation du prototype	42
2.4.4 Étude du cylindre de polyéthylène	48
2.5 Conclusion	51
3 Méthodes de déconvolution - optimisation du prototype	53
3.1 Prérequis mathématiques à la déconvolution	53
3.1.1 Le vecteur source	54
3.1.2 Le vecteur mesure	55

3.1.3	La matrice de réponse	56
3.2	Méthodes de déconvolution	57
3.2.1	Méthode des moindres carrés	57
3.2.2	Méthode du maximum de vraisemblance	59
3.2.3	Méthode du maximum d'entropie	60
3.3	Méthodes de déconvolution utilisées dans le cadre de cette thèse	61
3.3.1	MAXED	61
3.3.2	GRAVEL	62
3.3.3	Méthode personnelle	63
3.4	Présentation de la géométrie sphérique et des outils nécessaires à la déconvolution	65
3.4.1	Géométrie avec GEANT4	65
3.4.2	Sources	65
3.4.3	La déconvolution en pratique	67
3.5	Étude et optimisation de la version sphérique	68
3.5.1	Optimisation du diamètre de la sphère	68
3.5.2	Optimisation de la disposition des détecteurs	70
3.5.3	Résultats préliminaires de déconvolution avec la géométrie optimisée, sources et matrice de réponse parallèles selon la même direction	71
3.5.4	Résultats avancés de déconvolution, avec des sources et matrice de réponse de natures différentes	80
3.6	Étude de la version cylindrique	83
3.6.1	Matrices de réponse étudiées	83
3.6.2	Résultats de déconvolution avec des sources et des matrices de réponse parallèles dans la même direction	84
3.6.3	Résultats avancés de déconvolution, sources et matrice de natures différentes	87
3.7	Conclusion	90
4	Développement et test d'un prototype DONEUT	93
4.1	Description globale de la chaîne de détection	93
4.1.1	Principe de la scintillation et de l'acheminement de la lumière	94
4.1.2	Fonctionnement des photodiodes à avalanche (APD)	95
4.1.3	Le photomultiplicateur en Silicium (Si-PM)	95
4.1.4	Modules utilisés dans le cadre de l'étude	96
4.2	Optimisation des détecteurs élémentaires	97
4.2.1	Dispositif expérimental	97
4.2.2	Influences du scintillateur et du guide de lumière	97
4.2.3	Choix des fibres shifteuses	99
4.3	Test du prototype	101
4.3.1	Description générale	101
4.3.2	Tests au LPC de Caen	102
4.3.3	Tests au LPN de l'EAMEA	115
4.3.4	Validation du prototype au LPN de l'EAMEA	118
4.3.5	Influence du rayonnement gamma sur le prototype	127
4.4	Conclusion	132

Conclusions et perspectives	133
5.1 Conclusion	133
5.2 Perspectives	133
5.3 Applications complémentaires	134
A Propriétés électromagnétiques	135
B Dimensionnement de la sphère	137
C Durées de simulations	141
D Définition des matériaux dans GEANT4	143
E Réponses issues du premier groupe de simulations	145
F Fractions massiques et masse volumique des scintillateurs	147
G Réactions nucléaires en jeu dans les scintillateurs	149
H Méthode de déconvolution personnelle : localisation de la source	151
I Étude et optimisation de la version sphérique : annexe	155
J Explications complémentaires sur le fonctionnement d'une photodiode à avalanche	157
Bibliographie	159

Introduction

Cette thèse vise à répondre à un besoin avéré, des mondes militaire et civil, qui souhaitent déterminer de manière plus précise l'impact des rayonnements neutroniques pour les personnels mettant en œuvre l'énergie nucléaire (bâtiments à propulsion nucléaire, centrales de production électronucléaires et usines du cycle du combustible). En effet, des mesures les plus représentatives possibles des débits de dose de neutrons sont de grande importance pour les applications dans le domaine de la radioprotection.

Cette thèse s'inscrit dans un projet nommé DONEUT (DOsimètre NEUtron), financé par la région Normandie au titre du dispositif "RIN³ projets émergents 2021". Elle s'est déroulée sur quatre ans étant donné que je suis en poste au Ministère des Armées en parallèle. Elle a fait appel, comme tout projet de cette ampleur, à de nombreuses compétences qu'il a fallu développer, dont les principales ont été les suivantes :

- physiques, bien évidemment, où il est nécessaire de bien appréhender les modèles physiques en jeu afin de les intégrer judicieusement dans les simulations ;
- informatiques, dont il est désormais difficile de se passer, même si le sens physique en amont est une condition indispensable à la manipulation d'outils tels que les simulations de Monte-Carlo et le traitement de données ;
- mathématiques, où il fallait appréhender le fonctionnement de certains algorithmes appelés "algorithmes de déconvolution", nécessaires à la reconstruction de spectres neutrons.

Ce manuscrit comprend 4 chapitres, qui vont être résumés dans les paragraphes qui vont suivre. Le chapitre 1 constitue une présentation générale qui complète la présente introduction. Les premiers paragraphes détaillent le cahier des charges et développent la problématique de l'impact des rayonnements neutroniques. Pour justifier cet impact, les propriétés physiques du neutron, dont la détermination de l'énergie cinétique est de grande importance vis-à-vis de la probabilité de contraction d'un cancer radio-induit, sont rappelées. Puis les différentes grandeurs de radioprotection sont explicitées, en les rattachant à la dosimétrie neutron. Pour terminer, un état des lieux des spectromètres neutrons actuellement commercialisés y est effectué, afin d'en extraire la solution abordée dans cette étude.

Le chapitre 2 développe l'aspect fondamental de l'étude, avec l'emploi de l'environnement de Monte-Carlo GEANT4 couplé à ROOT, tous deux développés par le CERN. Cet environnement permet d'effectuer des simulations permettant de générer des faisceaux de neutrons sur le dispositif fictif étudié, permettant une optimisation de la forme et des différentes dimensions, externes et internes du prototype, et permettant de préparer les matrices de réponse qui seront employées pour remonter aux spectres neutrons en énergie au moyen de méthodes de déconvolution. Deux solutions, l'une proposant un prototype de forme sphérique, et l'autre proposant un prototype de forme cylindrique, plus facile à

3. RIN : Réseaux d'Intérêts Normands.

réaliser, seront proposées à ce stade.

Le chapitre 3, quant à lui, aborde les méthodes de déconvolution utilisées afin de remonter, à partir des comptages simulés effectués au chapitre précédent, au spectre en énergie des neutrons. Le bon fonctionnement de ces méthodes conditionne l'appellation de "spectromètre" pour le prototype. Au regard des contraintes imposées par le réel, la seconde solution, avec un prototype de forme cylindrique, sera adoptée et fabriquée.

Enfin, le chapitre 4 traite du développement et des divers tests in situ du prototype cylindrique DONEUT, dont la fabrication et l'assemblage au LPC⁴ de Caen se sont achevés environ une année avant la fin de la thèse. Les expérimentations ont tout d'abord débuté au LPC de Caen, avec des sources neutrons et gamma de faibles activités, afin de procéder à des premiers réglages de la chaîne de détection. Elles se sont ensuite poursuivies au LPN⁵ de l'École atomique de Cherbourg, avec des sources neutrons et gamma d'activités plus importantes, où une première calibration a pu être effectuée et où des performances satisfaisant au cahier des charges ont pu être obtenues.

Ainsi, à travers ces 4 chapitres sera exposée l'étude de la manière la plus exhaustive possible.

4. LPC : Laboratoire de Physique Corpusculaire

5. LPN : Laboratoire de Physique Nucléaire

Chapitre 1

Présentation générale

La présente étude répond à la problématique suivante : à l'heure actuelle, il n'existe pas d'instrument transportable capable de faire une mesure rapide et représentative des doses dues aux neutrons dans les environnements civil et militaire mettant en œuvre l'énergie nucléaire, détaillés dans l'introduction. Pour répondre au besoin, il est donc nécessaire de développer un appareil permettant de déterminer le spectre complet des neutrons, dont la nocivité en exposition externe à distance dépend fortement de leur énergie. Il a donc été nécessaire d'établir un cahier des charges issu des besoins du milieu professionnel du monde nucléaire civil et militaire afin de répondre à ces exigences.

1.1 Cahier des charges

Les caractéristiques de l'appareil développé au cours de cette thèse, nommé DONEUT (**DO**simètre **NEUT**rons) doivent être les suivantes :

- cet appareil doit pouvoir rentrer à travers le panneau d'un sous-marin de 60 cm de diamètre, sans avoir à démonter de brèche¹ ;
- masse : inférieure à environ 15 kg afin de le rendre transportable. Il doit donc être transportable ;
- doit réaliser une mesure omnidirectionnelle ;
- doit pouvoir réaliser un spectre de neutrons d'énergie cinétique comprise entre 0,025 eV et 20 MeV ;
- doit pouvoir estimer l'équivalent de dose ambiant [$H^*(10)$] et l'équivalent de dose personnel [$H_p(10)$], sous 10 millimètres de tissus mous, ce qui correspond à la dose en profondeur pour les rayonnements pénétrants ;
- le seuil bas d'acquisition pour une durée maximale de 10 minutes doit pouvoir permettre d'estimer un débit d'équivalent de dose (DED) moyen ambiant [$\dot{H}^*(10)$] de 1 $\mu\text{Sv/h}$. Concernant le seuil haut, le dispositif devra pouvoir mesurer des débits de dose jusqu'à environ 1 à 10 mSv/h sans saturer ;
- doit pouvoir aussi réaliser des mesures pour des flux de neutrons aussi bien parallèles qu'isotropes.

1. La brèche est une ouverture importante dans la coque épaisse d'un sous-marin, qui permet l'embarquement de matériels de taille importante, tels les diesels. Habituellement, la plupart des matériels sont embarqués par les panneaux, qui sont des ouvertures de taille inférieure, de l'ordre de 600 millimètres de diamètre.

1.2 Propriétés et détection du neutron

Il paraît important ici de balayer un maximum de propriétés du neutron[1], afin de survoler l'ensemble des solutions, aussi exotiques puissent-elles apparaître au départ. Il sera donc fait un point sur :

- sa masse ;
- son spectre de vitesses associé, pour l'étude considérée ;
- son spectre de longueurs d'onde associé, pour l'étude considérée ;
- ses propriétés magnétiques, bien qu'il soit électriquement neutre. Ce volet, mineur dans le cadre de la présente étude, a été relégué en annexe A.

1.2.1 Caractère non relativiste

Il s'agit ici de savoir si les neutrons étudiés sont relativistes ou non, pour savoir quelle formule d'énergie cinétique privilégier entre la formule classique et la formule relativiste. Soit $E_n = 20 \text{ MeV}$ l'énergie cinétique maximale d'un neutron dans le cadre de notre étude. La formule relativiste de l'énergie cinétique s'exprime comme suit :

$$E_n = (\gamma - 1)mc^2 = (\gamma - 1)E_0$$

Avec E_0 l'énergie de repos du neutron : $E_0 = 940 \text{ MeV}$. Celle-ci peut être approximée à la formule classique au premier ordre, pour les vitesses faibles devant la célérité c :

$$E_n = \frac{1}{2}mv^2$$

Il est rappelé que γ est le facteur de Lorentz :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Avec $\beta = (v/c)$, où v est la vitesse relative du neutron par rapport au référentiel du spectromètre, et c la célérité correspondant à la vitesse de la lumière dans le vide. Si la vitesse du neutron est négligeable devant c , le neutron est dit *non relativiste*, ce qui correspond à $\beta \ll 1$, ce qui donne $\gamma = 1$ à l'ordre 1. À l'ordre 2, l'expression classique de l'énergie cinétique est obtenue conformément à ce qui suit :

$$\begin{aligned} \gamma &= (1 - \beta^2)^{-1/2} = (1 + \frac{1}{2}\beta^2) \\ \gamma - 1 &= \frac{1}{2}\beta^2 \\ E_n = (\gamma - 1)mc^2 &= \frac{1}{2}\beta^2 mc^2 = \frac{1}{2}mv^2 \end{aligned}$$

Un calcul rapide montre que :

$$\frac{E_n}{E_0} = \frac{20}{940} = 0,02 = (\gamma - 1)$$

Ce qui donne $\gamma = 1,02$, soit $\beta = 0,2$, soit 20% de la vitesse de la lumière. Ce qui donne une erreur maximale sur l'énergie cinétique calculée de :

$$\begin{aligned}\epsilon &= \frac{E_n(\text{classique}) - E_n(\text{relativiste})}{E_n(\text{relativiste})} \\ \epsilon &= \frac{\frac{mc^2}{2} \cdot \beta^2 - (\gamma - 1)mc^2}{(\gamma - 1)mc^2} \\ \epsilon &= \frac{\frac{940}{2} \cdot 0,2^2 - 20}{20} = -6\%\end{aligned}$$

Dans l'éventualité d'un dispositif de détermination de la vitesse des neutrons par la méthode du temps de vol dans la suite de l'étude, la formulation classique de l'énergie cinétique demeure donc acceptable, même si l'utilisation de la formulation relativiste n'est pas non plus à proscrire². Dans le cas d'une méthode de détection des neutrons utilisant un modérateur qui thermalise les neutrons puis un détecteur de neutrons thermiques qui les détecte, il n'est pas nécessaire de savoir si les neutrons sont relativistes ou non, même si la question méritait d'être posée.

1.2.2 Rappel sur les réactions (n, α) , (n, p) et (n, f)

Le neutron est, comme son nom l'indique, une particule électriquement neutre. Puisqu'il n'ionise pas directement la matière, il faut qu'il effectue une réaction nucléaire pour être détecté. Ainsi, pour ce faire, il est nécessaire d'employer un matériau convertisseur, qui va convertir le neutron en particules chargées telles que les protons, les particules alpha ou les fragments de fissions. Ces matériaux convertisseurs, solides, liquides ou gazeux, vont être à l'origine de réactions nucléaires appelées (n, α) , (n, p) ou (n, f) , en fonction des produits de la réaction. Il existe de nombreuses réactions avec les neutrons donnant des particules chargées, autres que des protons ou des particules alpha. Dans ce paragraphe ne seront traitées que ces dernières réactions^[2], qui ont l'intérêt d'être exothermiques, et dont la section efficace de réaction est élevée pour des neutrons thermiques ou épithermiques, étant donné qu'elle est au premier ordre proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{E_n}}$ ³.

Le tableau 1.1, issu de la référence [2], présente les caractéristiques des principales réactions utiles en détection au regard des sections efficaces microscopiques de réaction σ élevées.

2. La philosophie normande dans toute sa splendeur.

3. En effet, il s'agit d'une section efficace d'absorption σ_a . Ainsi, plus le neutron est lent, plus il a des chances d'être absorbé par le ${}^6\text{Li}$, le ${}^{15}\text{B}$ ou le ${}^3\text{He}$.

Réaction	Particules produites	Q (MeV)	σ_{th} (b)
$^{10}_5\text{B}(n,\alpha)^7_3\text{Li}$	$\alpha, ^7_3\text{Li}$	2,31	3840
$^6_3\text{Li}(n,\alpha)^3_1\text{H}$	$\alpha, ^3_1\text{H}$	4,78	937
$^3_2\text{He}(n,p)^3_1\text{H}$	$p, ^3_1\text{H}$	0,765	5400
$^{235}_{92}\text{U}(n,f)$	FF ₁ ,FF ₂	194	580

TABLEAU 1.1 – Voici la liste des réactions exothermiques utilisées pour la détection des neutrons thermiques ($E_n=0,025$ eV). Les particules chargées produites par ces réactions vont se partager une valeur d'énergie cinétique égale à $Q+E_n$, avec E_n l'énergie cinétique du neutron incident. Concernant la dernière ligne relative à la fission, l'abréviation "FF" signifie "fragment de fission", la fission entraînant la création de 2 fragments de fission.

1.2.2.1 Les détecteurs de neutrons rapides

Concernant les neutrons rapides, un proton de recul est généré par les réactions nucléaires de type (n,p). Elles ne se produisent qu'avec des neutrons plus rapides, dont l'énergie dépasse les 100 keV, car il s'agit de réactions à seuil. L'énergie déposée par les protons de recul étant une fonction de l'énergie du neutron incident, il est possible d'effectuer de la spectrométrie avec ce type de matériaux convertisseurs. Cependant, étant donné qu'il est impératif dans le cadre de l'étude de descendre aux énergies des neutrons thermiques, soit 0,025 eV, cela imposerait un dispositif hybride à l'image du ROSPEC([3],[4]), utilisant, d'une part, un convertisseur à protons de recul pour les neutrons épithermiques et rapides, et d'autre part, un convertisseur de neutrons thermiques. Or, l'état final recherché est d'obtenir un dispositif compact car l'encombrement doit être limité. Il semble donc plus judicieux d'utiliser une solution utilisant un seul type de technologie. Par exemple, un matériau convertisseur de neutrons thermiques, quitte à le coupler avec un matériau modérateur tel que le polyéthylène, afin de le rendre sensible aux neutrons plus rapides.

1.2.2.2 Les détecteurs de neutrons thermiques

À l'heure actuelle, les détecteurs de neutrons thermiques les plus répandus en radioprotection sont à base de ^3He , dont la section efficace de réaction est très élevée permettant de réaliser des détecteurs ayant une bonne efficacité de détection. Cependant, les ressources en hélium ont tendance à se raréfier avec le temps, et d'autres solutions doivent être trouvées, plus perennes et plus compactes que sous forme gazeuse. Il est alors possible de se tourner vers le ^{10}B ou le ^6Li . Le ^{10}B présente une section efficace de réaction, pour des neutrons thermiques, beaucoup plus élevée que le ^6Li . Cependant, le ^6Li permet une meilleure discrimination entre les neutrons et les gamma au vu de l'énergie (Q) de la réaction de 4,78 MeV deux fois supérieure à celle du ^{10}B . C'est donc le ^6Li qui sera retenu dans le cadre de cette étude. Il faut cependant mélanger intimement le ^6Li à un matériau scintillateur, afin de convertir les produits de la réaction en photons. Le paragraphe suivant explique donc le fonctionnement d'un scintillateur.

1.2.2.3 Principe de fonctionnement d'un scintillateur

Semblable à la fluorescence et la phosphorescence, la scintillation met en jeu des phénomènes d'excitation et de désexcitation des couches électroniques des atomes ou des molécules touchés par des rayonnements ionisants. Un scintillateur est un matériau, organique (ou plastique) ou inorganique, qui émet de la lumière après avoir absorbé un rayonnement

directement ionisant (particule chargée). Ainsi, pour détecter un neutron, il faudra, à titre d'exemple, le convertir en particule chargée au moyen des réactions d'absorption évoquées précédemment. Le scintillateur sera collé sur un guide de lumière, lui-même relié à une fibre optique, ce qui permettra d'acheminer les photons ainsi générés vers un photomultiplicateur (métallique [PMT] ou à semi-conducteur [SiPM]), où ils seront convertis en signal électrique.

1.2.2.4 Catalogue des détecteurs de neutrons thermiques existants

Il existe différents types de détecteurs de neutrons thermiques à base de ${}^6\text{Li}$ ⁴. Nous recherchons, dans le cadre de cette étude, un détecteur à la fois compact, présentant une efficacité de détection importante et un coût réduit. La compacité et le coût réduit sont principalement dus au fait que la solution retenue nécessite un nombre important de détecteurs au sein du prototype, solution qui sera détaillée plus amplement à la section 1.5 de ce chapitre. L'existant va être abordé dans les paragraphes qui vont suivre.

Détecteur CLYC

Ce scintillateur inorganique de développement récent, sensible aux neutrons et aux gamma, est composé de cristaux CLYC ($\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6:\text{Ce}$). La différence de temps d'émission de lumière entre le rayonnement gamma et les neutrons permet de faire de la discrimination n/γ efficace par analyse en forme d'impulsion (PSD⁵). Il peut être plus ou moins enrichi en ${}^6\text{Li}$. Les versions fortement enrichies présentent des caractéristiques qui pourraient être intéressantes pour notre projet :

- masse volumique : $3,31 \text{ g/cm}^3$;
- enrichissement en ${}^6\text{Li}$: 96% ;
- densité de ${}^6\text{Li}$: 3 à $4 \cdot 10^{20}$ atomes par cm^3 ;
- temps d'émission de lumière : 50 ns ;
- 20000 photons générés par MeV déposé ;
- résolution en énergie : 5% (FWHM⁶) à 662 keV.

Cependant, ce scintillateur est hygroscopique, il est donc encapsulé, et les dimensions disponibles sont trop importantes dans le cadre du présent projet. De plus, sa densité en ${}^6\text{Li}$ est trop faible, ce qui lui confère une capacité neutrons insuffisante, et sa sensibilité aux rayons gamma risque de le rendre inadapté aux ambiances incluant un débit de dose gamma important. Les mêmes conclusions peuvent être tirées pour le CLLBC ($\text{Cs}_2\text{LiLaBr}_{4.8}\text{Cl}_{1.2}:\text{Ce}$)^[5] qui offre une résolution en énergie légèrement améliorée (5% en FWHM), avec un temps d'émission de lumière plus long (~ 150 ns). Ces solutions n'ont donc pas été retenues.

Détecteur de type GS20

Ensuite, un autre scintillateur inorganique solide d'intérêt, le GS20⁷, a retenu notre attention. De marque "Scintacor", voici ses caractéristiques :

- enrichissement en ${}^6\text{Li}$: 95% ;
- densité de ${}^6\text{Li}$: $1,716 \cdot 10^{22}$ atomes par cm^3 ^[6] ;
- temps d'émission de lumière : 57 ns.

De forme parallélépipédique (plaque) au lieu de cylindrique, il présente une compacité

4. L'isotope ${}^7\text{Li}$ étant naturellement plus abondant que le ${}^6\text{Li}$, il est nécessaire d'enrichir le lithium en ${}^6\text{Li}$.

5. PSD : Pulse Shape Discrimination.

6. FWHM : "Full Width at Half Maximum", ce qui signifie "largeur à mi-hauteur" en français.

7. GS signifie "Glass Scintillator", autrement dit scintillateur en verre, inorganique.

améliorée, et n'est pas hygroscopique. Enfin, sa densité de ${}^6\text{Li}$, une cinquantaine de fois plus élevée que le CLYC, permet de le retenir. Cependant, le constructeur propose une épaisseur minimale d'un millimètre, ce qui se révèle encore trop important pour notre prototype, et le rend sensible au rayonnement gamma. Enfin, son prix demeure élevé. Dans le même ordre d'idées, le produit EJ-420 de marque ELJEN est exclu de l'étude en raison de ses dimensions.

Détecteurs ZnS:LiF

Enfin, ce scintillateur également inorganique et solide est composé de sulfure de zinc mélangé intimement à du fluorure de lithium ($\text{ZnS:}{}^6\text{LiF}$), le ZnS étant responsable de la scintillation. Ses caractéristiques sont les suivantes :

- enrichissement en ${}^6\text{Li}$: 95% ;
- densité de ${}^6\text{Li}$: jusqu'à $1,07 \cdot 10^{22}$ atomes par cm^3 pour les marques étudiées ("Eljen" et "Scintacor") ;
- temps d'émission de lumière : 200 ns, plus lent que les précédents détecteurs ;
- 60000 photons générés par MeV déposé ([7],[8]).

Le ZnS se révèle le scintillateur le plus efficace à l'heure actuelle pour la scintillation des particules alpha[9]. Qui plus est, sa compacité se révèle très intéressante : en forme de plaque également, son épaisseur est fortement réduite par rapport au détecteur précédent (épaisseur comprise entre 200 et 500 μm). De plus, son prix est plus abordable, de l'ordre de quelques dizaines d'euros pour une surface de 2 cm^2 . C'est donc cette classe de détecteurs qui sera retenue.

1.3 Dosimétrie neutron

1.3.1 Concepts de dose

Il est important de rappeler les concepts de dose, afin de comprendre comment sont calculés et mesurés les impacts des rayonnements ionisants sur le corps d'un être vivant([10],[11]). Tout d'abord, la nocivité d'un rayonnement va dépendre de plusieurs facteurs :

- la dose reçue, autrement dit la quantité d'énergie reçue par la matière en général, qu'elle soit vivante ou non ;
- la façon dont la dose a été reçue, qu'il s'agisse d'une irradiation ou d'une contamination par ingestion ou inhalation ;
- la sensibilité de l'organe ou du tissu touché en question ;
- sa nature, qu'il s'agisse d'un rayonnement α , β , γ ou neutron, et de son énergie.

Ainsi, 3 principales classes de grandeurs ont été définies pour le public et les travailleurs : les grandeurs "physiques" ou "primaires", les grandeurs de "protection" définies par la CIPR et les grandeurs "opérationnelles" définies par l'ICRU. Une quatrième et dernière classe, celle des grandeurs "pratiques", destinée exclusivement aux patients, n'est pas évoquée dans le cadre de cette étude. La figure 1.1 issue du rapport 6214 du CEA[12] synthétise l'ensemble de ces classes.

1.3.1.1 Grandeurs physiques

Les grandeurs physiques ou primaires sont au nombre de 3 : la fluence, le kerma et la dose absorbée.

Fluence

Tout d'abord, pour exprimer le rayonnement ionisant d'origine, indépendamment de

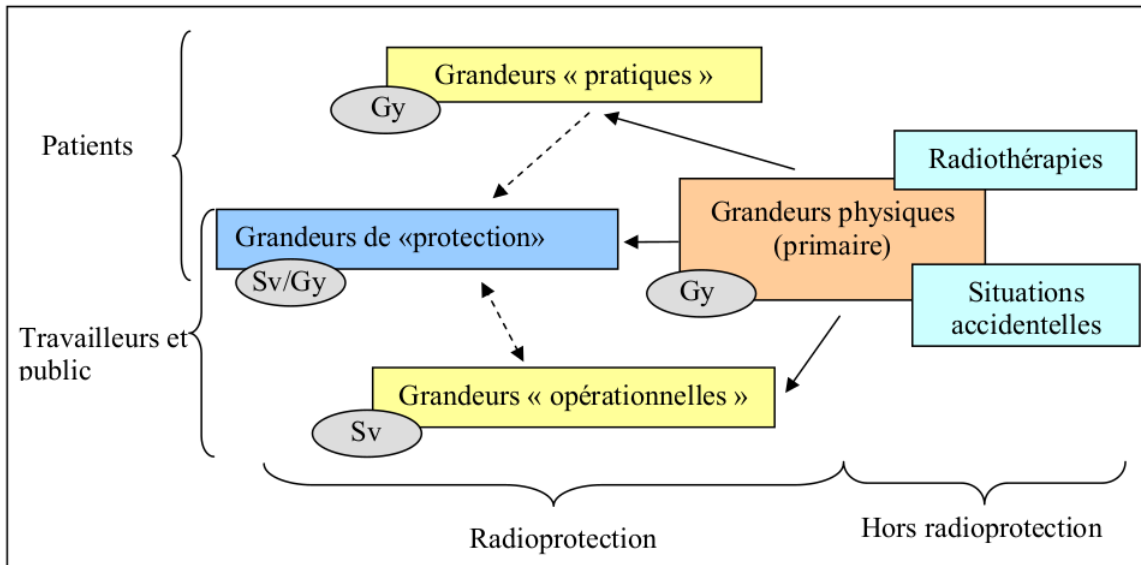


FIGURE 1.1 – Cette figure, extraite du rapport [12], illustre les différentes classes de grandeurs dosimétriques pour les rayonnements ionisants.

toute interaction avec la matière, nous définissons la fluence. De symbole Φ , elle constitue le nombre de particules dN pénétrant dans une sphère dont l'aire du plan diamétral est dA [12] :

$$\Phi = \frac{dN}{dA}$$

La fluence s'exprime donc comme l'inverse d'une unité de surface. Dans le cadre de notre étude, nous emploierons des cm^{-2} .

Kerma

Ensuite, il faut pouvoir exprimer les interactions entre le ou les rayonnements ionisants et la matière. Signifiant en anglais "Kinetic Energy Release in MAterial", le kerma est défini comme l'énergie dE_{tr} transférée à la matière, par unité de masse dm :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

Il s'exprime en Gray (Gy) : $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$.

Dose absorbée

Enfin, toute l'énergie transférée à la matière n'est pas totalement absorbée par cette dernière à proximité du point d'interaction. Il est donc nécessaire de définir la dose absorbée due à un rayonnement R , notée D_R , qui s'exprime également en Gray (Gy) :

$$D_R = \frac{dE}{dm}$$

Avec dE l'énergie déposé dans la masse dm autour du point d'interaction. Elle a été définie de manière à ne pas reposer sur des hypothèses et est mesurable. Les grandeurs qui vont suivre tentent de répondre à la problématique des faibles doses sur le corps humain.

1.3.1.2 Grandeurs de protection

Maintenant que les grandeurs physiques ont été définies, la question est de savoir quel est l'impact de ces rayonnements sur le vivant. Pour les doses très importantes, de l'ordre du Gray, il a été constaté sans ambages des effets déterministes, ne nécessitant pas d'introduire des grandeurs supplémentaires. Cependant, concernant les faibles doses, la question sur les effets demeure encore débattue au sein de la communauté scientifique. En attendant les conclusions et par principe de précaution, il a été adopté dans la CIPR le concept d'effet linéaire sans seuil. Cela signifie qu'il est supposé que n'importe quelle dose, aussi petite soit elle, engendrera des effets stochastiques proportionnels à la valeur de cette dose. D'où le principe ALARA⁸ qui en découle qui stipule que dans le comportement des travailleurs et dans les organisations, tout doit être mis en œuvre pour minimiser les doses reçues par le personnel. De plus, ont été rajoutées des grandeurs de protection permettant d'obtenir des probabilités de développer un cancer radio-induit.

Dose équivalente

La dose équivalente reçue par un tissu (ou organe) T , notée H_T , dont l'unité est le Sievert (Sv)⁹, est une grandeur de protection. Elle prend en compte l'impact du type de rayonnement R sur les organes ou tissus T ayant reçu la dose. Il s'agit donc de la dose absorbée $D_{T,R}$ pondérée par un coefficient de pondération radiologique noté w_R :

$$H_T = w_R \cdot D_{T,R}$$

Il est important de distinguer le Gray du Sievert, bien que ces deux unités soient homogènes entre elles. En effet, c'est le coefficient de conversion w_R , sans unité, qui permet de passer d'une dose absorbée brute à une probabilité de cancer radio-induit estimée. Si plusieurs rayonnements de natures différentes entrent en jeu, l'équation devient, en considérant R comme un indice :

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R}$$

Ce facteur de pondération w_R est constant pour l'ensemble des particules, à l'exception des neutrons, où il connaît un maximum entre 100 keV et 2 MeV. La référence de w_R est prise égale à 1 pour les rayonnements électromagnétiques :

- pour les électrons et les gamma : $w_R=1$;
- pour les protons d'énergie supérieure à 2 MeV : $w_R=5$;
- pour les particules alpha : $w_R=20$;
- enfin, pour les neutrons, w_R est compris entre 2,5 et 20. La valeur de ce facteur pour les neutrons est détaillée à la figure 1.2 extraite de la CIPR 103[10].

Cette dose dépend donc non seulement de la fluence, mais aussi de l'énergie des neutrons.

Dose efficace

La dose efficace, notée E , qui constitue un estimateur du risque et dont l'unité est également le Sievert (Sv), est une grandeur de protection qui, quant à elle, prend en compte le corps entier : à chaque type d'organe touché est associé un coefficient de pondération tissulaire noté w_T . Elle est donc la somme des doses équivalentes H_T calculées pour chaque

8. ALARA : "As Low As Reasonably Achievable". En français : "aussi bas que raisonnablement possible".

9. 1 Sievert correspond à une énergie massique déposée de 1 Joule par kilogramme.

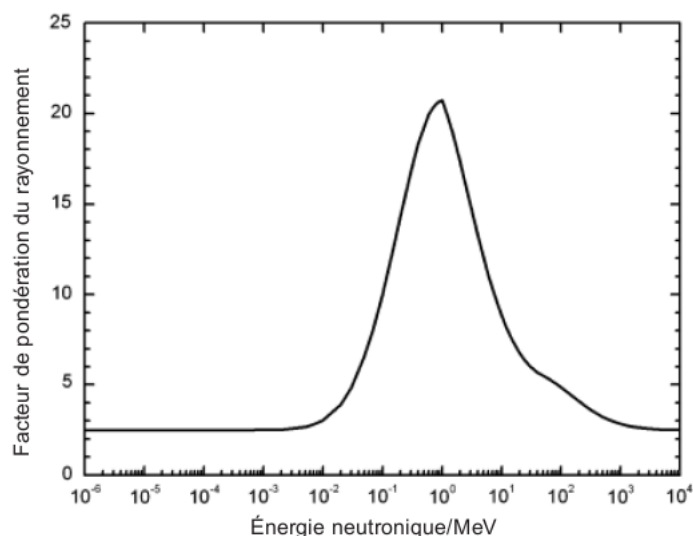


FIGURE 1.2 – Cette figure, extraite de la CIPR 103, illustre, pour les neutrons, le coefficient de pondération radiologique w_R en fonction de l'énergie (MeV).

tissu T et pondérées par w_T . En considérant donc T comme un indice, l'équation suivante est donc obtenue :

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T$$

C'est la grandeur utilisée dans la législation pour fixer les limites d'exposition. Après avoir développé les grandeurs physiques et après avoir évoqué les grandeurs de protection de la CIPR, nous allons maintenant aborder les grandeurs opérationnelles de l'ICRU ¹⁰.

1.3.1.3 Grandeurs opérationnelles

H_T et E sont les grandeurs de référence utilisées par la législation mais ne sont pas mesurables. Des grandeurs opérationnelles $H^*(10)$ et $H_p(10)$ ont donc été définies pour les rayonnements pénétrants et seront présentées ici. Elles sont mesurables et instaurées par l'ICRU, afin de fournir des approximations raisonnables, majorantes, des grandeurs de protection. Le nombre "10" représente la profondeur en millimètres dans les tissus mous. Ainsi, ces grandeurs sont adaptées aux neutrons, rayonnements ionisants fortement pénétrants, et correspondent à la dose en profondeur. Il existe également, pour les rayonnements ionisants faiblement pénétrants, l'équivalent de dose directionnel, $H'(0.07, \Omega)$, et l'équivalent de dose individuel, $H_p(0.07)$. Mais ces grandeurs ne concernent pas l'objet de la présente étude.

$H^*(10)$

L'équivalent de dose ambient $H^*(10)$ (Sv) est une grandeur opérationnelle basée sur le concept de l'équivalent de dose en un point donné d'un "fantôme sphère" de référence définie par l'ICRU, dont le diamètre est de 30 cm et la masse volumique de $1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Le $H^*(10)$ est l'équivalent de dose ambient à 10 mm de profondeur et ne dépend pas de

10. International Commission on Radiation Units.

la direction du rayonnement dont le champ est supposé ici expansé et unidirectionnel. L'étoile représente l'ambiance du poste de travail.

$H_p(10)$

L'étoile (*) est remplacée par l'indice "p" s'il est souhaité de désigner l'équivalent de dose personnel lu notamment sur les dosimètres opérationnels portés par les personnels intervenant sur zone. Au lieu de la sphère de référence définie par l'ICRU, un "fantôme plaque" est employé ici. Le $H_p(10)$ dépend notamment de l'angle d'incidence du rayonnement unidirectionnel, que nous considérons égal à $\alpha = 0^\circ$ par rapport à la normale de la plaque dans le cadre de cette étude.

Particularité du neutron

Il est nécessaire de garder à l'esprit que les neutrons causant le plus de dommages sur le corps humain au regard de la dose équivalente (H) se situent au-dessus de 100 KeV : en effet selon la CIPR 103[10], le facteur de pondération w_R est le plus élevé.

De plus, en consultant la première annexe de l'ICRU 66[13], afin de connaître les coefficients permettant de passer à l'équivalent de dose ambiant [$H^*(10)$] et l'équivalent de dose personnel [$H_p(10)$], il est possible de s'apercevoir que la nocivité des neutrons est la plus importante entre 0,1 et 20 MeV. Dans cette fourchette d'énergies, il semble donc prioritaire d'optimiser la précision du spectromètre. Sur la figure 1.3, il est possible d'apercevoir les coefficients h de conversion de la fluence neutronique brute (Φ en cm^{-2}) en :

- équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ sur l'histogramme de gauche. Les coefficients de conversion associés (h_Φ^* en $\text{pSv}\cdot\text{cm}^2$) sont disponibles jusqu'à 201 MeV inclus ;
 - équivalent de dose personnel $H_p(10)$ sur l'histogramme de droite. Les coefficients de conversion associés ($h_{p,\Phi,\alpha=0^\circ}$ en $\text{pSv}\cdot\text{cm}^2$) sont disponibles jusqu'à 20 MeV inclus.
- Ces valeurs seront utilisées par la suite pour remonter à l'équivalent de dose estimé par l'instrument développé.

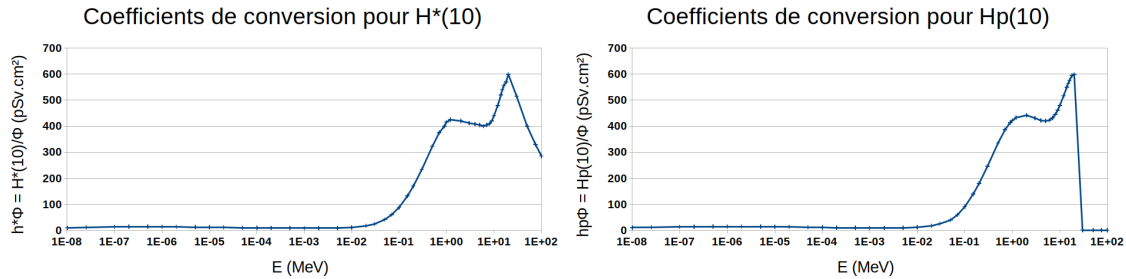


FIGURE 1.3 – Cette figure présente les coefficients de conversion (h_Φ^* à gauche et $h_{p,\Phi,\alpha=0^\circ}$ à droite, en $\text{pSv}\cdot\text{cm}^2$), en fonction de l'énergie des neutrons incidents (MeV). Ces coefficients permettent, à partir de la mesure de la fluence Φ , de remonter aux équivalents de dose ambiant et personnel.

Pour prendre un exemple, la figure 1.4 illustre la conversion d'un spectre en fluence (cm^{-2}), sur l'histogramme de gauche, en équivalent de dose ambiant [$H^*(10)$ en μSv], sur l'histogramme de droite. À gauche, les composantes thermique et rapide présentent des fluences comparables. À droite, après conversion au moyen de l'histogramme h_Φ^* de la figure 1.3, la composante thermique est fortement réduite en comparaison de la composante rapide. Il apparaît donc évident que la donnée d'entrée à déterminer de la manière la plus représentative possible est l'information de l'histogramme de gauche, autrement dit le spectre en énergie des neutrons. Il s'agit d'un des principaux enjeux de cette thèse.

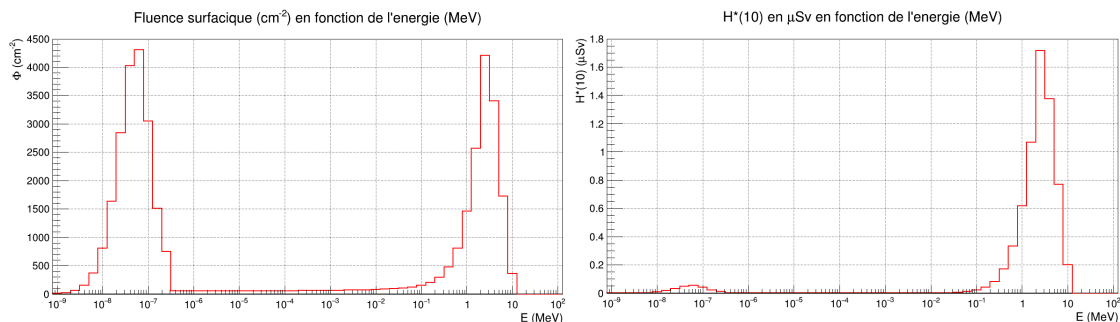


FIGURE 1.4 – Cette figure présente, à gauche, un spectre (fluence Φ en cm^{-2}) et à droite, le même spectre converti en équivalent de dose ambiant [$H^*(10)$ en μSv], en fonction de l'énergie, en MeV.

1.4 État de l'art des principaux dispositifs existants

Il existe un certain nombre de spectromètres/débitmètres à neutrons opérationnels à l'heure actuelle, mais pour la plupart d'entre eux, la durée de leurs mesures se révèle relativement longue pour les débits de fluences recherchés. Dans cette section, les principaux dispositifs existants vont être balayés, pour en déduire les caractéristiques permettant d'améliorer leurs performances.

1.4.1 Les sphères de Bonner

Pour mesurer le débit d'équivalent de dose (DED) neutron, il faut donc être à la fois capable de mesurer le flux de neutrons et leurs énergies. Pour ainsi répondre au besoin de fabriquer un spectromètre à neutrons, la sphère de Bonner fut conçue par Bramblett, Ewing et Bonner à partir des années 1960 [14], [15]. À l'origine, elle était livrée avec 5 sphères interchangeable en polyéthylène, de diamètres croissants compris entre 2 et 12 pouces. Le polyéthylène, de formule chimique $(\text{C}_2\text{H}_4)_n$, fortement hydrogéné, est un matériau modérateur doté à la fois d'un grand pouvoir de ralentissement et d'un faible pouvoir de capture sur les neutrons. L'objectif est le suivant : pouvoir détecter au centre de chaque sphère des neutrons thermiques. Ainsi, en changeant de taille de sphère à monter sur le dispositif, il est possible de thermaliser des neutrons d'énergies cinétiques croissantes, par augmentation de la probabilité des collisions successives (diffusion élastique). Au centre des 5 sphères était donc placé un détecteur optimisé pour les neutrons thermiques¹¹ : un cristal scintillateur cylindrique en ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$, qui a ensuite été remplacé par un compteur proportionnel rempli de ${}^3\text{He}$. La figure 1.5 présente, pour la bibliographie [14], le taux de comptage pour chaque diamètre de sphère, en fonction de l'énergie des neutrons (eV). Il est observé que plus le diamètre de la sphère augmente, plus le pic de la courbe associée se décale vers les hautes énergies, ce qui est satisfaisant pour l'esprit : en effet, une profondeur plus importante de modérateur permet de ralentir des neutrons de plus hautes énergies.

Avantages et inconvénients d'un tel dispositif

Les avantages sont les suivants :

- le système de réponse est quasiment isotrope ;
- l'appareil est peu sensible aux rayons gamma [2] ;
- la mise en œuvre est simple ;

11. Pour mémoire, à $T=300^\circ\text{K}$, $E_n = k_B T \sim 0,025 \text{ eV}$, avec E_n l'énergie cinétique du neutron, qui correspond à une vitesse d'environ $2,2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, et k_B la constante de Boltzmann, avec $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1} = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV}\cdot\text{K}^{-1}$.

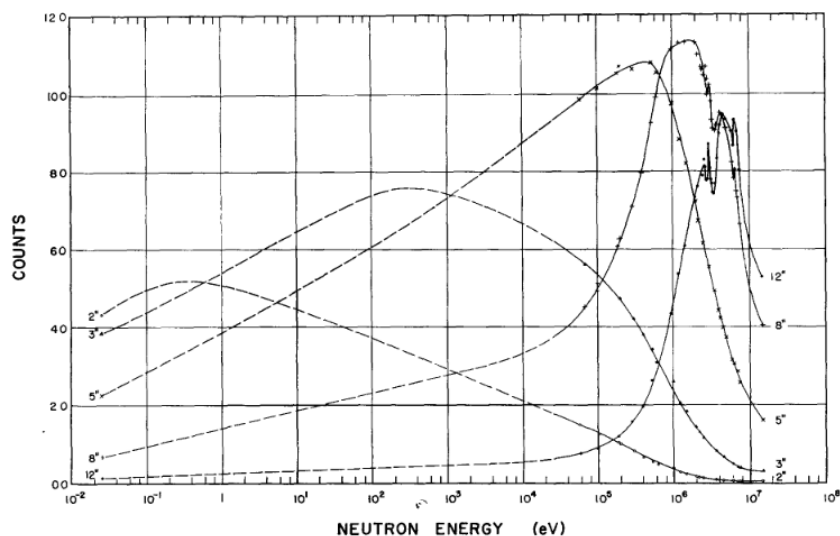


FIGURE 1.5 – Cette figure extraite de la bibliographie [14] présente, pour chaque diamètre de sphère de Bonner, de 2 à 12 pouces, le taux de comptage pour 10^6 neutrons émis, en fonction de l'énergie (eV), pour une source ponctuelle située à 40 cm de distance du centre des sphères.

- le polyéthylène est facile à usiner et présente un coût modéré ;
- ce système présente une grande stabilité de fonctionnement dans le temps, avec une réponse qui ne varie que très peu ;

Concernant les inconvénients :

- il faut recomposer le spectre par une ou plusieurs fonctions de transfert, d'où la nécessité de déconvoluer ;
- la nécessité de répéter les mesures en changeant de diamètre de sphère pour pouvoir remonter au spectre en énergie de la source occasionne un rallongement du temps de mesure qui peut durer plusieurs heures.

Ainsi, il faut trouver un système qui s'apparente à une sphère de Bonner, mais ne nécessitant pas de changer de diamètre de sphère, de façon à réaliser une mesure rapide. Avec un tel système, il n'est cependant pas envisageable de s'affranchir de la déconvolution, qui se révèle inhérente au souhait d'un système compact avec une seule technique de mesure.

1.4.2 Le ROSPEC

Le spectromètre multi-détecteurs ROSPEC (ROtating SPEctrometer), développé par la société canadienne BTI¹², est un dispositif utilisé au sein de nombreuses institutions telles que l'AIEA, l'IRSN, Orano, le CEA et le Ministère des Armées. Il est capable de restituer un spectre neutronique allant de 0,025 eV à 4,5 MeV. En dessous de 50 keV, sa sensibilité aux rayons gamma rend les mesures neutroniques non fiables en environnement gamma, mais des études de l'IRSN sont en cours pour fiabiliser la discrimination gamma/neutron et élargir son domaine d'utilisation à 20 MeV. Il se compose de six compteurs proportionnels, dont quatre à protons de recul pour le domaine de 50 keV à 20 MeV et deux à ^3He gazeux pour le domaine de 0,025 eV à 50 KeV, montés sur un ensemble tournant, permettant à chaque compteur de se retrouver à la même distance de la source. Du fait du grand nombre de détecteurs, l'encombrement est relativement important et représente un cylindre de 41 centimètres de diamètre pour une hauteur de 60,5 centimètres[16]. De plus,

12. BTI : Bubble Technology Industries.

sa masse est importante, de l'ordre de 23 kg, et le temps de mesure est long, de l'ordre de l'heure pour les mesures effectuées à bord des bâtiments à propulsion nucléaire. Enfin, sa sensibilité aux vibrations et sa fragilité ne correspondent pas au besoin opérationnel.



FIGURE 1.6 – Photo du ROSPEC issue du site internet de la société BTI.

1.4.3 Le NNS

Le spectromètre à neutrons NNS (Nested Neutron Spectrometer), développé par la société canadienne DETEC[17], est un dispositif basé sur un compteur proportionnel cylindrique à ^3He gazeux¹³ entouré de sept cylindres creux en polyéthylène de haute densité (HDPE¹⁴) imbriqués en poupées russes et retirés au fur et à mesure. Il est capable de restituer un spectre neutronique allant de 0,025 eV à 20 MeV. Plus les cylindres sont retirés, plus faibles seront les énergies initiales des neutrons mesurés. Huit mesures doivent être effectuées. Il sera possible de remonter au spectre des neutrons, via deux algorithmes de déconvolution intégrés au dispositif : un programme utilisant la méthode des moindres carrés, et un autre utilisant la méthode du maximum de vraisemblance (MLEM¹⁵). Du fait de l'assemblage en poupées russes, son encombrement est beaucoup plus réduit que celui du ROSPEC, mais les huit mesures ne peuvent être menées simultanément, ce qui rallonge la durée de la campagne de mesures à plusieurs heures.

Le NNS a été adopté par l'autorité de sûreté nucléaire canadienne (CNSC¹⁶).

Un NNS est disponible à l'EAMEA depuis 2021, une comparaison de mesures de débits de dose et de spectres en énergie sera donc effectuée au chapitre 4 entre notre spectromètre DONEUT et le NNS[18].

1.4.4 Le DIAMON

Le spectromètre DIAMON([19],[20]) (**D**irection aware, **I**sotropic and **A**ctive neutron **MON**itor with spectrometric capabilities) est un détecteur développé et commercialisé par une start-up italienne, RAYLAB, issue de l'École Polytechnique de Milan. Les données

13. Il est aussi possible d'utiliser une chambre d'ionisation à ^4He , non sensible aux neutrons, afin de discriminer les neutrons et les rayons gamma.

14. HDPE : High-Density Polyethylene.

15. MLEM : Maximum-Likelihood Expectation-Maximization.

16. Canadian Nuclear Safety Commission

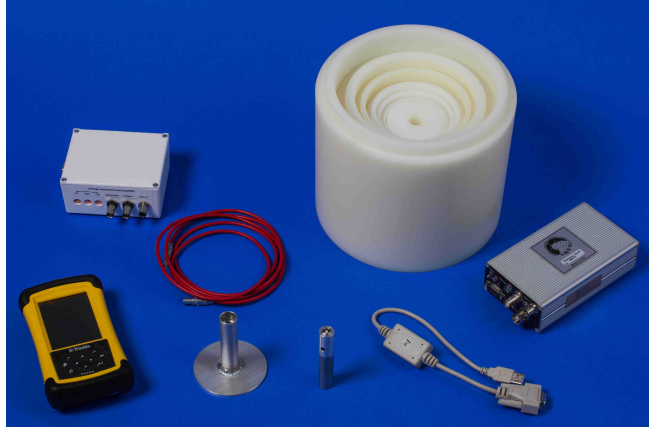


FIGURE 1.7 – Photo issue de la brochure de la société DETEC : composants du NNS : le pré-amplificateur (boîte blanche), les cylindres imbriqués en polyéthylène de haute densité (à droite), le multi-channel analyser (MCA, boîte grise), le compteur proportionnel en ^3He et son support (2 cylindres métalliques en bas), le module d’acquisition de données (en jaune, à gauche) et les câbles associés (rouge et gris). Il est observé un faible encombrement, qui le rend facilement transportable dans une grosse valise.

techniques, présentées dans sa documentation, semblent montrer qu’il s’agit du spectromètre neutrons le plus abouti existant sur le marché :

- sa masse est au plus de 8,5 kg, il est donc facilement transportable ;
- sa sensibilité peut descendre à 10 nSv/h, sans idée précise du temps d’intégration nécessaire à l’obtention de cette mesure ;
- avec sa forme en diamant, il semble pouvoir déterminer la direction de la source de neutrons ;
- la gamme d’énergie des neutrons détectée est située entre 0 et 20 MeV.

Il s’agit d’un spectromètre assez récent, avec un brevet déposé en 2018 par la start-up en question.



FIGURE 1.8 – Photo du DIAMON issue du site internet de la société RAYLAB (<https://www.raylab.solutions/>).

Cependant, à l’heure actuelle, nous ne disposons pas de suffisamment d’informations

à son sujet, notamment sur la nature et la disposition des détecteurs à l'intérieur de celui-ci. Un comparatif global entre notre spectromètre, le DIAMON, le NNS et le ROSPEC pourrait faire éventuellement l'objet d'études ultérieures.

1.4.5 Analyse des solutions possibles

Un certain nombre de solutions viennent à l'esprit. Pour balayer le spectre entier de 0,025 eV à 20 MeV, il serait possible d'utiliser :

- plusieurs détecteurs, certains optimisés pour les neutrons de basse énergie (< 1 keV) tels les détecteurs utilisant des réactions exothermiques, d'autres optimisés pour les neutrons de plus haute énergie (> 100 keV) tels les détecteurs à protons de recul (en stilbène ou en CLYC par exemple) ;
- un seul dispositif de détection de neutrons thermiques instrumenté à différentes profondeurs, en s'assurant d'avoir bien thermalisé tous les neutrons rapides, intermédiaires et épithermiques¹⁷. La sphère de modérateur instrumentée à différentes profondeurs pourrait éventuellement apporter une réponse à ce problème.

Dans ce qui va suivre, la solution retenue et étudiée va être mise en avant.

1.5 Solution étudiée : sphère de modérateur multi-instrumentée

Pour répondre au cahier des charges (vitesse de mesure, transportabilité, ...), une sphère de modérateur multi-instrumentée a été retenue. Il s'agit d'une sphère de modérateur à détecteurs multiples, qui présente l'avantage de concentrer plusieurs sphères de Bonner de diamètres différents dans un seul et unique système, détaillé notamment dans les bibliographies [21] et [22]. Celle-ci est composée d'un modérateur sphérique en polyéthylène solide, avec une multitude de détecteurs de neutrons thermiques à l'intérieur. Pour ce prototype, la réaction nucléaire exothermique ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ a été choisie pour les détecteurs en raison du Q de réaction élevé, égal à 4,78 MeV, pour optimiser la discrimination entre les neutrons et les rayons gamma. Un travail important d'optimisation a été effectué par des simulations de Monte-Carlo au moyen de l'environnement GEANT4 ([23],[24] et [25]), couplées à des méthodes de déconvolution. Cette optimisation ne concerne pas seulement la taille de la sphère, mais aussi la disposition, le nombre et la géométrie des détecteurs de neutrons thermique en son sein. De nombreuses simulations qui feront l'objet du chapitre 2 ont été réalisées pour obtenir des informations sur la sensibilité du diamètre de la sphère, de la profondeur et du nombre des détecteurs afin de trouver une disposition compatible avec les spécifications précédemment mentionnées. Ensuite, différentes méthodes de déconvolution ont été testées, conduisant à des résultats avec un bon accord, pour des spectres énergétiques neutrons modérés et non modérés d'Am/Be et de ${}^{252}\text{Cf}$.

À titre d'information, concernant le caractère transportable du prototype, une sphère de polyéthylène ($\rho = 0,927$ g/cm³) de :

- 30 cm de diamètre pèse environ 13,1 kg ;
- 25 cm de diamètre pèse environ 7,6 kg ;
- 20 cm de diamètre pèse environ 3,9 kg.

Ainsi, au regard de la masse quasiment divisée par 2 tous les 5 centimètres de diamètre

17. Pour mémoire, les neutrons épithermiques et intermédiaires présentent un spectre d'énergie compris entre 0,5 eV et 500 keV environ. Les neutrons sont considérés comme rapides à compter de 500 keV, et ce jusqu'à 50 MeV, où ils deviennent relativistes. Pour résumer, le spectre étudié va des neutrons thermiques aux neutrons rapides.

gagnés, la détermination précise du diamètre de la sphère sera un des enjeux majeurs de l'étude.

1.5.1 Premier calcul de dimensionnement

Afin de pouvoir déterminer l'ordre de grandeur du diamètre de la sphère de Bonner, la méthode de "l'âge de Fermi" a été employée. Cette méthode donne en effet une idée grossière du trajet moyen parcouru par un neutron dans un modérateur[26]. En considérant les données suivantes :

- énergie initiale du neutron : $E_n = 20 \text{ MeV}$;
- masse volumique du polyéthylène : $\rho_{PE} = 0,927 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$;
- masse molaire du polyéthylène pour le calcul de la section efficace macroscopique : on prend pour hypothèse que chaque molécule de C_2H_4 est libre l'une par rapport à l'autre, sans liaison covalente entre elles¹⁸ : $M_{PE} = 28 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$;
- pouvoir de ralentissement du polyéthylène : $\xi_{PE} = 0,913$ [27].

Les sections efficaces microscopiques ont été récupérées auprès de la banque de données nucléaires évaluées ENDF/B-VII.1[28], [29], [30]. Les résultats des calculs se trouvent en annexe B, et ne prennent en compte que les sections efficaces microscopiques de diffusion élastique σ_s des neutrons dans le carbone et l'hydrogène. Sur la figure B.1, un neutron incident de 20 MeV y est ralenti au bout d'une dizaine de collisions, avec un trajet moyen de 19 centimètres. Sur la figure B.2, le trajet moyen s'élève à 25 centimètre pour un neutron incident de 40 MeV. Ces résultats préliminaires vont dans le sens d'un diamètre de sphère de l'ordre de 20 à 30 centimètres correspondant au diamètre maximal des sphères de Bonner. Les simulations sur GEANT4 débiteront donc avec un diamètre de 30 cm, pour pouvoir comparer les résultats avec des biographies existantes prenant en compte un diamètre de cette valeur [21], [31],[32],[22],[33],[34],[35],[36],[37],[38], puis des simulations seront lancées avec des diamètres réduits à 25, voire 20 cm, afin de prendre en compte l'objectif de gain de masse.

1.5.2 Scintillateurs $^6\text{LiF}:\text{ZnS}$ retenus

Notre solution va nécessiter l'emploi de plusieurs scintillateurs identiques, sensibles aux neutrons thermiques comme évoqué précédemment. Deux scintillateurs retenus, basés sur du sulfure de zinc (ZnS), associé à du fluorure de lithium (^6LiF) :

- EJ-426 : ce scintillateur, de marque "ELJEN", optimisé pour les neutrons thermiques, avec une faible sensibilité aux rayons gamma, peut être disponible aussi bien sous forme circulaire que rectangulaire ;
- ND : ce scintillateur, de technologie très proche du EJ-426 mais de marque "Scintacor", présente en plus l'avantage de pouvoir être déjà livré avec une couche de TiO_2 afin d'optimiser le guidage de la lumière vers le photodétecteur.

Discrimination géométrique neutrons/gamma

À titre d'information, pour pouvoir optimiser la discrimination entre les neutrons et les rayons gamma et améliorer le rapport signal sur bruit, il faut jouer sur l'épaisseur du scintillateur : plus cette dernière est petite, plus l'énergie déposée par les rayons gamma est faible. Les électrons issus des interactions gamma de haute énergie peuvent alors avoir des parcours supérieurs à l'épaisseur du détecteur et n'y laissent qu'une partie de leur

18. Sinon, la masse molaire dépasserait $100\,000 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$. Mais, quelle que soit la molécule C_nH_{2n} considérée, cela ne changera rien à la valeur finale de la section efficace macroscopique.

énergie. De plus, pour un détecteur d'épaisseur x et de coefficient d'atténuation linéique des gamma μ , l'efficacité intrinsèque $\epsilon_{int,\gamma}$ de détection gamma est donnée par la formule suivante :

$$\epsilon_{int,\gamma} = (1 - e^{-\mu x})$$

Le coefficient μ est de l'ordre de $0,2 \text{ cm}^{-1}$ pour des énergies de gamma comprises entre 600 et 800 keV. Ainsi, en faisant tendre x vers zéro, l'efficacité intrinsèque ϵ_{int} tend vers zéro. Il faut donc trouver une épaisseur suffisamment réduite, de l'ordre de la centaine de micromètres, pour pouvoir s'affranchir du rayonnement gamma ($\epsilon_{int,\gamma} \sim 0.006$ pour une épaisseur de $300 \mu\text{m}$), mais suffisamment importante pour pouvoir permettre la réaction nucléaire d'intérêt ${}^6_3\text{Li}(n, \alpha){}_1^3\text{H}$. En effet, l'efficacité intrinsèque $\epsilon_{int,n}$ suit une loi similaire : elle est proportionnelle à $(1 - e^{-N \cdot \sigma(E_n) \cdot x})$, avec N la densité du matériau convertisseur de neutrons et $\sigma(E_n)$ la section efficace de la réaction, dépendant de l'énergie E_n . Or, cette section efficace se révèle très élevée pour les neutrons thermiques (937 barn), ce qui donne, pour une densité de ${}^6\text{Li}$ de 10^{22} atomes par cm^3 et une épaisseur de $300 \mu\text{m}$, une valeur de 0,25.

1.6 Conclusion

Pour clore l'introduction, il est important de rappeler les choses suivantes :

- la nécessité de fabriquer un spectromètre à neutrons en énergie vient du fait que la nocivité des neutrons dépend de leur énergie cinétique ;
 - la solution vers laquelle l'étude va s'orienter est celle d'un volume de modérateur multi-instrumenté, afin de gagner en compacité et de réduire la durée des mesures ;
 - les détecteurs qui composent ce volume seront des détecteurs de neutrons thermiques en ${}^6\text{Li}$, présentant l'intérêt d'être solides, ce qui permet d'avoir une concentration plus importante de cet isotope par centimètre cube, contribuant à une meilleure compacité.
- Dans ce qui va suivre, la géométrie du prototype et les spectres de référence vont être présentés. Ensuite, les méthodes de déconvolution utilisées dans ce projet seront exposées. Enfin, les résultats de l'optimisation GEANT4 et de la déconvolutions seront présentés.

Chapitre 2

Conception et optimisation par simulations Monte-Carlo du prototype DONEUT

La méthode de Monte-Carlo est une méthode de résolution numérique probabiliste née à la fin des années 1940 dans le sillage du projet Manhattan, qui permet de traiter des problèmes trop complexes à résoudre par les méthodes analytiques classiques. Cette méthode numérique, qui repose notamment sur le choix judicieux d'un générateur de nombres aléatoires en fonction du système étudié, s'est fortement développée avec les progrès informatiques. Ceux-ci ont permis le passage des tables de nombres pseudo-aléatoires "manuelles"¹ aux générateurs de nombres aléatoires automatisés. Depuis lors, les champs d'applications des simulations de Monte-Carlo se sont révélés très nombreux : en sus des applications militaires issues du projet Manhattan, ces simulations peuvent servir en gestion des flux, qu'ils soient humains (files d'attente dans un supermarché) ou matériels (avions circulant dans un aéroport), ou en calculs de surfaces dont les bords sont trop erratiques. Certes, les méthodes analytiques classiques présentent l'avantage d'apporter des solutions générales, alors que les méthodes de résolution numériques ne donnent que des solutions particulières à un problème donné[39]. Dans le cadre de la présente thèse, trop de variables entrent en ligne de compte. Les simulations de Monte-Carlo se révèlent donc un recours judicieux, voire indispensable. En l'occurrence, ces simulations vont être utilisées dans la conception du prototype et vont notamment contribuer à l'optimisation de sa géométrie par l'élaboration et l'étude de diverses matrices de réponse, en vue de restituer un spectre d'émission de neutrons aussi fidèle que possible au spectre d'origine.

2.1 Justification du choix de GEANT4

L'environnement GEANT4 permet des simulations de type "Monte Carlo" sur un certain nombre de particules issues du modèle standard de la physique, et sur les neutrons en particulier. Dans le cadre de cette thèse, le choix de GEANT4 (version 4.10.5) a été effectué à la place de MCNP. Les deux logiciels ont chacun leurs avantages et leurs inconvénients. GEANT4 a le mérite d'être un logiciel gratuit et librement téléchargeable sur le site du CERN, alors que MCNP nécessite une autorisation d'un référent. De plus, contrairement à MCNP, il est possible de modifier le code source. Enfin, au cours de la

1. Les tables les plus connues sont la table du chi-carré, la table de Gauss (loi normale) ou la table de Fisher.

simulation, GEANT4 prend en compte les particules secondaires générées par les réactions nucléaires[40], ce qui demeure possible sur MCNP, mais plus difficilement réalisable, tout particulièrement pour le suivi détaillé des trajectoires des particules primaires et secondaires. Dans notre cas de figure, la prise en compte de ces particules secondaires se révèle indispensable étant donné que du point de vue de GEANT4, seuls les particules générées par la source sont considérées comme des particules primaires².

2.2 Architecture de GEANT4

L'architecture informatique de GEANT4 est basée sur le langage C++, un langage compilé³, orienté objet⁴. Elle est composée de deux types de fichiers :

- des fichiers sources (extension en “.cc”, “source files”), permettant la mise en œuvre du programme ;
- des fichiers d'en-tête (extension en “.hh”, “header files”) permettant de déclarer des classes⁵, des fonctions ou des variables globales nécessaires au bon fonctionnement des fichiers sources.

La figure 2.1 donne un aperçu général non exhaustif des principales classes employées par GEANT4, et des interactions entre elles. Le fichier source principal (“main”) contient le gestionnaire d'exécution (“runManager”). Celui-ci permet d'appeler l'ensemble des classes obligatoires et certaines classes facultatives, au besoin. Les classes obligatoires sont au nombre de trois, et sont chacune associées à un fichier source et un fichier d'en-tête :

- “G4VUserDetectorConstruction”, relative à la géométrie du détecteur, aux matériaux qu'il contient, aux volumes “sensibles” (“Sensitive Detectors”) à éventuellement déclarer pour signifier à GEANT4 que des informations d'intérêt telles que l'énergie déposée dans ces volumes devront être enregistrées ;
- “G4VUserPhysicsList”, relative aux particules d'intérêt et au modèle physique choisi. En effet, un modèle physique est notamment adapté à une certaine plage d'énergie, il est donc capital de bien connaître les domaines de validité des divers modèles physiques possibles avant de les choisir ;
- “G4VUserPrimaryGeneratorAction”, relative à la nature des particules générées : y sont renseignés le ou les types de particules, éventuellement la forme de la source, qu'elle soit ponctuelle, parallèle ou isotrope.

2. Dans GEANT4, pour savoir si une particule est primaire ou secondaire, il faut consulter la valeur (entier naturel) de son “Parent ID” : si cette dernière égale 0, cela signifie que la particule n'a pas d'ascendance et qu'elle est donc primaire. Sinon, il s'agit d'une particule secondaire.

3. Un langage compilé produit via un compilateur un fichier en langage binaire. Ce fichier sera donc directement exploitable par la machine sans besoin d'interprétation, ce qui constitue un gain de temps d'exécution très important par rapport à un langage dit “interprété”. Cependant, la puissance de calcul élevée des ordinateurs actuels permet désormais l'utilisation de langages interprétés tels que Python en plus des langages compilés tels que C.

4. Dans les années 1960 a été développée l'orientation objet pour répondre à la problématique de lisibilité et d'ordonnement des lignes de codes des programmes. En effet, un programme de taille trop importante pouvait être difficile à déboguer, et l'interconnexion entre les fonctions qui se répétaient en son intérieur rendaient sa modification laborieuse. Il a donc été décidé de regrouper des fonctions ayant une parenté commune dans des ensembles appelés “objets”. Par exemple, les fonctions “décoller”, “atterrir” et “vitesse” peuvent être regroupées dans l'objet “avion”.

5. Une classe structure l'objet et le conceptualise : par exemple, le concept “avion” est à la classe ce que la déclaration “Airbus A380” est à l'objet. À partir de la classe générique “avion”, il est possible de faire naître une infinité d'objets “avions”. Cela n'est pas sans rappeler la théorie linguistique de Ferdinand de Saussure, où le “signifié” ou “concept” correspondrait à la “classe”, et où le “réfèrent” correspondrait à l'“objet”.

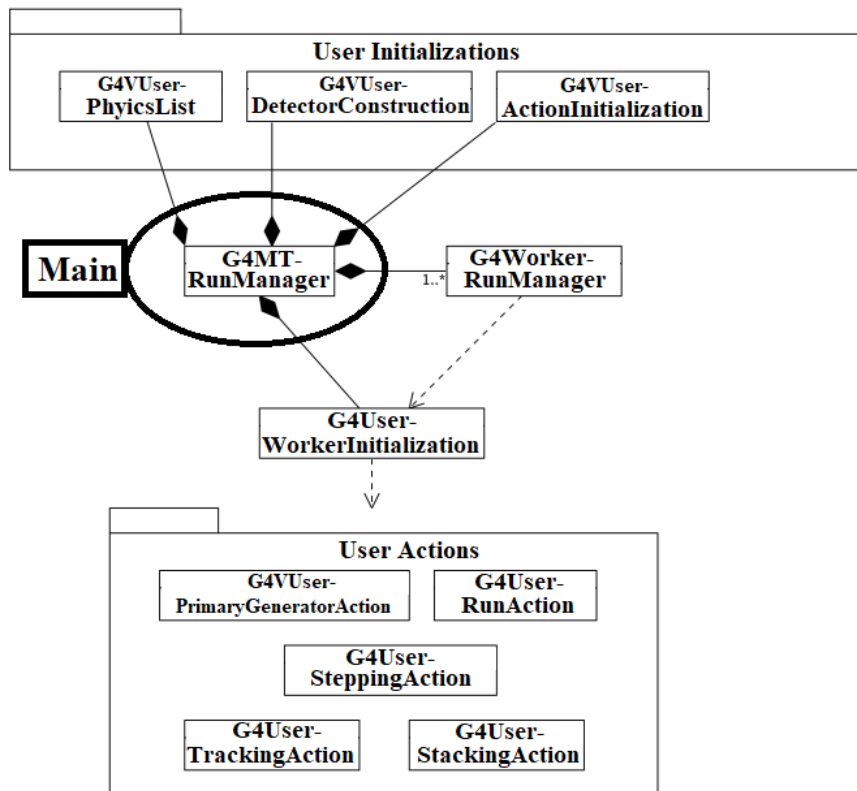


FIGURE 2.1 – Cette figure, issue de la documentation GEANT4[41], représente le diagramme des principales classes de l’environnement GEANT4.

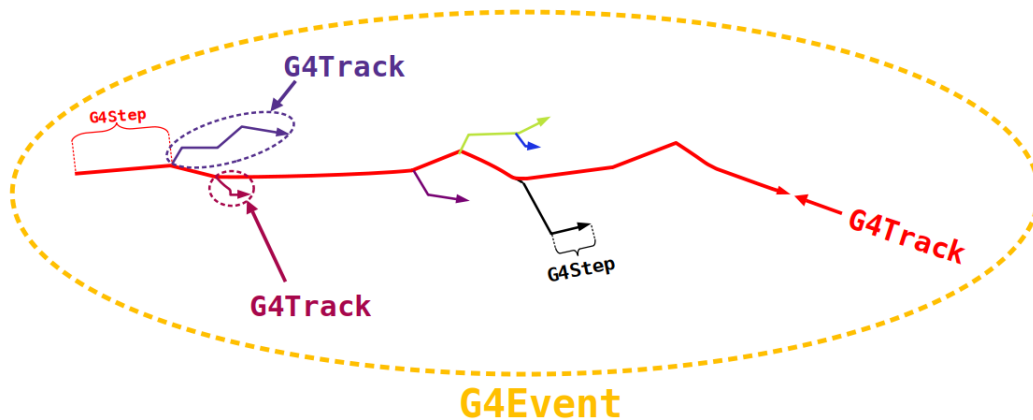


FIGURE 2.2 – Cette figure, issue d’un document interne au LPC de Caen (D. Cussol), permet de mieux cerner le vocabulaire de GEANT4 relatif au cheminement et aux interactions des particules simulées. Ici, un événement (“G4Event”) est représenté. Cet événement se décompose en plusieurs trajectoires (“G4Track”) qui se distinguent ici par des couleurs différentes, la trajectoire primaire étant ici représentée en rouge, et les trajectoires secondaires étant de couleurs autres que le rouge. Et au sein d’une même trajectoire se trouvent plusieurs segments (“G4Step”), correspondant au libre parcours de la particule entre deux interactions.

En ce qui concerne les classes optionnelles, en voici trois exemples permettant de suivre au mieux les particules simulées durant leurs interactions, illustrées en figure 2.2 :

- “G4UserRunAction”, relative aux actions associées à l’exécution (“run”). Chaque exécution (“run”) comprend un ensemble d’événements (“events”);
- “G4UserEventAction”, relative aux actions associées à un événement (“event”). Un événement comprend, à titre d’exemple, l’émission d’un neutron par une source donnée, puis sa thermalisation dans un modérateur et la génération de particules secondaires. Chaque événement comprend un ensemble de trajectoires (“tracks”) et chaque trajectoire comprend un ensemble de segments (“steps”);
- “G4UserSteppingAction”, relative aux actions associées à un segment (“step”). Un segment est un morceau élémentaire de trajet, correspondant à un libre parcours de particule entre deux interactions.

Ainsi, au regard de ce bref aperçu de l’architecture de l’environnement GEANT4, il va falloir personnaliser ces fichiers pour les adapter à l’expérience recherchée. À commencer par le choix des matériaux.

2.3 Conception et optimisation du prototype DONEUT

Dans un premier temps, nous sommes partis d’une conception similaire à une sphère de Bonner, mais multi-instrumentée. Le dispositif à modéliser se compose donc d’une sphère de polyéthylène dans laquelle sont placés plusieurs détecteurs, des scintillateurs en ZnS:LiF, à des profondeurs différentes. Sa géométrie devra être optimisée, non seulement à travers la détermination de son diamètre, mais aussi à travers le nombre et la disposition des détecteurs à l’intérieur de celle-ci. Le choix d’un prototype sphérique a été adopté dans un premier temps, étant donné que la sphère permet, quelle que soit la direction de la source, de restituer un signal uniforme. Mais au vu des contraintes de fabrication qui seront évoquées au chapitre 3, une forme cylindrique sera également étudiée. Ainsi, après avoir traité de l’optimisation de la géométrie sphérique, une étude comparative entre les formes sphérique et cylindrique sera menée au cours de cette section.

2.3.1 Choix des matériaux

Dans le cadre de nos simulations, les principaux matériaux utilisés seront :

- le polyéthylène (PE : $(C_2H_4)_n$), permettant la thermalisation des neutrons;
- le fluorure de lithium (LiF), matériau convertisseur permettant la génération de particules chargées à partir des neutrons thermiques;
- le sulfure de zinc (ZnS), permettant le phénomène de scintillation à partir de l’énergie cinétique des particules chargées.

En effet, il est rappelé que l’objectif est de thermaliser les neutrons au moyen d’un matériau hydrogéné – le polyéthylène en l’occurrence – afin qu’ils puissent être détectés au moyen d’une réaction exothermique – ${}^6_3\text{Li}(n, \alpha){}^3_1\text{H}$ en l’occurrence, voir le paragraphe 1.2.2 qui rappelle les réactions en jeu et l’annexe D qui explique comment définir les matériaux dans l’environnement GEANT4. De plus, bien qu’il existe le matériau *G4Polyethylene* dans GEANT4, il faudra redéfinir le polyéthylène manuellement. En effet, en-dessous de 5 eV d’énergie incidente de neutrons sur le modérateur qu’est l’hydrogène⁶, les effets liés à la structure moléculaire du polyéthylène ne sont plus négligeables[42], [43] et ne sont pas inclus par défaut :

$$\sigma_s^{CH_2} \neq \sigma_s^C + 2\sigma_s^H$$

6. Sous GEANT4, la prise en compte ne se fait qu’en-dessous de 4 eV.

Ainsi, il ne faut plus considérer la section efficace de diffusion de l'hydrogène seul, mais celle de l'hydrogène inclus dans le polyéthylène, pour prendre en compte la liaison covalente entre l'hydrogène et le carbone. Cela s'obtient par l'activation de l'option "TS_H_of_Polyethylene" lors de la définition de l'élément hydrogène. Enfin, il faudra veiller à bien définir la température, qui sera fixée à 293,15 K = 20°C, afin de se placer dans des conditions de température et de pression conformes à la réalité ⁷.

Pour finir, au-delà de 10 MeV d'énergie de neutrons incidents, en présence d'une épaisseur de matériau lourd comme le plomb, des réactions générant des neutrons secondaires par spallation (n, xn') apparaissent et sont susceptibles d'augmenter l'efficacité de détection du dispositif. À ce stade, il n'a pas été retenu d'insérer une épaisseur de matériau lourd dans la sphère. Mais si les efficacités entre 10 et 20 MeV ne sont pas exploitables, il faudra envisager l'éventualité de rajouter cette épaisseur[44].

2.3.2 Définition des "Sensitive Detectors"

Il est nécessaire de préciser à l'environnement GEANT quelles vont être les zones de la sphère qui vont détecter les neutrons. La méthode des "Sensitive Detectors" a été choisie dans le cadre de la thèse : dans les fichiers "DetectorConstruction.cc" et "DetSD.cc", où "SD" signifie "Sensitive Detector" sont spécifiées ces zones sensibles, d'où les informations d'intérêt vont être extraites. Ces zones correspondent aux épaisseurs de scintillateur ZnS:LiF.

2.3.3 Choix des "Physics lists"

En ce qui concerne le choix des listes physiques, nommées "Physics lists" dans GEANT4, la bibliographie [45] et l'utilisation de l'exemple avancé "hadronic6" de GEANT4 a permis une convergence vers le modèle "QGSP_BIC_HP". Dans ce sigle, c'est surtout la partie "HP" qui revêt de l'importance et qui signifie "High Precision", en augmentant la précision de la simulation de neutrons de moins de 20 MeV. Ce modèle de transport fait référence à la librairie de GEANT 4 "G4NDL 4.6", basée sur les banques de données nucléaires évaluées suivantes, la liste ne se prétendant pas exhaustive :

- ENDF/B-VII.1 : c'est notamment cette banque de données qui fournit les sections efficaces de diffusion prenant en compte les liaisons intramoléculaires dans les sections efficaces de diffusion du polyéthylène en-dessous de 5 eV ;
- JEFF-3.3 ;
- JENDL-4.0.

2.4 Simulations

Au cours de cette section vont être présentées les phases de simulations successives qui ont permis la réalisation du prototype. Dans un premier temps, il s'agira de détailler le tout premier groupe de simulations avec une sphère de polyéthylène de 30 cm de diamètre afin de présenter la démarche dans son ensemble. Il s'agit des toutes premières simulations qui avaient été effectuées avant toute optimisation. Dans un deuxième temps, une première pré-optimisation sera effectuée afin de déterminer plus précisément les dimensions des scintillateurs en ZnS:LiF, afin qu'ils puissent détecter une plage de débits de doses conforme

7. La pression est, par défaut, fixée à 1 atm dans GEANT4.

aux spécifications du cahier des charges. Enfin dans un dernier temps seront présentés des résultats plus concis et directs, avec d'autres groupes de simulations plus abouties comparant les géométries sphérique et cylindrique.

2.4.1 Premier groupe de simulations : études préliminaires de sensibilité

Les premières simulations ont débuté avec une sphère en polyéthylène de 30 cm de diamètre pour une masse de 13,1 kg ($\rho = 0,927 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$). Ce diamètre a été retenu car il correspond au diamètre des plus grandes sphères de Bonner. Un détecteur, simplifié, en fluorure de lithium (LiF), sans sulfure de zinc (ZnS), est placé tous les centimètres, en profondeur, suivant les 3 axes (Ox), (Oy) et (Oz), soit 85 détecteurs au total. Bien que ce nombre de détecteurs paraît trop important au regard du coût élevé et à l'encombrement important que cela peut apporter, il a été décidé d'effectuer de telles simulations afin de recueillir un maximum de données en fonction de la profondeur dans le polyéthylène. À l'issue de l'analyse et de l'exploitation de ces données, il s'agira de supprimer une grande partie des détecteurs afin de ne garder que les détecteurs essentiels au bon fonctionnement du prototype, dans un but d'optimisation. L'optimisation de la masse de la sphère sera également traitée ultérieurement. En rentrant davantage dans les détails, en plus du po-

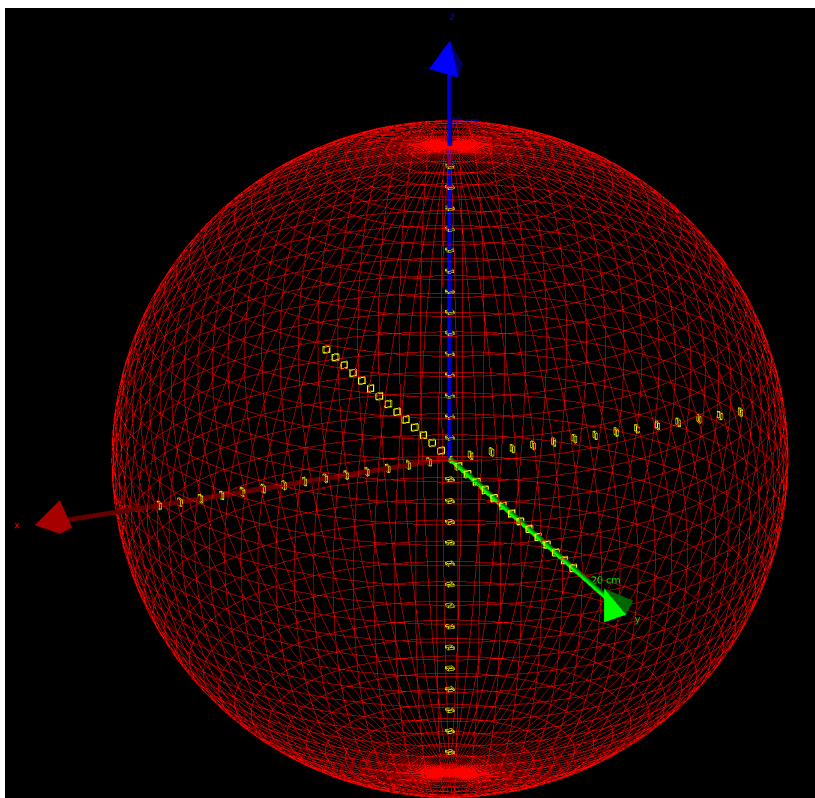


FIGURE 2.3 – Cette figure issue de l’environnement GEANT4 représente la disposition des 85 détecteurs, définis comme “Sensitive Detectors”, au sein de la sphère de Bonner en polyéthylène, selon les 3 axes x, y et z.

lyéthylène de la sphère, le fluorure de lithium (LiF) des 85 détecteurs a été défini, enrichi à 95% en ^6Li . Comme précisé précédemment, ces détecteurs sont régulièrement répartis selon les 3 axes, sachant que $(O, \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ est un repère orthonormé direct :

- un détecteur situé en $x = y = z = 0$;

- en x, y et z, un détecteur situé tous les centimètres entre -14 cm et -1 cm puis entre +1 cm et +14 cm, soit 84 détecteurs.

Chaque détecteur a une masse volumique $\rho = 2,640 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, et constitue un parallélépipède de $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm} \times 0,9 \text{ mm}$. La taille du détecteur a été choisie petite afin de limiter les influences des détecteurs proches de la surface sur les détecteurs plus en profondeur. Pour simplifier les simulations, le ZnS n'a pas été pris en compte car le paramètre important est le nombre de noyaux de ${}^6\text{Li}$. La dimension et la composition des détecteurs n'ont pas encore été optimisées et feront donc l'objet de modifications ultérieures. La figure 2.3, issue de GEANT4, montre plus visuellement la disposition de ces détecteurs au sein de la sphère de polyéthylène.

2.4.1.1 Groupes d'énergies de neutrons choisis

Dans un premier temps, 51 faisceaux parallèles selon l'axe $(-1 \ 0 \ 0)$, contenant chacun 10^8 neutrons monoénergétiques, ont été envoyés sur la sphère. Ces 51 faisceaux correspondent à 51 énergies différentes de neutrons allant de 10^{-8} à 10^2 MeV ⁸, et donc 51 simulations en parallèle sur les ordinateurs du LPC de Caen, qui ont duré entre 13 et 70 heures en fonction de l'énergie des neutrons incidents, confère l'annexe C.

Une répartition logarithmique des énergies des neutrons monoénergétique est visée. Dans notre cas de figure, une décade devra séparer 6 niveaux d'énergies. Par exemple, au rang 0, l'énergie sera de 10^{-8} MeV alors qu'au rang 5, l'énergie sera de 10^{-7} MeV . Ainsi, soit i le numéro du faisceau de neutrons monoénergétiques, avec i allant de 0 à 50. L'énergie E_i d'un neutron du faisceau i sera donnée par la formule suivante :

$$E_i = 10^{(-8+0,2 \cdot i)} \text{ MeV}$$

La figure 2.4, issue de GEANT4, montre plus visuellement les trajectoires des particules dues à un faisceau de neutrons monoénergétiques de $10^{-8} \text{ MeV} = 10 \text{ meV}$ selon $(-1 \ 0 \ 0)$, donc provenant de la gauche de la figure, sur la sphère de polyéthylène.

2.4.1.2 Calcul de la fluence surfacique pour chaque simulation

Pour chaque simulation, la fluence surfacique ($\Phi(E_i)$) constitue le rapport entre le nombre N de neutrons envoyés ($N = 10^8$) et la surface de la section transversale du faisceau parallèle de neutrons de rayon r . Ainsi, pour tout $i \in [0, 50]$:

$$\begin{aligned} \Phi(E_i) &= \Phi_0 = \frac{N}{\pi \cdot r^2} \\ &= \frac{10^8}{\pi \cdot (15 \text{ cm})^2} \\ &= 1,415 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \end{aligned}$$

Soit environ, pour chaque simulation, un fluence surfacique de 140 000 neutrons par centimètre carré.

2.4.1.3 Résultats bruts issus de GEANT4

Pour vérifier que les "Physics Lists" ont été correctement choisies, il est impératif de détecter sur les simulations GEANT4 la réaction exothermique ${}^6_3\text{Li}(n, \alpha){}^3_1\text{H}$ à 4,78 MeV. Pour ce faire, les énergies déposées dans les détecteurs ont été sommées dans le fichiers

8. Cela fait donc 10 décades d'écart entre la plus basse et la plus haute énergie.

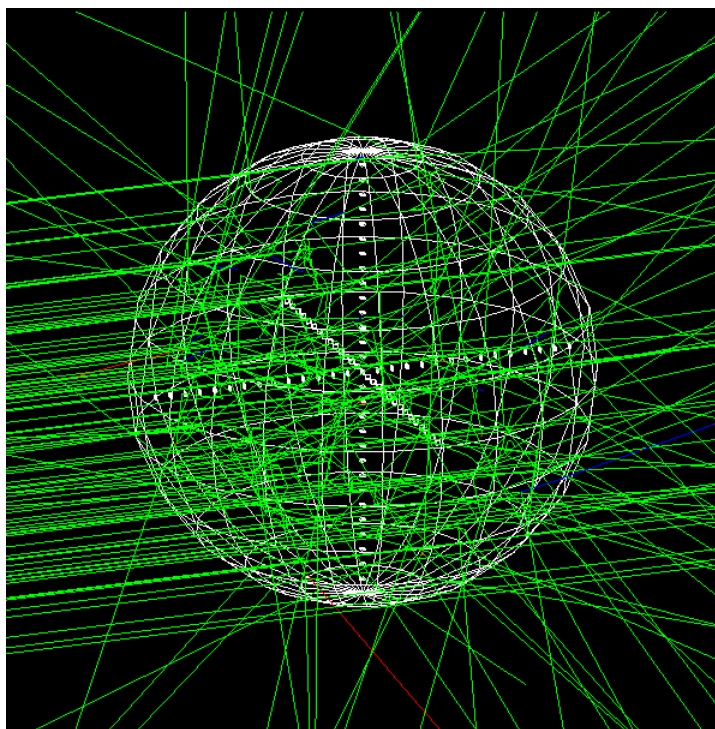


FIGURE 2.4 – Cette figure issue de l’environnement GEANT4 représente un bombardement d’un faisceau parallèle selon l’axe $(-1\ 0\ 0)$ de neutrons monoénergétiques de 10 meV.

de GEANT4 “DetSD.cc”. À titre d’exemple, la figure 2.5 représente l’histogramme à une dimension (TH1F) relatif au “sensitive detector” placé en $x = y = z = 0$. Ce TH1F compte, pour chaque détection, l’énergie totale déposée dans le “sensitive detector” en question, ici, pour une énergie de neutrons incidents $E_{10} = 1\text{ eV}$. Un pic à 4,75 MeV est noté, ce qui

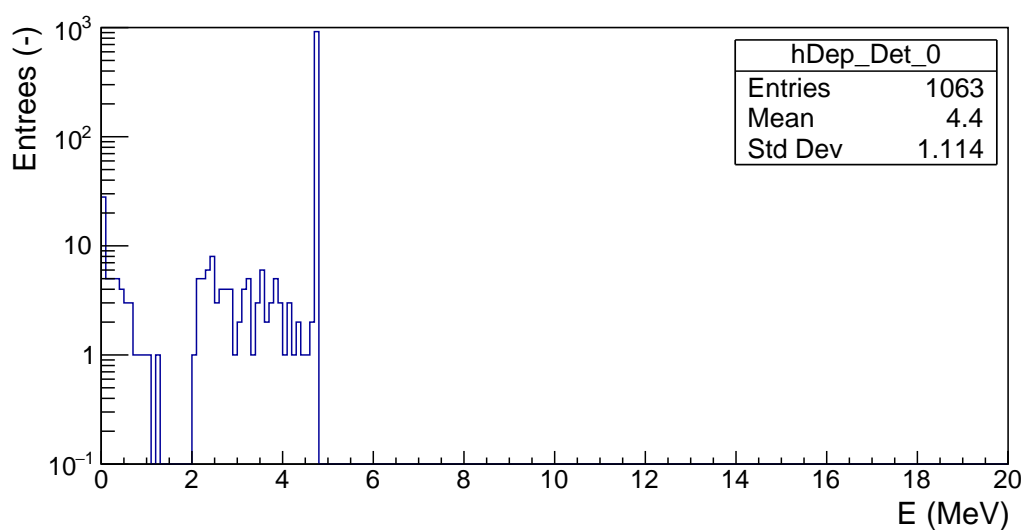


FIGURE 2.5 – Cette figure issue de l’environnement ROOT et préparée sous GEANT4 représente l’énergie déposée au sein du “sensitive detector” situé en $x = y = z = 0$, pour 10^8 neutrons monoénergétiques d’énergie incidente $E_{10} = 1\text{ eV}$.

semble mettre en évidence un peu plus de 900 réactions de type ${}^6_3\text{Li}(n, \alpha){}_1^3\text{H}$ au centre de la sphère de Bonner. Quoi qu'il en soit, pour chaque énergie E_i , cela donne 85 histogrammes de ce genre issus des 85 détecteurs. Ce qui donne au total 4335 histogrammes pour les 51 énergies considérées. Pour chacun de ces 4335 histogrammes en entrée, il a été demandé d'extraire et de sommer toutes les valeurs de "bins" en énergie à partir du numéro 20, correspondant à toutes les énergies supérieures ou égales à 2 MeV, en sachant qu'il y a 200 "bins" au total, les énergies allant de 0,0 à 20,0 MeV. Ces valeurs de bins, qu'il est possible de noter r_i , ont été divisées par la fluence surfacique Φ_0 calculée précédemment, afin d'obtenir une réponse notée R en centimètres carrés, image de l'efficacité de détection :

$$R = \frac{1}{\Phi_0} \sum_{i=20}^{200} r_i$$

2.4.1.4 Première étape : prise en compte des détecteurs selon x

Dans un premier temps, 10^8 neutrons sont envoyés sur la sphère. La figure 2.6 synthétise la réponse des 29 détecteurs situés selon l'axe x uniquement en fonction de l'énergie des neutrons incidents, soit $51 \times 29 = 1479$ histogrammes synthétisés. Pour y représenter les erreurs de mesure, la classe TGraphError a été utilisée sur ROOT. Ces erreurs de mesure ont été calculées comme suit : pour chaque énergie incidente E_i :

- $n_j(E_i)$ le nombre de réactions à 4,78 MeV détectées par simulation ;
- $R_j(E_i)$ la réponse du détecteur numéroté j.

L'erreur statistique moyenne $e_j(E_i)$ à 1σ associée à cette réponse s'exprimera de la manière suivante, en supposant une loi binomiale :

$$\begin{aligned} e_j(E_i) &= \frac{\sqrt{n_j(E_i)}}{\Phi_0} \\ &= \frac{\sqrt{n_j(E_i)/\Phi_0}}{\sqrt{\Phi_0}} \\ &= \sqrt{\frac{R_j(E_i)}{\Phi_0}} \end{aligned}$$

Naturellement, plus le nombre de neutrons incidents augmente, plus l'erreur diminue et plus la précision augmente. Concernant l'explication de la forme des courbes observées à la figure 2.6 : plus la coordonnée en x diminue, plus l'épaisseur de polyéthylène que les neutrons devront traverser augmente et plus l'efficacité de détection sera importante pour les neutrons rapides. A contrario, plus la coordonnée en x augmente, plus l'efficacité de détection sera importante pour les neutrons épithermiques puis thermiques. Les observations de ces figures confortent ce raisonnement, avec, à titre d'exemples :

- un pic aux alentours de 0,4 eV pour $x = 14$ cm ;
- un pic aux alentours de 1,6 MeV pour $x = 6$ cm.

Les formes de ces réponses sont comparables à celles obtenues par des sphères de Bonner de différents diamètres, ce qui semble conforter notre approche.

Pour mémoire, un seuil de détection de $1 \mu\text{Sv/h}$ avec un temps d'intégration maximal de 5 à 10 minutes est souhaité, ce qui correspond à :

- une fluence surfacique de 6250 cm^{-2} à 12500 cm^{-2} pour des neutrons de 1 eV ;
- une fluence surfacique de 200 à 400 cm^{-2} pour des neutrons de 1 MeV.

D'après la figure 2.7, à partir de 10^5 - 10^6 neutrons, la sphère ne semble plus suffisamment sensible et les fluctuations statistiques sont importantes. Ainsi, il faut a priori au moins 10^5

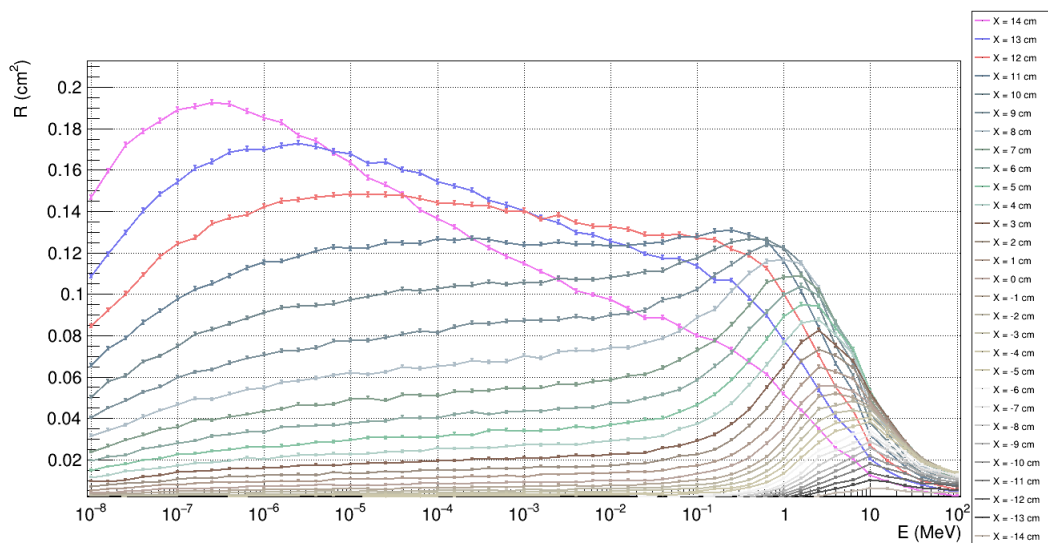


FIGURE 2.6 – Cette figure représente la synthèse des réponses des détecteurs en fonction de l'énergie des neutrons, pour 10^8 neutrons envoyés sur la sphère de polyéthylène. Seuls les 29 détecteurs en x ont été considérés.

neutrons sur la surface de la sphère, soit une fluence surfacique d'au moins 1400 cm^{-2} pour pouvoir remonter au spectre d'entrée avec cette géométrie de détecteurs : $N_{6\text{Li}} = 4,9 \cdot 10^{20}$ atomes par détecteur. Le troisième groupe d'expérience, où les détecteurs ont été optimisés, permettra de descendre à des valeurs plus basses.

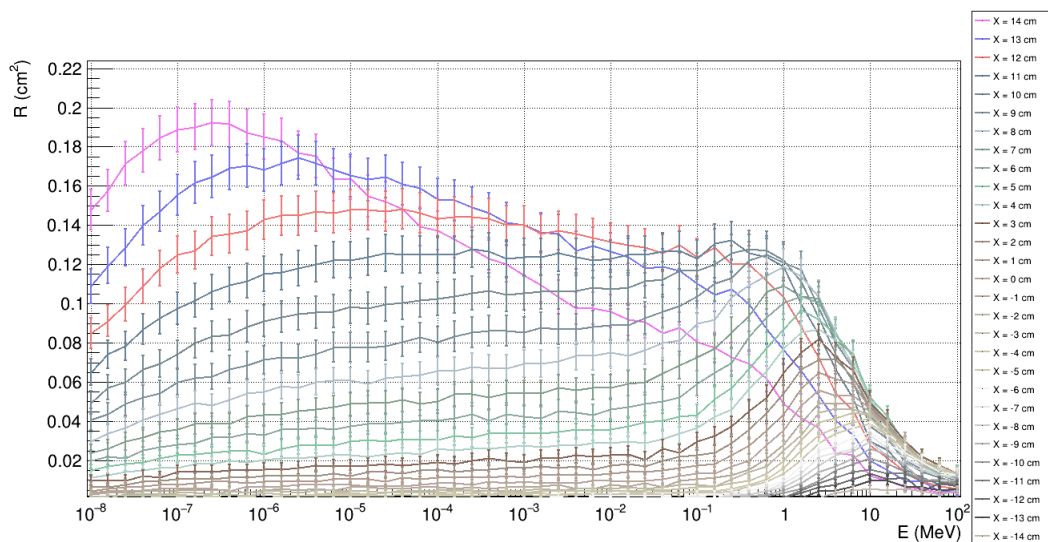


FIGURE 2.7 – Cette figure représente la synthèse des réponses des détecteurs en fonction de l'énergie des neutrons, pour 10^6 neutrons envoyés sur la sphère de polyéthylène. Seuls les 29 détecteurs en x ont été considérés.

Ces résultats permettent de se rendre compte que l'ensemble de ces 29 détecteurs ne se révèlent pas indispensables, car donnant des réponses redondantes. Il va donc être possible d'en retirer un certain nombre, pour respecter le cahier des charges. La figure 2.6 montre que l'allure des courbes varie de moins en moins lorsque les détecteurs se rapprochent du

centre. Cela donne donc de premières indications sur les détecteurs à supprimer, et ceux à conserver, afin de pouvoir déconvoluer ultérieurement de la manière la plus optimale possible tout en limitant le nombre de détecteurs :

- il sera ainsi possible d'espacer les détecteurs proches du centre ;
- il faudra au contraire garder des détecteurs loin du centre, relativement proches pour garder une bonne sensibilité aux neutrons thermiques et épithermiques.

2.4.1.5 Deuxième étape : prise en compte de l'ensemble des détecteurs

Dans un deuxième temps, afin d'avoir une information la plus exhaustive possible, il va être nécessaire de synthétiser l'ensemble des détecteurs selon les 3 axes. La figure 2.8 représente la somme des réponses de tous les détecteurs situés à une distance r en centimètres du centre de la sphère. Pour $r = 0$, la réponse a été multipliée par 6 pour garder une cohérence avec le reste des courbes qui somment les six détecteurs. Il est observé que,

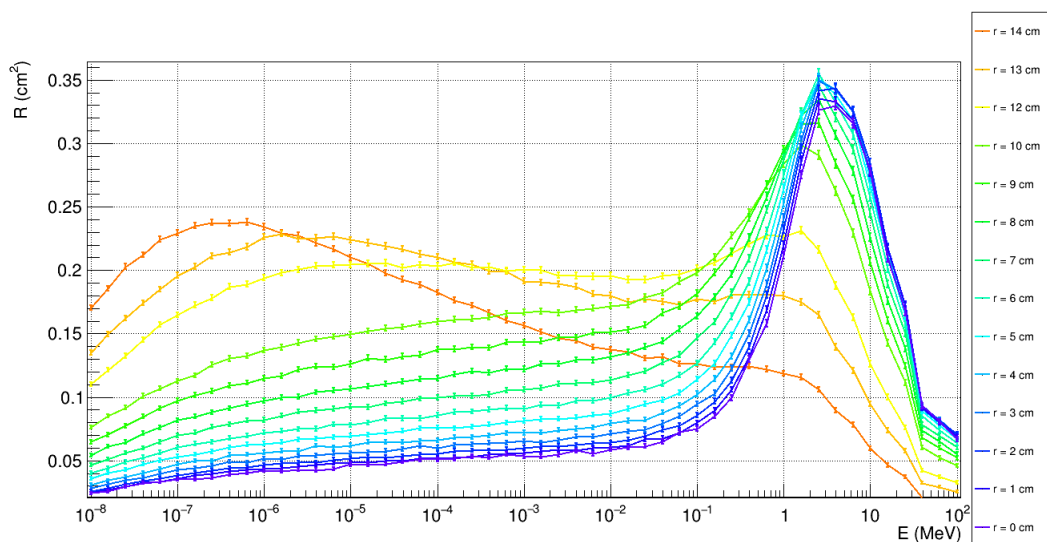


FIGURE 2.8 – Cette figure représente la synthèse des réponses des détecteurs en fonction de l'énergie des neutrons, pour 10^8 neutrons envoyés sur la sphère de polyéthylène. Le paramètre r représente la distance en centimètres par rapport au centre.

contrairement à la figure 2.6, pour les faibles distances r au centre de la sphère, le pic de réponses autour de 2,5 MeV est exacerbé. En effet, en considérant par exemple :

- $r = 14$ cm, les détecteurs pris en compte sont notamment le détecteur selon $x = 14$ cm et celui selon $x = -14$ cm. Ainsi, les neutrons arrivant sur le premier ne traverseront que 1 cm d'épaisseur de polyéthylène, ce seront donc des neutrons initialement thermiques qui seront détectés. Alors que ceux arrivant sur le second traverseront 29 cm de polyéthylène, ce seront donc des neutrons initialement rapides qui seront détectés ;
- $r = 1$ cm, l'ensemble des détecteurs seront situés à une profondeur importante. Ainsi, les neutrons arrivant sur ces détecteurs devront traverser une épaisseur de polyéthylène de l'ordre de 15 cm, ce seront donc des neutrons initialement rapides qui seront détectés.

En guise de conclusion partielle, ces dernières considérations renforcent la conclusion précédente sur la granularité, c'est-à-dire la façon dont les détecteurs seront spatialement répartis. Les résultats de simulation sont cohérents avec la bibliographie étudiée, dans laquelle, pour mémoire, les diamètres des sphères de Bonner varient de 2 pouces (5 cm) à

12 pouces (30,5 cm)[14],[15]. Il va maintenant falloir améliorer la réponse des détecteurs, en étudiant leurs caractéristiques et en jouant sur leurs dimensions. Ceci sera l'objet des prochaines simulations.

2.4.2 Deuxième groupe de simulations : dimensionnement des scintillateurs

Cette deuxième série de simulations a pour objectif de dimensionner les scintillateurs afin qu'ils puissent mesurer un équivalent de dose ambiante ($H^*(10)$) compris entre 1 $\mu\text{Sv/h}$ et environ 10 mSv/h en moins de 5 à 10 minutes, tout en étant peu sensibles à la contribution des photons gamma. Ce qui oriente la conception vers des scintillateurs ayant le moins de matière possible tout en permettant une efficacité aux neutrons suffisante, ce qui permet de réduire la contribution des photons. Cependant, cette épaisseur de détecteurs devra être suffisante pour que l'alpha et le tritium issus de la réaction nucléaire d'intérêt (${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$) puissent être arrêtés dans le scintillateur et y déposer toute leur énergie.

2.4.2.1 Caractéristiques des scintillateurs

Généralités

Les scintillateurs en ZnS:LiF sont composés de 3 ingrédients principaux⁹ : des grains de fluorure de lithium (LiF) responsables de la réaction nucléaire en elle-même, des grains de sulfure de zinc (ZnS), responsables de la scintillation, et d'un liant transparent tel que la résine époxy permettant la cohésion de l'ensemble. Les scintillateurs disponibles sur le marché¹⁰ présentent les caractéristiques suivantes :

- il est possible de choisir le ratio de masse entre les grains de LiF et les grains de ZnS parmi les solutions proposées par SCINTACOR et ELJEN :
 - soit 1 unité de masse de LiF pour 4 unités de masse de ZnS¹¹ noté "LiF:ZnS 1:4" ;
 - soit 1 unité de masse de LiF pour 3 unités de masse de ZnS, noté "LiF:ZnS 1:3" ;
 - soit 1 unité de masse de LiF pour 2 unités de masse de ZnS, noté "LiF:ZnS 1:2" et dénommé HD pour "high density" sur ELJEN.

Les expériences menées en laboratoire, objet du chapitre 4 ont montré qu'il fallait privilégier la version 1:2, augmentant l'absorption des neutrons tout en minimisant le volume du scintillateur. Ces expériences confortent les résultats d'une étude publiée en 2018 sur le sujet[46] ;

- concernant les épaisseur de scintillateurs proposées, le constructeur ELJEN propose 270¹² et 500 μm , tandis que SCINTACOR propose 320 μm ;
- concernant les nombres d'atomes de ${}^6\text{Li}$ par centimètre cube proposées sur le marché, pour les scintillateurs de marque ELJEN, ils sont de $N_{6\text{Li}} = 1,07 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ pour un ratio de 1:2 et de $N_{6\text{Li}} = 8,21 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ pour un ratio de 1:3. Concernant les scintillateurs de marque SCINTACOR, l'information n'est pas détaillée. Ainsi, les calculs se feront sur la base des scintillateurs ELJEN qui doivent être comparables aux caractéristiques SCINTACOR (1:2 ou 1:3) ;
- concernant la longueur d'onde du pic d'émission du scintillateur, elle est de 450 nm (bleu) chez ELJEN ou SCINTACOR ;

9. Le principe de fonctionnement de la scintillation sera détaillé au chapitre 4.

10. Nous avons testé les scintillateurs ELJEN et SCINTACOR.

11. Disponible chez SCINTACOR.

12. Le constructeur affiche pour le scintillateur EJ-426 la valeur de 320 μm , mais 270 μm ont été mesurés.

- le temps de décroissance de la scintillation prompt est de 200 ns, d'après les données ELJEN. SCINTACOR indique quant à lui un temps de décroissance à 10% de 80 μ s incluant la scintillation "lente".

L'intégralité des simulations seront donc menées avec un ratio de masse de 1:2 et avec une densité volumique $N_{6Li} = 1,07 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Étant donné que l'enrichissement en ^6Li est de 95% : $N_{Li} = N_{LiF} = \frac{N_{6Li}}{0.95} = 1,13 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Après calcul dont le détail est disponible en annexe F, la répartition massique des 3 principaux ingrédients, à intégrer dans le fichier "DetectorConstruction.cc" de GEANT4 est la suivante :

- $w_1 = 23,4 \%$ de LiF ;
- $w_2 = 46,8 \%$ de ZnS ;
- $w_3 = 29,8 \%$ de résine époxy.

Schéma de principe des scintillateurs dans le dispositif expérimental

Avant de continuer l'étude, permettons-nous une petite digression sur l'agencement des scintillateurs et le fonctionnement du dispositif. La figure 2.9 présente le schéma de principe des scintillateurs dans le dispositif expérimental. Comme présenté plus haut, le couple (α , ^3H) va ioniser le sulfure de zinc. Afin que la désexcitation des électrons puisse générer de la lumière exploitable, en l'occurrence bleue, d'une longueur d'onde moyenne d'environ 450 nm, un activateur en argent est rajouté en infimes concentrations. Cet activateur va permettre aux électrons de se désexciter en libérant une énergie (ΔE) moins importante, correspondant à la longueur d'onde visée.

Sur cette figure, deux lames de ZnS :LiF, recouvertes d'un revêtement opaque et réfléchissant afin de pouvoir garder la lumière, ont été collées sur un guide de lumière, lui-même en polyméthacrylate de méthyle (PMMA), matériau plus connu sous le nom commercial de Plexiglas. Ce guide de lumière va permettre de guider les photons depuis les lames de ZnS :LiF vers les fibres optiques. Ces fibres optiques vont guider la lumière vers les matrices de photomultiplicateurs.

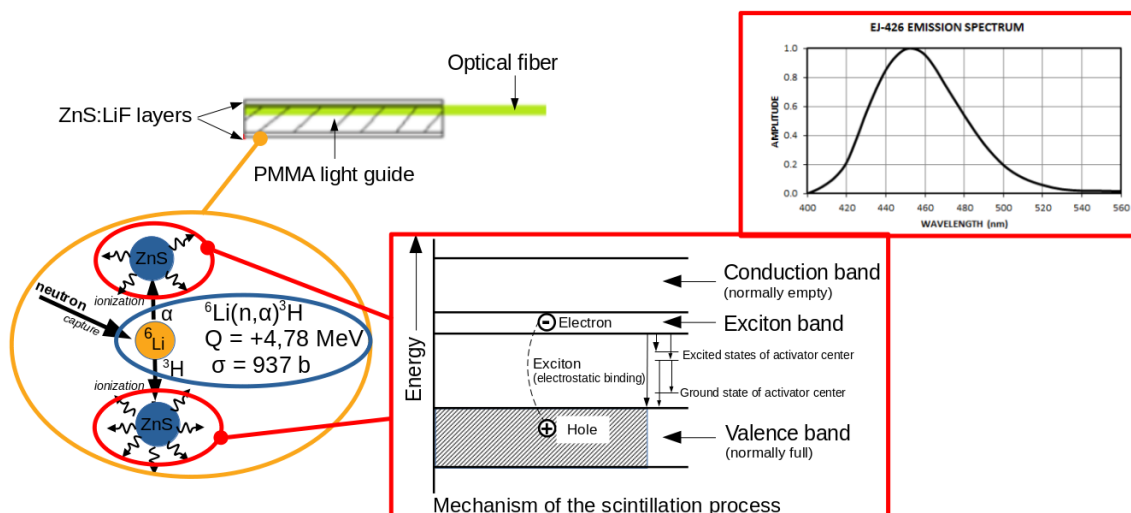


FIGURE 2.9 – Principe général de fonctionnement de la scintillation. Ici, l'activateur est l'argent, présent en petites quantités dans le LiF :ZnS. Cet activateur permet de restituer la longueur d'onde moyenne de photon désirée, de couleur bleue.

Épaisseur des scintillateurs

Pour optimiser l'épaisseur de ZnS:LiF, il faut évaluer le parcours des particules alpha et tritium dans le fluorure de lithium composant les scintillateurs. Étant donné que l'énergie dégagée (Q) lors de la réaction ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ est de 4,8 MeV, l'énergie des alpha sera de $E_\alpha = 2,1$ MeV et l'énergie des particules de tritium sera de : $E_T = 2,7$ MeV.

À partir de ces énergies cinétiques, il faut ensuite déterminer la distance maximale parcourue par ces particules dans le ZnS:LiF ayant une masse volumique¹³ de $2,00 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Concernant la particule alpha, la publication[47] donne l'énergie (MeV) en fonction de la distance parcourue (μm), pour les 3 ingrédients d'un scintillateur en LiF:ZnS:liant : LiF ($2,64 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), ZnS ($4,09 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) et liant en époxy ($1,00 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$). Dans le cas le plus enveloppant, les distances maximales parcourues sont de $9 \mu\text{m}$ pour l'alpha et de $50 \mu\text{m}$ pour le tritium. Ainsi, il en est déduit une épaisseur minimale de l'ordre de la cinquantaine de micromètres, afin de pouvoir correctement arrêter les produits de la réaction, de sorte qu'ils puissent déposer leur énergie dans le scintillateur.

Ensuite, abordons l'épaisseur maximale permettant une bonne discrimination entre les neutrons et les rayons gamma. Concernant les gamma étudiés, en prenant une source de ${}^{137}\text{Cs}$ qui est une des références d'émissions gamma du milieu industriel, avec des gamma produits ayant une énergie de 662 keV. Pour un photon d'énergie comprise entre 600 et 800 keV, un coefficient d'atténuation linéique (μ) de l'ordre de $0,20 \text{ cm}^{-1}$ est obtenu. Concernant les épaisseurs disponibles, l'efficacité intrinsèque ϵ_{int} est de l'ordre de 1,0% pour une épaisseur de $500 \mu\text{m}$ dans le ZnS:LiF. Si l'épaisseur passe à $300 \mu\text{m}$, ϵ_{int} descend à une valeur de l'ordre de 0,5%. Cependant, si le flux du rayonnement gamma est très élevé par rapport au flux de neutrons, même une très faible efficacité intrinsèque peut se révéler insuffisante, d'où l'intérêt de la discrimination en énergies entre les neutrons et les gamma rendue possible par l'énergie (Q) de la réaction ${}^6_3\text{Li}(n, \alpha){}^3_1\text{H}$ de 4,78 MeV. En pratique, il a été choisi de réduire autant que faire se peut l'épaisseur des scintillateurs, afin de réduire en amont le travail de discrimination. De plus, les tests en laboratoire ont montré que des efficacités identiques de détection des neutrons étaient obtenues pour les deux épaisseurs de scintillateurs (300 et $500 \mu\text{m}$), probablement à cause du fait que le ZnS réabsorbe les photons émis en profondeur, avant que ceux-ci n'atteignent le guide d'ondes sur lequel ils sont collés[48]. Ainsi, pour cette dernière raison et pour améliorer la discrimination entre les neutrons et les photons gamma, nous effectuerons nos simulations avec des épaisseurs de $300 \mu\text{m}$ de LiF:ZnS 1:2 pour la suite de notre étude.

Simulation du dispositif expérimental utilisé pour optimiser la surface des scintillateurs

L'objectif de cette section va être de déterminer par simulation l'efficacité de détection d'un scintillateur en ${}^6\text{LiF}$ placé à proximité d'une source de ${}^{241}\text{Am}/\text{Be}$ considérée comme ponctuelle. Concrètement, pour 100 neutrons issus d'une source de ${}^{241}\text{Am}/\text{Be}$ et arrivant sur une surface de 1 cm^2 de détecteur, il est nécessaire de déterminer le nombre de neutrons détectés. Étant donné que le ${}^6\text{Li}$ détecte surtout les neutrons thermiques et que le spectre de la source en question est situé dans le domaine rapide, 4,2 MeV en moyenne, des épaisseurs de polyéthylène variant entre 0 et 84 mm seront successivement placées entre les 15 centimètres qui séparent la source et le détecteur. La figure 2.10 illustre le dispositif en question, avec une épaisseur de polyéthylène de 36 mm. Les dimensions utilisées dans la figure proviennent de dimensions réelles du dispositif utilisé au laboratoire pour valider les simulations :

¹³. En considérant du LiF:ZnS 1:2 avec une densité de ${}^6\text{Li}$ de $1,07 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et avec un liant en époxy, voir l'annexe F pour plus de détails.

- plaques de polyéthylène de 12 mm d'épaisseur. Concernant la longueur et la largeur, celles-ci sont respectivement de 33 cm et 9,5 cm ;
- scintillateurs ELJEN et SCINTACOR d'épaisseurs respectives de 270 et 320 μm . Concernant leurs surfaces, elles sont variables, de l'ordre du centimètre carré. Dans le cadre de cette simulation, deux scintillateurs ELJEN de 0,8 cm par 2 cm par 270 μm empilés l'un sur l'autre sont simulés ;
- une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ de 360 MBq en alpha, soit 23722 neutrons émis par seconde sur 4π , ce qui correspond à un neutron émis pour 15176 particules alpha. À 15 centimètres de la source, le flux est de 8,4 neutrons par cm^2 par seconde pour un équivalent de dose ambiante opérationnelle à 10 mm ($H^*(10)$) évalué à 12,3 $\mu\text{Sv}/\text{h}$.

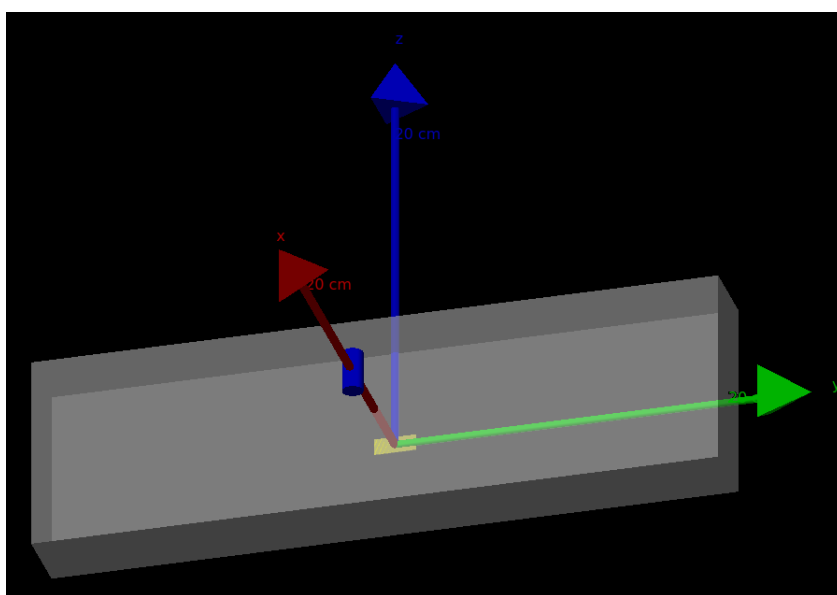


FIGURE 2.10 – Cette figure représente le dispositif simulé dans GEANT4. De haut en bas : en bleu, la source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ considérée comme ponctuelle, en blanc transparent, l'épaisseur de polyéthylène, de 36 mm dans l'exemple présent, et en jaune, le scintillateur en ^6LiF . La source ponctuelle est située à 15 cm du scintillateur et 10^8 neutrons sont envoyés à chaque simulation.

Pour ces simulations, le spectre en énergie de la source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ a été défini selon la norme ISO 8529, relative aux rayonnements neutroniques de référence [49]. Son spectre est représenté sur la figure 2.11, avec les 51 groupes d'énergie retenus. Dans le cadre de la simulation, étant donné que 10^8 neutrons sont générés sur 4π , la fluence surfacique qui arrive sur le scintillateur placé à 15 cm de la source est de 35368 cm^{-2} , en supposant l'absence de polyéthylène.

Ce qui représente $59 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ou $86,4 \mu\text{Sv}/\text{h}$ mesurés sur 10 minutes, donc environ 7 fois l'équivalent de dose ambiante ($H^*(10)$) de la source de 360 MBq de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ du laboratoire.

Après avoir étudié et déterminé les caractéristiques de scintillateurs, il est désormais possible de procéder aux simulations au moyen de l'environnement GEANT4 pour en optimiser la surface.

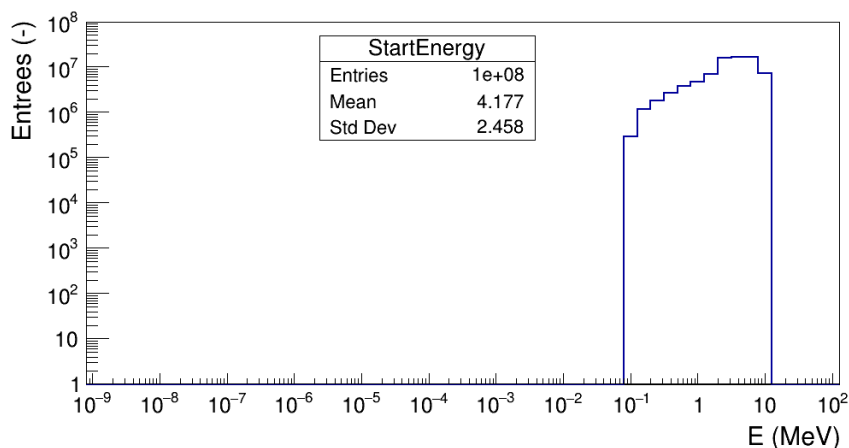


FIGURE 2.11 – Spectre en énergie (en MeV) d’une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée, avec émission simulée de 10^8 neutrons dans GEANT4. Une échelle logarithmique a été appliquée à l’abscisse et à l’ordonnée.

2.4.2.2 Optimisation de la surface des scintillateurs

Cette partie préalable a pour objectif d’étudier le dépôt d’énergie dans le scintillateur, afin de mieux appréhender et anticiper les résultats ultérieurs in situ, de débiter une première discrimination en énergie et d’optimiser les dimensions des scintillateurs. En effet, d’une part, la réaction ${}^6_3\text{Li}(n, \alpha){}^3_1\text{H}$ n’est pas la seule à se produire : il faut s’attendre à des réactions liées aux matériaux du détecteur (Li, F, Zn, S, C, O, H, Si) et du modérateur (C,H). Il faudra notamment considérer des diffusions élastiques (n,p) induisant un dépôt d’énergie par les protons de recul issus du polyéthylène. Les scintillateurs retenus ici sont :
- le scintillateur de marque ELJEN de dimensions suivantes : $270 \mu\text{m} \times 8 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$;
- le scintillateur de marque SCINTACOR de dimensions suivantes : $320 \mu\text{m} \times 10 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$.

Les dimensions des surfaces seront ensuite optimisées pour répondre au cahier des charges. Débutons l’étude avec une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée avec 10^9 neutrons générés et les 2 scintillateurs en ZnS:LiF empilés l’un sur l’autre, sans aucune épaisseur de polyéthylène entre les scintillateurs et la source. La figure 2.12 présente l’énergie déposée dans le scintillateur. Étant donné que le spectre de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré se situe dans le domaine rapide, le pic d’intérêt à 4,78 MeV ne se distingue pas et ne représente que 1% de la totalité des réactions, la réaction (n, α) se produisant préférentiellement avec un neutron incident thermique.

Il est intéressant d’observer un dépôt d’énergie décroissant jusqu’à environ 10 MeV. Cette répartition en énergie correspond principalement à l’énergie déposée par les protons de recul issus du matériau constituant le scintillateur. Ces réactions représentent environ un tiers de la totalité des réactions.

Sur la figure 2.13, il est observé, toujours pour la même source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée placée à 15 cm des détecteurs, le nombre de particules ayant déposé de l’énergie dans le scintillateur en fonction de leur nombre de protons (Z) et de neutrons (N), en se limitant à $Z=10$ et $N=10$ pour des raisons de visibilité. Une petite remarque s’impose : le nombre d’entrées (8185) est supérieure au nombre d’entrées de la figure 2.12 (6228) étant donné qu’ici sont comptées les particules une à une, et non l’énergie totale déposée, cette

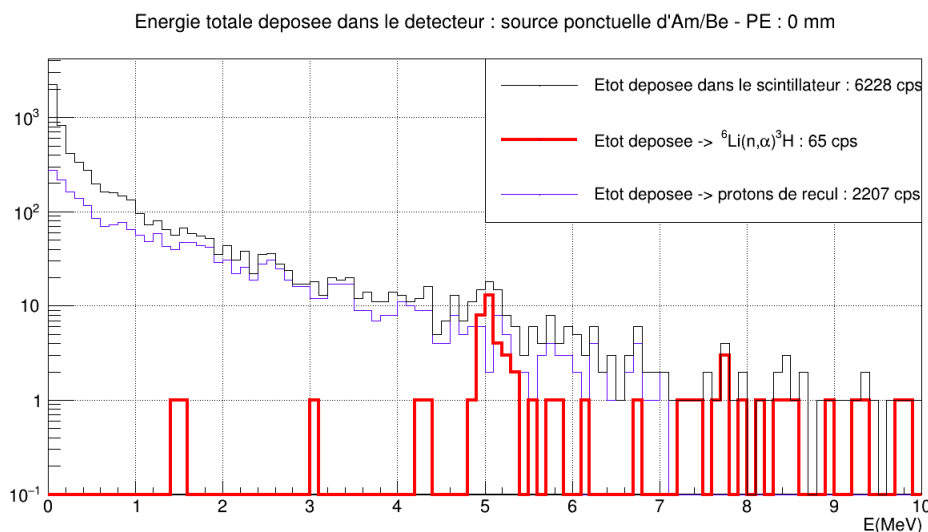


FIGURE 2.12 – Cette figure représente, pour une source ponctuelle de ${}^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée placée à 15 cm du détecteur, avec 10^9 neutrons générés : en noir, l'énergie totale déposée dans les 2 scintillateurs empilés ; en rouge, l'énergie déposée relative à la réaction d'intérêt ; en bleu, l'énergie déposée par les protons de recul.

dernière pouvant être le fait de plusieurs particules combinées¹⁴. La réaction recherchée ${}^6_3\text{Li}(n,\alpha){}^3_1\text{H}$ est censée produire des particules alpha ($Z=2$ et $N=2$) et du tritium ($Z=1$ et $N=2$). Les quantités de ces particules déposées sont négligeables devant les autres, ce qui est cohérent avec la figure 2.12. De même, il est observé une quantité importante de protons de recul, qui expliquent en partie la bande évoquée précédemment.

Concernant les réactions possibles plus généralement, ce sont principalement des réactions nucléaires mettant en jeu des neutrons (à savoir (n,γ) , (n,p) et (n,α)) et interagissant avec les matériaux du scintillateur tels le carbone, l'oxygène, le fluor, le zinc, le soufre et le silicium. Ces réactions sont à l'origine des dépôts d'énergie dominants à basse énergie. Concernant le détail des réactions en jeu autres que les réactions d'intérêt et des protons de recul, se reporter à l'annexe G.

Poursuivons l'étude avec du ${}^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 84 mm de polyéthylène. Sur la figure 2.14, il est désormais observé cinq fois plus d'interactions : 33942 à comparer aux 6228 de la figure 2.12. En particulier, les interactions relatives à la réaction d'intérêt passent de 65 à 24549, passant de 1% à 72% de la totalité des réactions. Il est important de noter le seuil à 2 MeV, à partir duquel la réaction d'intérêt est présente. Cette composante continue entre 2 et 4,7 MeV est due à l'échappement d'un des deux produits de la réaction, alpha ou tritium. Il faudra donc retenir un seuil de coupure inférieur à 2 MeV dans la mesure du possible. Enfin, la bande continue en énergie principalement due aux protons de recul est toujours présente, mais ceux-ci ne représentent plus que 15 % de la totalité des réactions.

Sur la figure 2.15, il est possible d'observer, toujours pour la même source de ${}^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 84 mm de polyéthylène placée à 15 cm des détecteurs empilés, la quantité de particules déposées dans le scintillateur en fonction de leur nombre de protons (Z) et de neutrons (N), la figure 2.13 se limitant à $Z=10$ et $N=10$. Ici, les particules alpha et tritium de la réaction d'intérêt ressortent clairement, en plus des protons de recul dont la

14. Par exemple, une énergie déposée totale de 4,78 MeV correspondra au dépôt de 2 particules : l'alpha et le tritium.

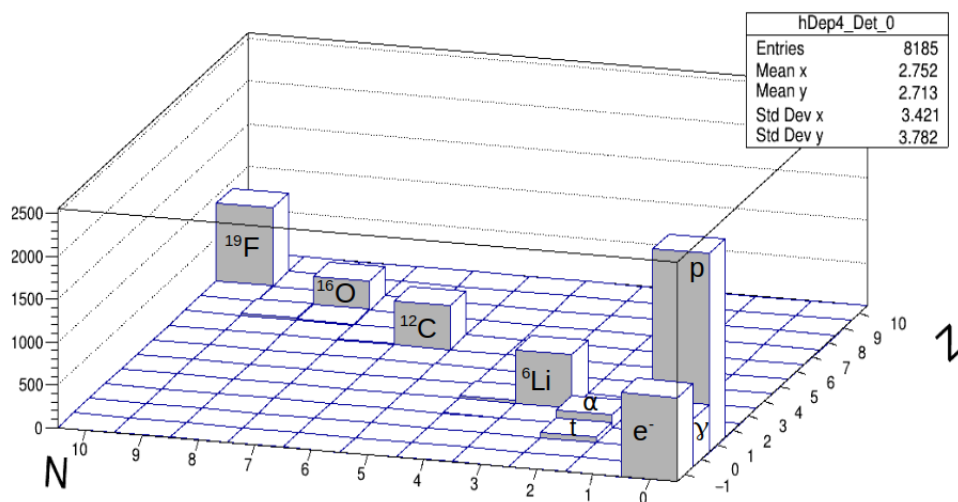


FIGURE 2.13 – Cette figure représente les particules ayant déposé de l'énergie dans les 2 scintillateurs empilés en fonction de leur numéro atomique (Z) et de leur nombre de neutrons (N), ceci pour une source ponctuelle de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée et placée à 15 cm du détecteur, avec 10^9 neutrons générés. Les électrons ont été placés par convention à $Z = -1$ et $N = 0$.

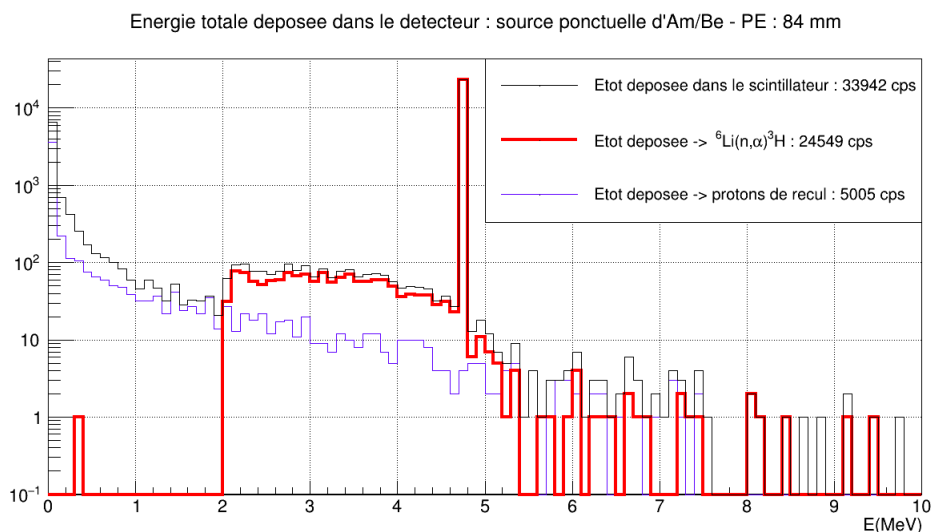


FIGURE 2.14 – Cette figure représente, pour une source ponctuelle de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 84 mm de polyéthylène et placée à 15 cm du détecteur, avec 10^9 neutrons générés : en noir, l'énergie totale déposée dans les 2 scintillateurs empilés ; en rouge, l'énergie déposée relative à la réaction d'intérêt ; en bleu, l'énergie déposée par les protons de recul.

présence relative est moindre.

Ainsi, il semble judicieux, afin d'utiliser ce détecteur de neutrons thermiques dans les meilleures conditions, de toujours le placer à une profondeur minimale de polyéthylène, sans que cette dernière ne soit trop élevée afin de pouvoir prendre en compte la contribution des neutrons thermiques¹⁵. Ce point sera important dans le choix de la profondeur

15. Cette profondeur minimale sera déterminée à l'issue du troisième groupe de simulations.

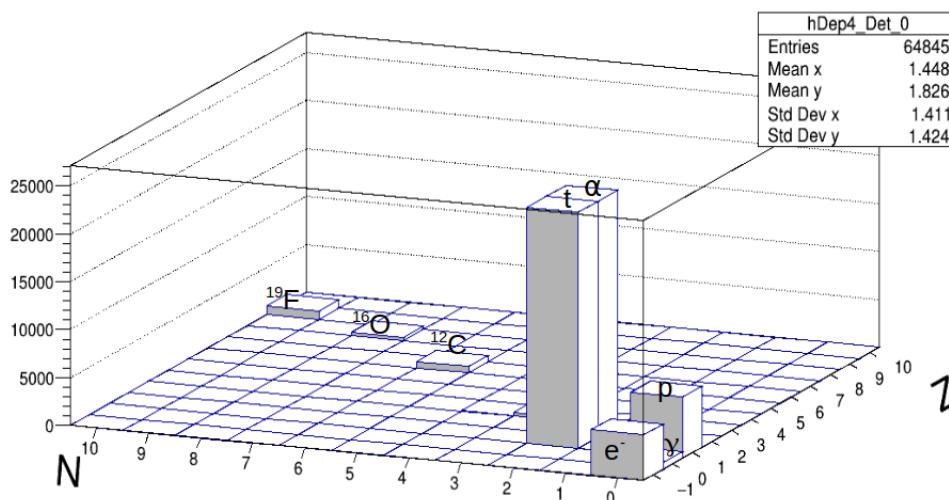


FIGURE 2.15 – Cette figure représente les particules ayant déposé de l'énergie dans les scintillateurs empilés, en fonction de leur numéro atomique (Z) et de leur nombre de neutrons (N), ceci pour une source ponctuelle de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 84 mm de polyéthylène et placée à 15 cm du détecteur, avec 10^9 neutrons générés. Les électrons ont été placés par convention à $Z = -1$ et $N = 0$.

des détecteurs les plus proches de la surface de la sphère de polyéthylène. Il va falloir ensuite fixer le seuil minimal en énergie à partir duquel le comptage devra être effectué. En observant la figure 2.16 qui rajoute en paramètre l'énergie totale des particules, il est possible de s'apercevoir qu'un grand nombre de comptages parasites ont lieu pour les énergies inférieures à 1 MeV, ce qui tend à choisir un seuil supérieur ou égal à 1 MeV. Afin d'étudier la contribution du rayonnement gamma, des simulations ont été réalisées au moyen de sources de :

- ^{137}Cs dont le spectre en énergie comporte un pic de photons gamma à 662 keV ;
- ^{60}Co , dont le spectre présente 2 pics de photons gamma plus énergétiques, à 1,17 et 1,33 MeV.

La figure 2.17, représentant la superposition d'une source de ^{137}Cs et une source de ^{60}Co émettant toutes deux à 15 cm d'un ensemble de 2 scintillateurs empilés sans modérateur, permet de s'apercevoir qu'un seuil minimal de l'ordre de 1 MeV doit être défini afin de s'en affranchir.

Après avoir déterminé ce seuil en énergie de l'ordre de 1 MeV, il va falloir faire l'étude de sensibilité aux neutrons en considérant ce seuil retenu.

Comptages retenus des simulations

À l'issue des simulations effectuées, pour une fluence à 15 cm de 35368 cm^{-2} ¹⁶ pour 10^8 neutrons générés par la source ponctuelle d'Am/Be, correspondant, d'après DOSIMEX à un équivalent de dose ambiant ($H^*(10)$) de $86,5 \mu\text{Sv/h}$ sur 10 minutes, les tableaux 2.1 et 2.2, donnent, pour un seuil à 1 MeV, le nombre de neutrons détectés, la fluence¹⁷ et

16. Plus rigoureusement, il faudrait recalculer pour chaque épaisseur de polyéthylène le nombre de neutrons qui arrivent sur 1 cm^2 de détecteur, mais au premier ordre, ce nombre ne diminue que d'environ 1% tous les 36 mm, d'après DOSIMEX N 2.0.

17. La fluence calculée au niveau du détecteur est le rapport entre le nombre de coups mesurés et la surface du détecteur.

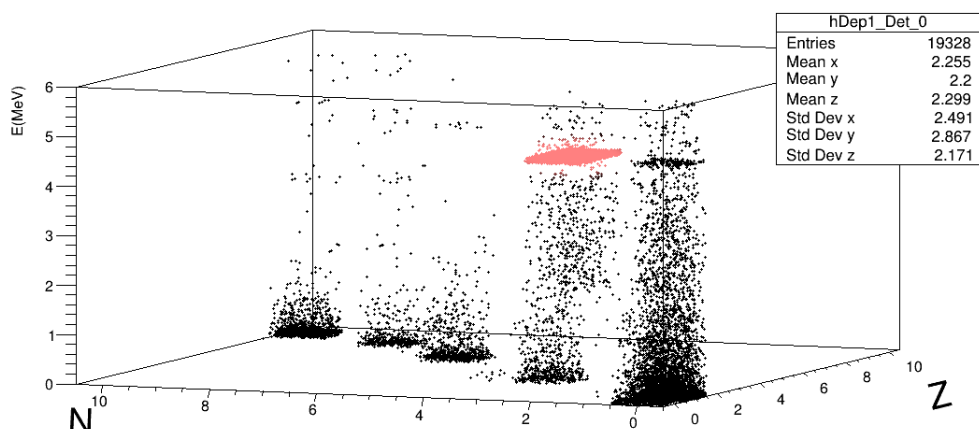


FIGURE 2.16 – Cette figure représente les particules déposées dans le scintillateur ELJEN en fonction de leur numéro atomique (Z), de leur nombre de neutrons (N) et de leur énergie (MeV), ceci pour une source ponctuelle de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ générant 10^9 neutrons et modérée par 24 mm de polyéthylène et placée à 15 cm du détecteur. En rose, les dépôts d'énergie à 4,78 MeV relatifs aux particules alpha et de tritium.

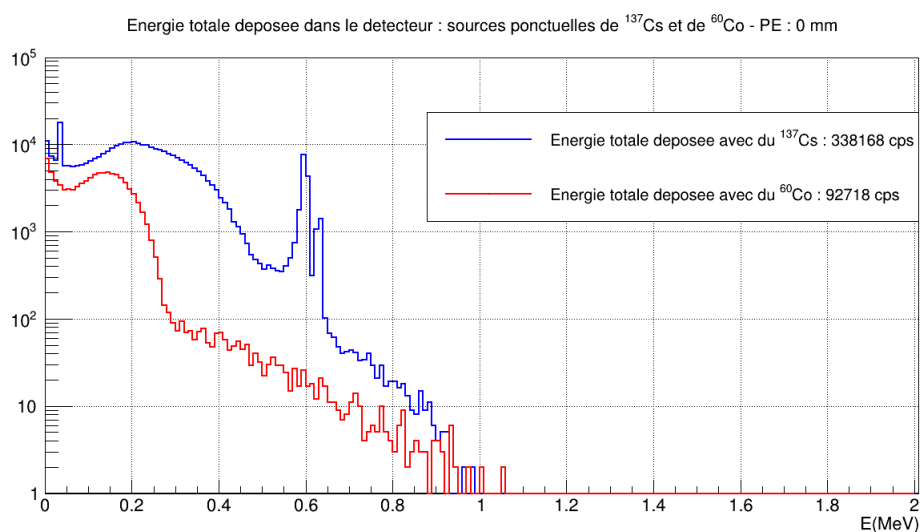


FIGURE 2.17 – Cette figure représente les événements comptés par les scintillateurs empilés en fonction de l'énergie totale déposée, pour une source ponctuelle de ^{137}Cs , en bleu, et une source ponctuelle de ^{60}Co , en rouge, placées à 15 cm du détecteur, sans modérateur, avec 10^9 isotopes générés.

l'efficacité de détection des neutrons¹⁸, en fonction de l'épaisseur de polyéthylène pour les 2 scintillateurs retenus. Dans le cadre de cette simulation, l'environnement n'est pas pris en compte pour le moment.

Le détecteur SCINTACOR, dont la surface et l'épaisseur sont plus importantes, donne globalement de meilleurs résultats. Ces valeurs vont être plus faibles pour des débits de

18. L'efficacité de détection est le rapport entre la fluence surfacique mesurée au niveau du détecteur et la fluence surfacique de 35368 cm^{-2} à 15 cm.

Épaisseur PE (mm)	Comptage	Fluence $\pm \sigma$ (cm ⁻²)	Efficacité de détection (%)
0	145	91 \pm 7,5	0,3
24	457	286 \pm 13	0,8
36	955	597 \pm 19	1,7
48	1483	927 \pm 24	2,6
60	1957	1223 \pm 28	3,5
84	2538	1586 \pm 31	4,5

TABLEAU 2.1 – Ce tableau fournit, dans le cadre de la simulation GEANT4, pour deux détecteurs ELJEN collés l'un à l'autre, de dimensions 8 mm x 20 mm x 270 μ m et un seuil à 1 MeV, le nombre de neutrons détectés, la fluence qui en découle (cm⁻²) et l'efficacité de détection (%), en fonction de l'épaisseur de polyéthylène (mm).

Épaisseur PE (mm)	Comptage	Fluence $\pm \sigma$ (cm ⁻²)	Efficacité de détection (%)
0	186	93 \pm 7	0,3
24	636	318 \pm 13	0,9
36	1350	675 \pm 18	1,9
48	2142	1071 \pm 23	3,0
60	2696	1348 \pm 26	3,8
84	3473	1737 \pm 29	4,9

TABLEAU 2.2 – Ce tableau fournit, dans le cadre de la simulation GEANT4, pour deux détecteurs SCINTACOR collés l'un à l'autre, de dimensions 10 mm x 20 mm x 320 μ m et un seuil à 1 MeV, le nombre de neutrons détectés, la fluence qui en découle (cm⁻²) et l'efficacité de détection (%), en fonction de l'épaisseur de polyéthylène (mm).

doses plus faibles : en prenant en compte DOSIMEX et en réduisant l'équivalent de dose ambiante à 10 cm (H*(10)) à 1 μ Sv/h sur 10 minutes d'intégration conformément au cahier des charges, les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau 2.3.

Épaisseur PE (mm)	Comptage sur 10 minutes	Taux de comptage (cps/min)
0	2,2	0,22
24	7,4	0,74
36	16	1,6
48	25	2,5
60	31	3,1
84	40	4,0

TABLEAU 2.3 – Ce tableau fournit, dans le cadre de la simulation GEANT4, pour deux détecteurs SCINTACOR collés l'un à l'autre, de dimensions 10 mm x 20 mm x 320 μ m et un seuil à 1 MeV, le nombre de neutrons détectés et le taux de comptage (cps/min), en fonction de l'épaisseur de polyéthylène (mm), pour un débit d'équivalent de dose ambiant (H*(10)) de 1 μ Sv/h sur 10 minutes. Ainsi, pour se ramener à la source de ²⁴¹Am/Be de 360 MBq, il faut multiplier l'ensemble des valeurs par un facteur 12,3.

Afin de se reporter à la source expérimentale de 360 MBq de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ de $12,3 \mu\text{Sv/h}$, ces valeurs doivent être multipliées par 12,3. La question est de savoir si dans de telles conditions, il est possible d’obtenir une déconvolution correcte. Tout d’abord, dans le cadre de notre multi-instrumentation où les détecteurs sont regroupés par profondeurs, les comptages des détecteurs vont être additionnés, ce qui améliorera la statistique. Ensuite, il faut pouvoir s’extraire du bruit de fond. Comme il le sera évoqué au chapitre 4, ce bruit de fond mesuré expérimentalement est de l’ordre de 3 coups par minute, ce qui semble poser problème pour les détecteurs proches de la surface. Ces résultats demandent à être validés dans des conditions proches du dispositif final incluant un volume de modérateur plus important. Il semble qu’il soit cependant nécessaire d’allonger la durée des mesures à 30 - 60 minutes pour les plus faibles débits de doses pour obtenir une statistique suffisante. Ce point ne pourra être validé qu’après déconvolution sur un prototype.

Comptages maximaux

Il existe également un seuil haut de détection au-delà duquel une saturation est observée. Sachant que le temps d’émission de la lumière est de 200 ns pour le ZnS, il ne restera qu’environ 3% du signal lumineux après 1 microseconde. Si la durée d’une mesure est fixée à $1 \mu\text{s}$ et qu’il est accepté un taux d’occupation de 10 % pour éviter les empilements, cela représente au maximum 6 millions de coups par minute au maximum par détecteur. En considérant par exemple la valeur la plus haute du tableau précédent, majorée d’environ 10 %, cela fait 100 coups par minute pour $1 \mu\text{Sv/h}$, et donc un seuil de saturation estimé à 60 mSv/h, ce qui semble largement au-dessus de l’objectif de 10 mSv/h.

En guise de conclusion partielle, des détecteurs de LiF:ZnS 1:2 de dimensions $20 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 320 \mu\text{m}$ semblent donc adaptés.

2.4.3 Troisième groupe de simulations : optimisation du prototype

Au regard des expérimentations menées en parallèle des simulations, les scintillateurs SCINTACOR de 2 centimètres carrés de surface ont été choisis. En vue de réduire la masse du prototype, une sphère passant de 30 à 25 cm de diamètre a été simulée. Comme il le sera démontré dans le chapitre 3, le passage de 30 cm de diamètre, correspondant au diamètre maximal des sphères de Bonner, à un diamètre de 25 cm, permettant d’alléger le dispositif de 6 kg, donne des résultats encore probants. Ce diamètre de sphère de polyéthylène de 25 cm est donc retenu pour la suite. En revanche, un diamètre de 20 cm est insuffisant pour restituer correctement les composantes rapides. Cependant, la réalisation pratique d’une sphère se révélant difficile à mener à bien au vu du rayon de courbure minimal de 30 cm des fibres à gaines multiples (“multi-cladding”¹⁹) choisies, une solution cylindrique a également été étudiée. Des simulations ont donc été menées à bien, avec des scintillateurs de 1 centimètre par 2 centimètres, pour une sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre puis pour un cylindre de polyéthylène de 25 cm de diamètre sur 25 cm de hauteur. Les neutrons monoénergétiques envoyés pour la construction des matrices de réponse auront désormais une énergie comprise entre 10^{-9} à 10^2 MeV, ce qui fait 56 énergies au lieu de 51, dans le but ultérieur de correctement déconvoluer les neutrons thermiques. Concernant les matrices de réponse des détecteurs en fonction de l’énergie, il y aura non seulement des matrices issues de faisceaux de neutrons parallèles envoyés sur les prototypes simulés, mais aussi des matrices issues de faisceaux isotropes. Et à compter de cette section, les flux surfaciques neutroniques utilisés seront normalisés aux valeurs suivantes, que les faisceaux

19. Le “multi-cladding” et le “mono-cladding” seront détaillés au chapitre 4.

soient parallèles ou isotropes : 20000 cm^{-2} , 2000 cm^{-2} , 1000 cm^{-2} et 200 cm^{-2} . Ainsi, ce sont les flux surfaciques qui seront fixés, et non le nombre de neutrons, ce qui présente notamment l'intérêt, dans le cadre de l'étude d'une forme cylindrique au lieu de sphérique, de pouvoir aisément comparer les résultats d'équivalents de dose ambiants ($\text{H}^*(10)$ ou $\text{Hp}(10)$). Le flux le plus élevé de 20000 cm^{-2} , par sa haute statistique, sera un gage de fiabilité dans le cadre du bon fonctionnement de la déconvolution, objet du chapitre 3. Mais dans le but de mettre à l'épreuve la robustesse du prototype, il sera nécessaire de descendre jusqu'à 200 cm^{-2} afin de se rapprocher du seuil visé dans le cahier des charges de $1 \mu\text{Sv/h}$ pendant 10 minutes.

2.4.3.1 Solution sphérique

Les simulations ont d'abord été réalisées avec un détecteur tous les centimètres selon les 3 axes, à l'exception du premier groupe de détecteurs à 1 centimètre du centre en raison de l'encombrement trop important qu'il engendre. La figure 2.18 présente le nouvel agencement des détecteurs dans la sphère, des détecteurs placés tous les centimètres entre 2 et 12 centimètres, soient 11 groupes de détecteurs équidistants qu'il va falloir réduire à 5 ou 6 groupes afin de limiter le prototype à une trentaine de détecteurs au maximum pour des raisons de coût de l'électronique et de limitation de la complexité du dispositif.

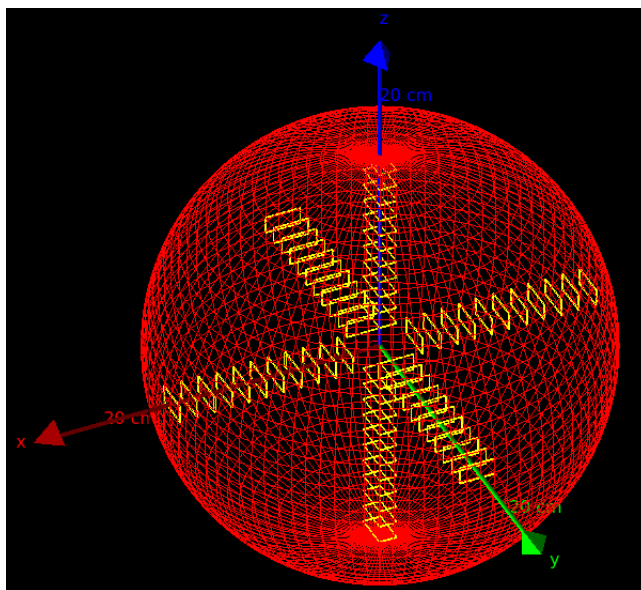


FIGURE 2.18 – Sphère de 25 cm de diamètre contenant des détecteurs de 2 cm^2 , placés entre 2 et 12 cm du centre sur les 3 axes x, y et z. Leur encombrement empêche de placer un groupe de détecteurs à 1 cm du centre.

Matrices de réponse étudiées

Pour nous aider dans le choix du nouvel emplacement des détecteurs, et pour finaliser le volet simulation du prototype, trois matrices de réponse ont été construites, toujours avec une statistique élevée pour chacun des 56 faisceaux neutrons monoénergétiques ($56 \times 1,414 \cdot 10^7$ neutrons émis allant de 10^{-9} à 10^2 MeV, pour une fluence surfacique $\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$) :

- une matrice de réponse représentant des faisceaux parallèles de neutrons monoénergétiques selon $(-1 \ 0 \ 0)$ qu'il est possible d'observer à la figure 2.19. En traits gras pointillés

ont été superposées les réponses liées à des sources modérée et non modérée de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$, parallèles également selon $(-1\ 0\ 0)$;

- une matrice de réponse représentant des faisceaux de neutrons parallèles selon $(-1\ -1\ -1)$ ($\theta = 54,74^\circ$ et $\varphi = 45^\circ$ en coordonnées sphériques²⁰), qu'il est possible d'observer à la figure 2.20. En traits gras pointillés ont été également superposées les réponses liées à des sources modérée et non modérée de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$, parallèles également selon $(-1\ -1\ -1)$;

- une matrice de réponse représentant des faisceaux de neutrons isotropes²¹, qu'il est possible d'observer à la figure 2.21. En traits gras pointillés ont été superposées les réponses liées à des sources modérée et non modérée de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$, isotropes également.

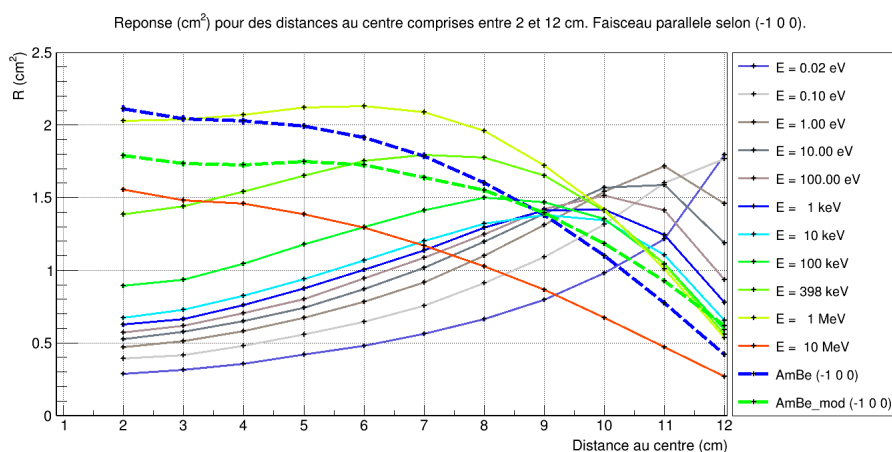


FIGURE 2.19 – Sphère de 25 cm de diamètre, fluence surfacique de 20000 cm^{-2} et faisceaux parallèles selon $(-1\ 0\ 0)$. Matrice de réponse (cm^2) en fonction de la distance au centre (cm), pour un faisceau parallèle de neutrons, avec les nouveaux détecteurs, d'une surface de détection unitaire de 2 cm^2 . Les neutrons monoénergétiques représentés ici vont de $0,02\text{ eV}$ à 10 MeV . En traits gras pointillés bleus, une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ et en traits gras pointillés verts, une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 6 cm de polyéthylène.

La comparaison des trois figures montre globalement une similarité entre les réponses des groupes de détecteurs, excepté pour ceux situés à la surface pour les neutrons de basse énergie entre un faisceau d'incidence $(-1\ 0\ 0)$ et les autres, ce qui semble cohérent avec l'analyse effectuée dans le deuxième groupe de simulation, qui concluait qu'il valait mieux privilégier une épaisseur minimale de polyéthylène à interposer entre la source et le détecteur lorsque l'énergie des neutrons de la source était faible. Enfin, pour appuyer ce qui vient d'être écrit, concernant les réponses issues non plus seulement de sources simulées de neutrons monoénergétiques, mais de sources simulées de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérées et non modérées, et des spectres monoénergétiques représentatifs à 10 keV et à 1 MeV , le tableau 2.22 contribue à étudier la faible variabilité de ces réponses à différentes profondeurs. Ce tableau présente le rapport du nombre de neutrons entre :

20. Pour mémoire, l'angle θ des coordonnées sphériques égale 0° au pôle Nord et 180° au pôle Sud. Il donc déphasé de 90° par rapport à la latitude qui prend son origine à l'équateur et égalerait donc ici $90 - 54,74 = 35,26^\circ$. Pour expliquer cet angle différent de 45° lorsque le faisceau est orienté selon $(-1\ -1\ -1)$: cela correspond à l'arc cosinus du rapport entre la diagonale d'un carré unitaire ($\sqrt{2}$) et la diagonale d'un cube unitaire ($\sqrt{3}$). Concernant l'angle φ , il correspond à une longitude de 45° .

21. Pour les rayons isotropes, une sphère émettrice de 15 cm de rayon et concentrique à la sphère de Bonner a été considérée. Une loi en cosinus a été appliquée dans GEANT4, ce qui donne, pour 14137167 neutrons générés, $\Phi = 20000\text{ cm}^{-2}$, soit la même fluence surfacique qu'avec les faisceaux parallèles, où il y avait le même nombre de neutrons générés et un disque d'émission de 15 cm de rayon.

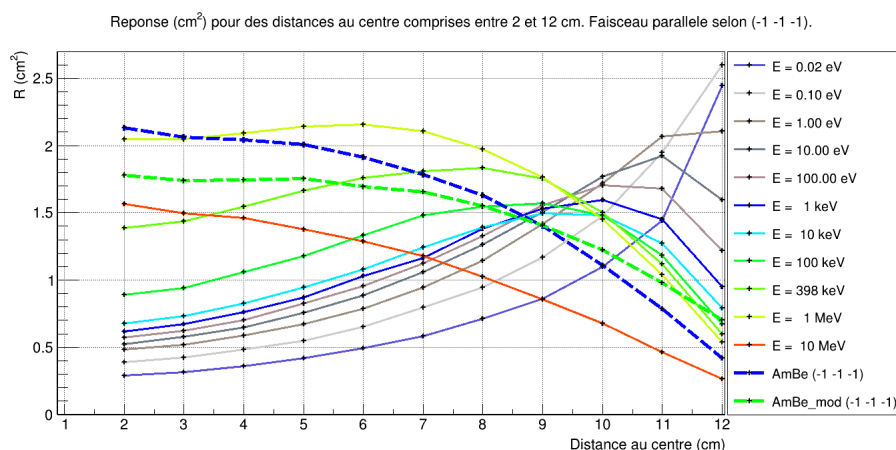


FIGURE 2.20 – Sphère de 25 cm de diamètre, fluence surfacique de 20000 cm² et faisceaux parallèles selon (-1 -1 -1). Matrice de réponse (cm²) en fonction de la distance au centre (cm), pour un faisceau parallèle de neutrons, avec les nouveaux détecteurs, d’une surface de détection unitaire de 2 cm². En traits gras pointillés bleus, une source de ²⁴¹Am/Be et en traits gras pointillés verts, une source de ²⁴¹Am/Be modérée par 6 cm de polyéthylène.

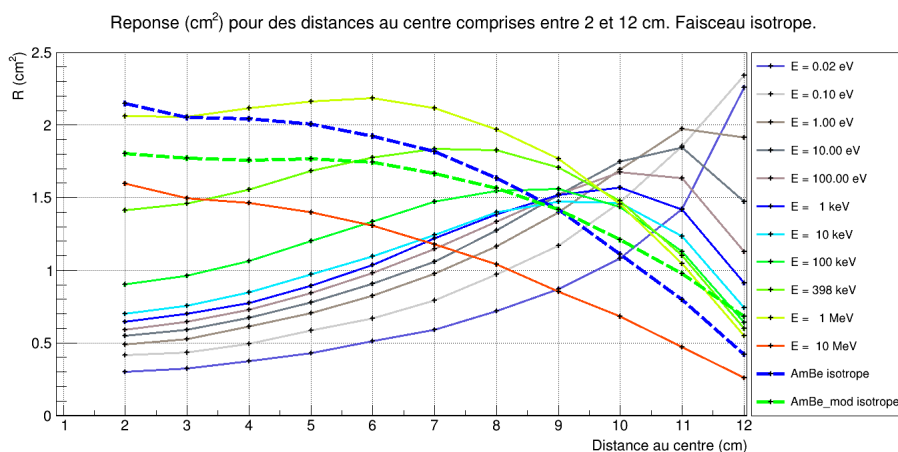


FIGURE 2.21 – Sphère de 25 cm de diamètre, fluence surfacique de 20000 cm² et faisceaux isotropes. Matrice de réponse (cm²) en fonction de la distance au centre (cm), pour un faisceau isotrope de neutrons, avec les nouveaux détecteurs, d’une surface de détection unitaire de 2 cm².

En traits gras pointillés bleus, une source de ²⁴¹Am/Be et en traits gras pointillés verts, une source de ²⁴¹Am/Be modérée par 6 cm de polyéthylène.

- un faisceau parallèle selon (-1 -1 -1) et un faisceau parallèle selon (-1 0 0) ;
- un faisceau isotrope et un faisceau parallèle selon (-1 0 0).

Des rapports proches de 1,00 sont constatés, excepté pour les détecteurs les plus proches de la surface, à 12 cm du centre, où une différence de réponse de 10 à 20 % peut être obtenue. Ces résultats sont très encourageants car ils semblent montrer que les réponses du prototype de détection seront peu sensibles à l’orientation de la source.

En guise de conclusion partielle, même s’il s’avère judicieux de concentrer les détecteurs proches de la surface, il faut éviter de sélectionner des détecteurs trop proches de celle-ci. Exception faite des détecteurs les plus éloignés du centre, le fait de constituer des détecteurs par groupes équidistants du centre de la sphère permet de rendre le dispositif

		Am/Be		Am/Be mod		E = 10 keV		E = 1 MeV	
		(-1 -1 -1)/ (-1 0 0)	(iso)/ (-1 0 0)	(-1 -1 -1)/ (-1 0 0)	(iso)/ (-1 0 0)	(-1 -1 -1)/ (-1 0 0)	(iso)/ (-1 0 0)	(-1 -1 -1)/ (-1 0 0)	(iso)/ (-1 0 0)
Distances au centre (cm)	12	0.99	1.00	1.14	1.11	1.21	1.14	0.99	0.97
	11	1.01	1.03	1.06	1.05	1.15	1.11	0.99	1.01
	10	1.01	1.01	1.03	1.02	1.10	1.09	1.00	1.01
	9	1.01	1.03	1.01	1.02	1.08	1.07	0.99	0.99
	8	1.02	1.02	1.00	1.01	1.05	1.06	1.00	1.01
	7	1.00	1.02	1.01	1.02	1.04	1.04	1.01	1.01
	6	1.00	1.00	0.98	1.01	1.01	1.03	1.00	1.01
	5	1.01	1.01	1.00	1.01	1.01	1.04	0.99	1.01
	4	1.01	1.01	1.01	1.02	1.00	1.03	1.00	1.00
	3	1.01	1.00	1.00	1.02	1.00	1.04	1.01	1.01
2	1.01	1.02	1.00	1.01	1.01	1.04	1.01	1.02	

FIGURE 2.22 – Tableau faisant le rapport de réponses entre des faisceaux parallèles selon (-1 -1 -1) et des faisceaux parallèles selon (-1 0 0), puis entre des faisceaux isotropes et des faisceaux parallèles selon (-1 0 0), pour des sources de $^{241}\text{Am/Be}$ modérées et non modérées, puis de neutrons monoénergétiques de 10 keV et 1 MeV. Les nouveaux détecteurs d’une surface de détection unitaire de 2 cm^2 ont été considérés.

indépendant de la nature du faisceau incident, qu’il soit parallèle ou isotrope.

Profondeurs de détection retenues

À la suite d’études réalisées pour différentes profondeurs de détecteurs, les 6 profondeurs retenues sont les suivantes, visibles à la figure 2.23 : 2 cm, 5 cm, 7 cm, 8,5 cm, 10 cm et 11,5 cm. Ce qui fait un total de 36 détecteurs. Conformément à ce qui a été évoqué au paragraphe précédent, une concentration plus importante de détecteurs est requise près de la surface que dans les profondeurs de la sphère, d’où le choix des 6 profondeurs citées précédemment avec notamment seulement 1,5 cm d’écart entre les 3 détecteurs les plus proches de la surface contre 2 à 3 cm d’écart entre les 3 détecteurs les plus en profondeur. L’objectif de la présente étude est, dans un premier temps, de construire les 3 matrices de réponse associées, similaires aux précédentes (2.19, 2.20 et 2.21), puis, dans un deuxième temps, de déterminer jusqu’à quelle fluence surfacique il va être possible de descendre tout en gardant une réponse exploitable. Puis au chapitre 3, il sera démontré que cette optimisation est correcte et que la déconvolution restitue des spectres types de manière probante.

Matrices de réponse normalisées

Pour débiter l’étude, il a fallu à nouveau contruire trois matrices de réponse, avec une fluence surfacique $\Phi = 20000\text{ cm}^{-2}$ et les profondeurs sélectionnées, qu’il est possible d’observer à la figure 2.24, de gauche à droite et de haut en bas :

- une matrice de réponse constituée de faisceaux parallèles de neutrons selon (-1 0 0) ;
- une matrice de réponse constituée de faisceaux de neutrons parallèles selon (-1 -1 -1) ;
- une matrice de réponse constituée de faisceaux de neutrons isotropes.

Concernant la forme des courbes, il est constaté tout d’abord que pour les hautes énergies, les réponses sont supérieures à celles rencontrées sur les matrices des figures précédentes (2.19, 2.20 et 2.21), d’un facteur d’environ 1,2 pour 1 MeV et pour 10 MeV. Ceci peut s’expliquer par le fait que précédemment, au vu du grand nombre de détecteurs disposés tous les centimètres, un effet de masquage apparaissait. Ainsi, dans un but d’optimisation, il se révèle contreproductif de placer un nombre trop important de détecteurs, surtout s’ils sont placés à de faibles distances les uns des autres. Ensuite, concernant la

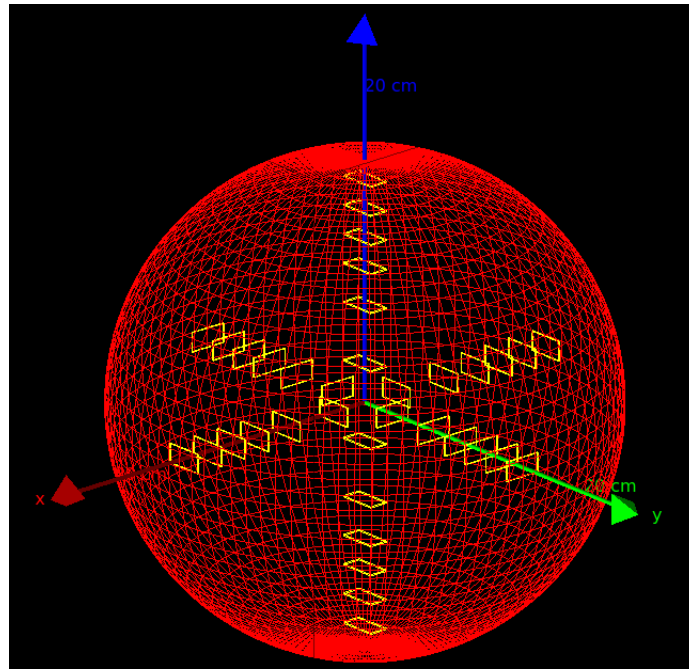


FIGURE 2.23 – Sphère de 25 cm de diamètre, avec les profondeurs de détection retenues suivantes : 2 cm, 5 cm, 7 cm, 8,5 cm, 10 cm, 11,5 cm.

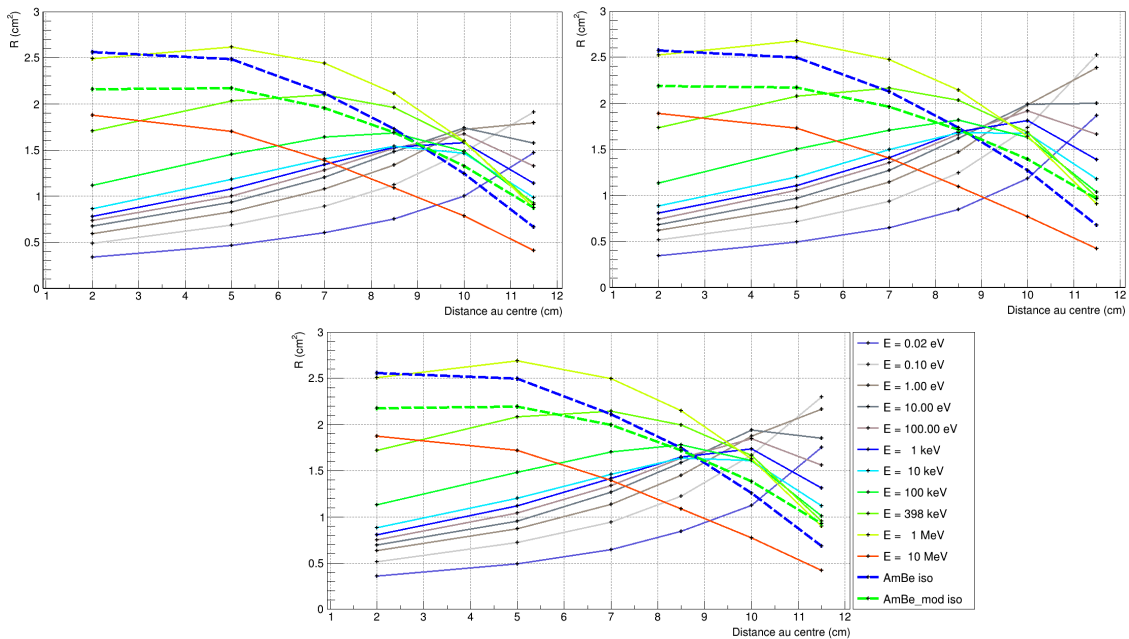


FIGURE 2.24 – Sphère de 25 cm de diamètre, fluence surfacique de 20000 cm^2 . Histogrammes du haut : de gauche à droite, faisceaux parallèles selon $(-1 \ 0 \ 0)$ et $(-1 \ -1 \ -1)$. Histogramme du bas : faisceaux isotopes. Matrice de réponse (cm^2) en fonction de la distance au centre (cm) avec la disposition de 36 détecteurs, d'une surface de détection unitaire de 2 cm^2 , situés entre 2 et 11,5 cm du centre. En traits gras pointillés bleus, une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ et en traits gras pointillés verts, une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 6 cm de polyéthylène.

position des détecteurs, il semble que celle-ci soit judicieuse. En effet, pour les détecteurs

placés en profondeur, une faible variabilité de la pente des réponses est observée jusqu'à environ 7 cm du centre, ce qui plaide pour une disposition clairsemée des détecteurs entre 2 et 7 cm. En revanche, entre 8 et 10 cm du centre, la pente des réponses s'accroît et change même de signe au-delà de 10 cm du centre pour les plus faibles énergies, ce qui plaide pour un maillage plus fin.

Concernant le deuxième volet sur la réduction de la statistique, par rapport au premier groupe de simulations où il était possible de descendre aux alentours d'une fluence surfacique de 2000 cm^{-2} , une attention prêtée à la figure 2.25 montre que même à une fluence surfacique de 200 cm^{-2} , la réponse semble encore exploitable. Cette fluence surfacique correspond à un $H^*(10)$ de :

- $0,5 \mu\text{Sv/h}$ mesuré sur 10 minutes, pour un faisceau de $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré ;
- $0.5 \mu\text{Sv/h}$ mesuré sur 10 minutes, pour un faisceau de neutrons monoénergétiques de 1 MeV ;
- 15 nSv/h mesurés sur 10 minutes, pour un faisceau de neutrons monoénergétiques de 1 eV.

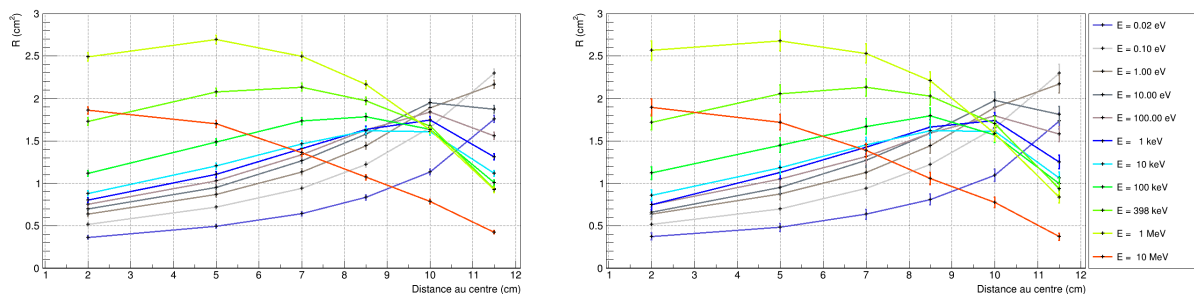


FIGURE 2.25 – Sphère de 25 cm de diamètre, faisceaux isotropes. De gauche à droite, fluences surfaciques de 1000 cm^2 et 200 cm^2 . Matrice de réponse (cm^2) en fonction de la distance au centre (cm) avec la disposition de 36 détecteurs, d'une surface de détection unitaire de 2 cm^2 , situés entre 2 et 11,5 cm du centre.

Pour conclure cette section, en comparaison du premier groupe de simulation, le seuil minimum de fluence surfacique est beaucoup plus bas et semble compatible avec le cahier des charges, sous réserve de sa validation à travers les déconvolutions au chapitre 3. L'augmentation du nombre de noyaux de ^6Li par cm^3 d'un facteur supérieur à 20 et l'addition des réponses des détecteurs équidistants du centre ont permis d'augmenter la statistique pour obtenir le résultat escompté.

2.4.4 Étude du cylindre de polyéthylène

Au regard des difficultés d'intégration mécanique des détecteurs dans une sphère, une étude d'une forme cylindrique, plus aisée à fabriquer, dans laquelle l'intégration des détecteurs ne nécessite pas de courber aussi fortement les fibres scintillantes, qui sortiront verticalement par le bas du cylindre, se révèle nécessaire. L'inconvénient avec une telle forme, qui pourrait être nommée "cylindre de Bonner", est qu'une source neutronique parallèle ou ponctuelle placée à la verticale de ce dispositif (sur son axe de symétrie), ne pourrait être a priori déconvoluée. Ainsi, avec cette dernière forme, il faut garder à l'esprit que l'opérateur ne pourra pas déconvoluer correctement une source ponctuelle située au-dessus ou en-dessous du "cylindre de Bonner". Ces cas sont cependant rarement rencontrés sur le terrain.

Le cylindre présentera un diamètre de 25 centimètres pour une hauteur de 25 centimètres.

Cela donne, avec une masse volumique de polyéthylène de $0,927 \text{ g.cm}^{-3}$, une masse de 11,4 kilogrammes, soit 50% de plus que pour une sphère de Bonner de 25 centimètres de diamètre (7,6 kilogrammes). Il est important de noter au passage qu'une hauteur de cylindre égale à son diamètre correspond à une surface minimale, ce qui peut être retrouvé au moyen des multiplicateurs de Lagrange dans le cadre des problèmes d'optimisation sous contraintes. Ces multiplicateurs de Lagrange sont par ailleurs utilisés dans le cadre des algorithmes de déconvolution qui feront l'objet du chapitre 3. Cette surface minimale choisie a pour objectif de réduire les fuites de neutrons. Une modélisation avec un cylindre de 20 cm de hauteur a d'ailleurs également été effectuée, mais les résultats de déconvolutions ont semblé légèrement moins probants. Des études similaires à celle de la sphère ont été réalisées, conduisant à la disposition des détecteurs représentée à la figure 2.26. Ces détecteurs ont été orientés verticalement au lieu de horizontalement comme c'était le cas dans la solution sphérique, pour des raisons pratiques : les fibres scintillantes du prototype final seront reliées au bas des scintillateurs et partiront parallèlement et verticalement vers le bas du dispositif. La configuration finale se limitera à 32 voies pour des raisons de coût de l'électronique :

- 20 scintillateurs axiaux selon les 5 distances au centre suivantes : 3,5 cm, 7 cm, 8,5 cm, 10 cm, 11,5 cm ;
- 12 scintillateurs diagonaux selon les 3 distances au centre suivantes : 8,5 cm, 10 cm, 11,5 cm.

Concernant la justification du choix de ces profondeurs, celles-ci sont similaires aux profondeurs des détecteurs dans la sphère précédemment évoquée. Une solution monoétagée a été retenue pour des raisons pratiques de fabrication, avec le choix de perdre sur le terrain de l'uniformité des réponses face à des sources qui ne seraient pas situées au milieu de la hauteur du prototype. En contrepartie, des détecteurs supplémentaires ont été rajoutés sur les diagonales, mais proches de la surface au regard des constats précédents sur la concentration des détecteurs en surface.

Matrices de réponse étudiées

Ici, quatre matrices de réponse ont été construites, avec une fluence surfacique $\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$ et les profondeurs de la figure 2.26 sélectionnées, qu'il est possible d'observer à la figure 2.27 de gauche à droite et de bas en haut :

- une matrice de réponse constituée de faisceaux parallèles de neutrons selon $(-1 \ 0 \ 0)$;
- une matrice de réponse constituée de faisceaux parallèles de neutrons selon $(-1 \ -1 \ 0)$;
- une matrice de réponse constituée de faisceaux de neutrons parallèles selon $(-1 \ -1 \ -1)$, de façon à étudier la réponse du cylindre à une source qui n'est pas située au milieu de sa hauteur ;
- une matrice de réponse constituée de faisceaux de neutrons isotropes.

Concernant la forme des courbes, il est tout d'abord observé que les réponses sont globalement inférieures à celles rencontrées sur les matrices obtenues pour la sphère, d'un facteur d'environ 0.7. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'à profondeur égale, les neutrons doivent traverser davantage de profondeur de polyéthylène au vu de la forme cylindrique. Concernant la position des détecteurs, il semble que celle-ci reste judicieuse. En effet, pour les détecteurs placés en profondeur, une faible variabilité de la pente des réponses est observée jusqu'à environ 8 cm du centre, ce qui plaide toujours pour une disposition clairsemée des détecteurs jusqu'à 7 cm du centre. En revanche, comme précédemment, entre 8 et 10 cm du centre, la pente des réponses s'accroît, ce qui plaide également pour un maillage plus fin. En outre, les réponses semblent relativement similaires pour les 4

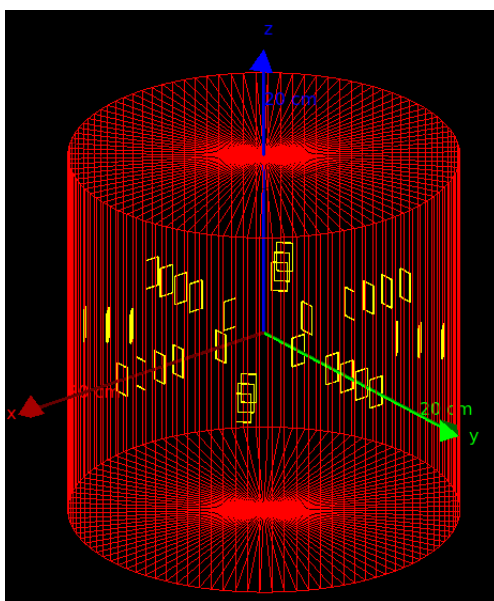


FIGURE 2.26 – Cylindre de Bonner de 25 cm de diamètre et de 25 cm de hauteur, contenant des détecteurs de 2 cm^2 , avec les profondeurs de détection retenues suivantes : 3,5 cm, 7 cm, 8,5 cm, 10 cm, 11,5 cm. Grâce à cette nouvelle disposition, les fibres scintillantes peuvent sortir verticalement par le bas, ce qui présente l'avantage de limiter fortement leur courbure.

types de faisceaux, ce qui devrait permettre une mesure de la dose indépendante de l'orientation de la source. Ainsi, il semble encore possible d'appliquer une déconvolution usuelle à cette forme cylindrique.

Il va falloir maintenant descendre à des débits de dose plus bas, afin de vérifier la conformité au cahier des charges. Par rapport au premier groupe de simulations où il était possible de descendre aux alentours d'une fluence surfacique de 2000 cm^{-2} , en prêtant attention à la figure 2.28, il est observé que même à une fluence surfacique de 200 cm^{-2} , la réponse semble encore exploitable. Comme dans le cas de la sphère, cela doit permettre de mesurer $0,5 \mu\text{Sv/h}$ sur 10 minutes, pour une source de $^{241}\text{Am/Be}$.

En guise de conclusion partielle, la forme cylindrique semble donner des résultats encourageants, assez similaires à ceux de la sphère. En optant pour une forme cylindrique, nous simplifions la fabrication et l'intégration du prototype.

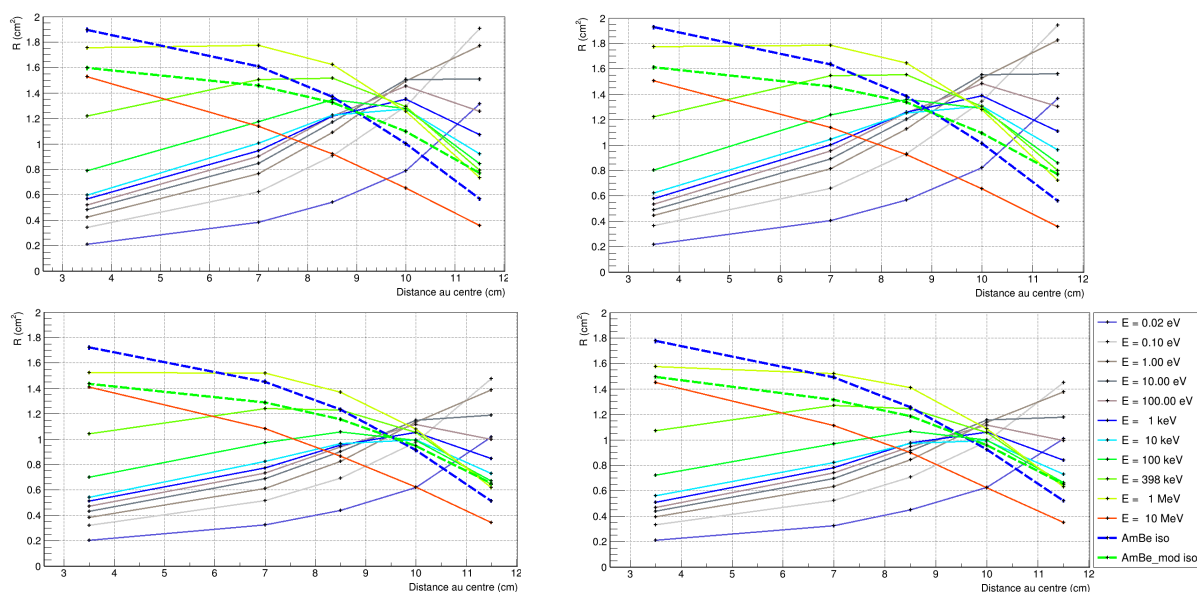


FIGURE 2.27 – Cylindre de 25 cm de diamètre et 25 cm de haut, fluence surfacique de 20000 cm^2 . De gauche à droite et de bas en haut : faisceaux parallèles selon $(-1 \ 0 \ 0)$, $(-1 \ -1 \ 0)$, $(-1 \ -1 \ -1)$, puis faisceaux isotropes. Matrice de réponse (cm^2) en fonction de la distance au centre (cm), avec la disposition de 32 détecteurs, d'une surface de détection unitaire de 2 cm^2 , situés entre 3,5 et 11,5 cm du centre. En traits gras pointillés bleus, une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ et en traits gras pointillés verts, une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 6 cm de polyéthylène.

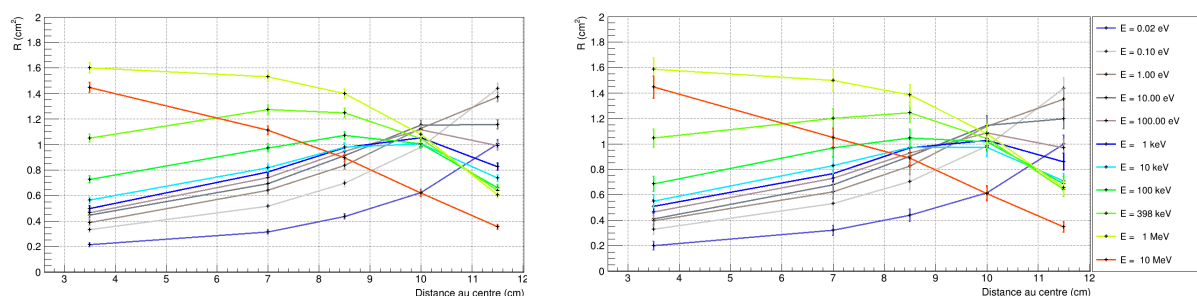


FIGURE 2.28 – Cylindre de 25 cm de diamètre et 25 cm de haut. De gauche à droite, fluences surfacique de 1000 cm^2 et 200 cm^2 . Faisceaux isotropes. Matrice de réponse (cm^2) en fonction de la distance au centre (cm), avec la disposition de 32 détecteurs, d'une surface de détection unitaire de 2 cm^2 , situés entre 3,5 et 11,5 cm du centre.

2.5 Conclusion

En guise de conclusion générale du présent chapitre et sans passer aux méthodes de déconvolution, il a déjà été possible au moyen des simulations d'effectuer une pré-optimisation, en jouant notamment sur la forme et le diamètre du dispositif, les dimensions des détecteurs, leur disposition, le nombre de noyaux de ^6Li par cm^3 , et sur les seuils minimaux en énergie déposée à appliquer, de l'ordre de 1 MeV, afin de ne retenir que les réactions nucléaires d'intérêt. Ainsi, les deux formes sphérique et cylindrique, qui donnent des résultats probants et peu sensibles à la direction des sources, seront étudiées au chapitre 3, qui permettra de les valider au moyen de la déconvolution qui permettra de remonter aux spectres en énergie et aux débits de dose. À ce stade, les taux de comptages trouvés respectent le cahier des charges.

Chapitre 3

Méthodes de déconvolution - optimisation du prototype

Le chapitre précédent a permis de poser les bases de l'optimisation de la géométrie du prototype, et de choisir les caractéristiques adéquates des scintillateurs permettant de respecter les spécifications du cahier des charges. Il a permis de démontrer que les formes sphérique et cylindrique, avec un diamètre de 25 cm, semblaient prometteuses. Mais ces réponses brutes ne suffisent pas à remonter à la fluence surfacique de la source. Il va donc falloir le vérifier, en appliquant les méthodes de déconvolution aux réponses des détecteurs avec des sources caractéristiques de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ et de ^{252}Cf , modérées et non modérées. Il est nécessaire d'y appliquer ces méthodes algorithmiques qui ont fait leurs preuves dans de nombreux domaines scientifiques et techniques tels que l'imagerie médicale, la sismologie, l'ingénierie du son, où intervient le traitement du signal, qu'il soit lumineux ou acoustique. Ces méthodes sont également utilisées dans le domaine de l'intelligence artificielle. Elles peuvent à titre d'exemple, dans le domaine de l'apprentissage supervisé, permettre de simplifier une image en gardant uniquement les caractéristiques essentielles à sa reconnaissance¹. Les méthodes utilisées pour déconvoluer les spectres en énergie des neutrons sont par exemple les suivantes [50] :

- MAXED, MIEKE et UNFANA pour les algorithmes employant des méthodes basées sur le maximum d'entropie ;
- SAND-II, GRAVEL et SPUNIT pour algorithmes employant des méthodes des moindres carrés non linéaires.

Ainsi, dans un premier temps sera présenté le principe de la convolution et déconvolution, avec les différentes méthodes employées. Dans un deuxième temps, ces méthodes seront appliquées aux réponses du détecteur sphérique puis cylindrique, à des spectres de sources caractéristiques : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ et ^{252}Cf , pour différentes orientations afin de vérifier une restitution probante des spectres. Enfin, après avoir confirmé le bon fonctionnement des méthodes de déconvolution retenues telles que MAXED et GRAVEL, la statistique sera baissée afin de déterminer s'il est possible de correctement déconvoluer même à bas débit de dose.

3.1 Prérequis mathématiques à la déconvolution

Avant d'aborder la déconvolution, il est nécessaire d'introduire les différents outils mathématiques en jeu tels les vecteurs source et mesure, et la matrice de réponse, puis de

1. Ce traitement s'appelle la segmentation sémantique.

comprendre ce qu'est la convolution, opération inverse de la déconvolution. Cette section permettra notamment de comprendre les raisons pour lesquelles la construction des matrices de réponse évoquées au chapitre précédent est une base indispensable au bon fonctionnement de ces méthodes. La problématique est la suivante : il faut retrouver le spectre d'origine en énergie de la source de neutrons à partir de mesures issues de scintillateurs.

3.1.1 Le vecteur source

Débutons par un spectre de neutrons purement théorique représenté à la figure 3.1 sous la forme d'une fonction mathématique. Cette fonction $\phi(E)$ dont la courbe est représentée en trait continu gras va être discrétisée au moyen d'intervalles (bins) en énergie et s'exprimera en cm^{-2} , correspondant à une fluence surfacique. Avec ce spectre discrétisé, le spectre d'origine est ainsi approché, avec \mathbf{X} le vecteur source présumé inconnu contenant m composantes X_j :

$$X_j \approx \int_{E_j}^{E_{j+1}} \phi(E) dE \quad (3.1)$$

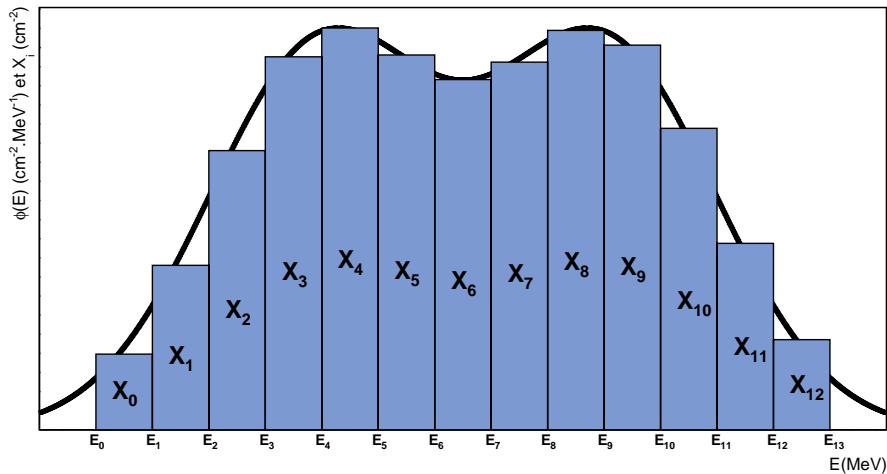


FIGURE 3.1 – Cette figure superpose la fluence spectrale théorique $\phi(E)$ (courbe en noir) et les composantes (rectangles) X_j qui sont des surfaces mesurées : $X_j = \phi(E) \cdot \Delta E_j$. La fluence totale s'exprime ainsi : $X = \sum_{j=0}^{12} X_j$.

La fluence totale X (cm^{-2}) est la sommation des composantes :

$$X = \sum_{j=0}^{m-1} X_j. \quad (3.2)$$

Ce qui sous-entend que l'approximation de la source en question est une combinaison linéaire, de norme X (cm^{-2}), de m sources monoénergétiques qui constituent une base de cet espace vectoriel. Plus le nombre de bins en énergie alloués à cette source augmente, plus fine est la granularité et plus cette source reconstruite tend vers la courbe mathématique idéale.

3.1.2 Le vecteur mesure

La figure 3.2 représente schématiquement, quant à elle, un exemple de mesure obtenue au chapitre précédent par un scintillateur, avec une bande en énergie en partie due aux protons de recul et au bruit, et un pic à plus haute énergie représentant l'énergie déposée par les produits de la réaction d'intérêt. La courbe en trait gras et noir représente la fonction mathématique théorique (en coups par MeV). Concernant les rectangles, leurs largeurs correspondent à des intervalles en énergie prédéfinis (1 bin = $\Delta E = E_{k+1} - E_k$) et leurs surfaces M_k sont l'intégrale de $M(E)$ entre E_k et E_{k+1} :

$$M_k = \int_{E_k}^{E_{k+1}} M(E) dE \approx M(E_k) \cdot \Delta E_k \quad (3.3)$$

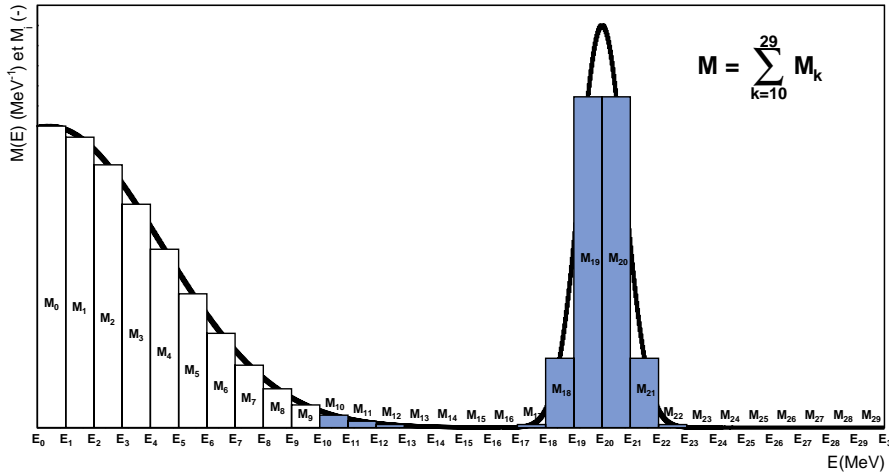


FIGURE 3.2 – Cette figure superpose la mesure théorique $M(E)$ (courbe en noir) et les mesures effectives (rectangles) M_i qui sont en fait des surfaces mesurées : $M_k = M(E) \cdot \Delta E_k$. Les bins pris en compte dans la mesure sont matérialisés par les rectangles bleus, au regard du seuil minimal en énergie (ici, E_{10}) à prendre en compte pour s'affranchir des gamma, du bruit propre de l'appareil de mesure et d'une partie du bruit de fond. Dans cet exemple à 30 bins, la mesure s'exprime ainsi : $M = \sum_{k=10}^{29} M_k$.

Comme évoqué au chapitre 2, un seuil minimal en énergie noté E_{seuil} est défini afin de s'affranchir des dépôts d'énergie des électrons issus des gamma. 200 bins linéaires entre 0 et 20 MeV ont été définis dans les histogrammes de GEANT pour les vecteurs mesures. Dans l'exemple de la présente figure, une énergie E_{seuil} correspond au bin n°10. La mesure retenue M correspondant au nombre de neutrons détectés pour un détecteur sera donc la suivante, qui correspond à la sommation des rectangles bleus uniquement sur la figure 3.2² :

$$M = \int_{E_{seuil}}^{\infty} M(E) dE \approx \sum_{k=10}^{200} M_k \quad (3.4)$$

Or, nous disposons de 32 détecteurs. La mesure du détecteur numéroté i sera donc nommée $M_i(E)$ au lieu de $M(E)$, et la sommation sur les énergies de cette mesure sera

2. Pour des raisons de lisibilité, la figure s'arrête au bin n°29. Et rigoureusement, le pic à 4,8 MeV devrait normalement se situer au bin n°48 et non aux alentours du bin n°20.

notée M_i au lieu de M et correspond à la mesure du détecteur i . Quant aux M_k , ils seront notés M_{ik} . L'équation précédente devient donc, pour la mesure du détecteur numéroté i :

$$M_i = \int_{E_{seuil}}^{\infty} M_i(E) dE \approx \sum_{k=10}^{200} M_{ik} \quad (3.5)$$

Ces i mesures peuvent être regroupées en un vecteur mesure \mathbf{M} . Dans le cas où nous disposons de 32 détecteurs, cela donne un vecteur à 32 composantes, soit :

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_0 \\ M_1 \\ | \\ M_i \\ | \\ M_{31} \end{pmatrix}$$

3.1.3 La matrice de réponse

Ainsi, la transformation permettant de passer du vecteur source \mathbf{X} à $m=13$ composantes au vecteur mesure \mathbf{M} à $n=32$ composantes est matérialisée par une matrice rectangulaire à n lignes et m colonnes, appelée "matrice de réponse" \mathbf{R} :

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} R_{0.0} & R_{0.1} & - & R_{0.j} & - & R_{0.(m-1)} \\ R_{1.0} & R_{1.1} & & & & R_{1.(m-1)} \\ | & & \diagdown & & & | \\ R_{i.0} & - & - & R_{i.j} & - & R_{i.(m-1)} \\ | & & & | & \diagdown & | \\ R_{(n-1).0} & R_{(n-1).1} & - & R_{(n-1).j} & - & R_{(n-1).(m-1)} \end{pmatrix}$$

Pour déterminer les éléments de cette matrice, il est nécessaire de générer par simulations les m sources monoénergétiques composant la base de cet espace vectoriel. Si nous souhaitons à titre d'exemple obtenir la colonne numérotée 0 de cette matrice, il faut générer la source de neutrons monoénergétiques du premier bin en énergie, numérotée 0 et notée $\mathbf{X}_0 = X_0 \cdot \mathbf{e}_0$, avec \mathbf{e}_0 le vecteur unitaire numéroté 0 de la base des sources de neutrons mononénergétiques, sans unité, et X_0 la fluence surfacique associée à la source monoénergétique, en cm^{-2} :

$$\mathbf{R} \mathbf{X}_0 = \begin{pmatrix} R_{0.0} & R_{0.1} & - & R_{0.j} & - & R_{0.(m-1)} \\ R_{1.0} & R_{1.1} & & & & R_{1.(m-1)} \\ | & & \diagdown & & & | \\ R_{i.0} & - & - & R_{i.j} & - & R_{i.(m-1)} \\ | & & & | & \diagdown & | \\ R_{(n-1).0} & R_{(n-1).1} & - & R_{(n-1).j} & - & R_{(n-1).(m-1)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_0 \\ 0 \\ | \\ 0 \\ | \\ 0 \end{pmatrix} = X_0 \begin{pmatrix} R_{0.0} \\ R_{1.0} \\ | \\ R_{i.0} \\ | \\ R_{(n-1).0} \end{pmatrix}$$

Ainsi, les éléments $R_{i,j}$ de cette matrice sont homogènes à des centimètres carrés.

La multiplication matricielle de la matrice \mathbf{R} par le vecteur \mathbf{X} constitue la convolution de \mathbf{R} par \mathbf{X} , qui transforme le vecteur \mathbf{X} en vecteur \mathbf{M} :

$$\mathbf{M} = \mathbf{R} \mathbf{X}$$

En supposant désormais la matrice \mathbf{R} déterminée, l'enjeu est de remonter à la source \mathbf{X} , ce qui constitue la déconvolution. Pour notre développement, le but est d'obtenir une matrice de réponse invariante, quelle que soit la direction et la nature de la source. Dans l'exemple avec 32 détecteurs pris un par un, il semble évident que les éléments de cette matrice ne seront pas invariants si la source provient d'un angle différent, ou si la source, initialement parallèle, devient isotrope. Une technique consiste à regrouper les mesures des détecteurs par profondeurs, ce qui contribue non seulement à garantir une meilleure uniformité des éléments de la matrice, mais aussi d'augmenter la statistique, étant donné que ce regroupement consiste à sommer les mesures des détecteurs équidistants du centre de la sphère ou du cylindre. Ainsi, un vecteur mesure à n composantes devient un vecteur mesure à 5 ou 6 composantes. Par conséquent, la matrice de réponse passe de $n = 32$ lignes à $n = 5$ ou 6 lignes.

Nous commençons à toucher du doigt les difficultés liées à l'obtention de la restitution d'un signal fidèle à celui d'origine, car la mesure aura nécessairement subi une perte causée par cette discrétisation du signal. Différentes méthodes de déconvolution existent et vont être présentées dans les sections qui vont suivre.

3.2 Méthodes de déconvolution

De nombreuses méthodes de déconvolution existent et ont été testées lors de cette thèse pour développer une méthode de déconvolution adaptée à notre système et au cahier des charges. Nous allons commencer par décrire les méthodes qui ont le moins porté leurs fruits dans le cadre de notre étude. Nous aborderons donc la méthode des moindres carrés brute, puis la méthode des moindres carrés itérative, dite de "Levenberg-Marquardt", pour terminer par des méthodes qui ont fait leurs preuves dans le cadre des spectres neutroniques, à savoir la méthode du maximum d'entropie et la méthode du maximum de vraisemblance.

3.2.1 Méthode des moindres carrés

3.2.1.1 Méthode des moindres carrés brute, non itérative

Dans le cas général, la matrice \mathbf{R} obtenue n'est pas carrée mais rectangulaire. Même carrée, elle n'est pas toujours inversible pour pouvoir remonter au spectre \mathbf{X} . C'est ici que la méthode des moindres carrés entre en scène, afin de trouver une première solution, mathématiquement exacte, mais non nécessairement réaliste physiquement. La référence [2] donne la formule matricielle suivante, solution de ladite méthode des moindres carrés, avec \mathbf{X} le vecteur source inconnu :

$$\mathbf{X} = (\mathbf{R}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \mathbf{R})^{-1} \cdot \mathbf{R}^T \cdot \mathbf{W} \cdot \mathbf{M} \quad (3.6)$$

\mathbf{R}^T est la transposée de \mathbf{R} . \mathbf{W} est une matrice carrée diagonale contenant l'inverse des variances du vecteur mesure \mathbf{M} . Cette matrice est définie afin d'accorder davantage de poids aux mesures comportant une erreur faible. Cette méthode a été la première testée pour notre développement dans le cadre d'une sphère équipée de 85 détecteurs.

En pratique pour les sphères étudiées, en prenant en compte les 3 axes x, y et z, la matrice \mathbf{R} est une matrice rectangulaire obtenue par simulations GEANT4 de :

- 51 colonnes, correspondant aux 51 énergies mesurées entre 10^{-8} et $10^{+2}MeV$;
- 85 lignes, correspondant aux 85 détecteurs situés selon les 3 axes pour la première série de simulations, 32 pour le prototype final.

Concernant :

- le vecteur source \mathbf{X} inconnu à déterminer : il est constitué d'une colonne et de 51 lignes, correspondant aux 51 énergies ;
- le vecteur mesure \mathbf{M} : il est constitué d'une colonne et de n lignes, correspondant aux mesures des n détecteurs obtenues par simulations GEANT4 en envoyant un faisceau de neutrons avec un spectre en énergie prédéterminé sur la sphère.

La méthode des moindres carrés de l'équation 3.6 a été utilisée dans un premier programme. Il a été constaté globalement une forte sensibilité aux perturbations, avec des composantes négatives dans le vecteur source solution qui se révèlent rédhitoires. Ainsi, bien que la reconstruction des spectres soit mathématiquement juste, elle doit être physiquement optimisée et être moins sensible aux perturbations.

En conclusion, l'inconvénient principal d'une telle méthode, en plus de présenter des perturbations du spectre fortement accentuées, est qu'il existe des solutions négatives qui ne correspondent à aucune réalité physique. Il faut donc contraindre les équations afin qu'elles ne donnent que des résultats positifs. Pour ce faire, des fonctions exponentielles dont l'image ne contient que des valeurs positives sont insérées dans des méthodes itératives.

3.2.1.2 Méthode des moindres carrés itérative, dite de Levenberg-Marquardt

À titre d'exemple, il existe une méthode des moindres carrés itératives, dite de Levenberg-Marquardt[51], qui impose des valeurs positives au moyen d'exponentielles. Cette méthode tente de minimiser au fur et à mesure des itérations la valeur du χ^2 , qui correspond, à l'iteration (p), à :

$$n \cdot (\chi^2)^{(p)} = \sum_{i=0}^{n-1} W_i \cdot (M_i - C_i^{(p)})^2 \quad (3.7)$$

Avec le vecteur mesure "réel" \mathbf{M} à n composantes contenant les valeurs mesurées par les n détecteurs, qui reste constant quel que soit le nombre (p) d'itérations, et le vecteur mesure "calculé" $\mathbf{C}^{(p)}$ à n composantes également, contenant les valeurs calculées par l'algorithme en question à l'iteration (p) :

$$C_i^{(p)} = \sum_{j=0}^{m-1} R_{ij} X_j^{(p)} \quad (3.8)$$

Dans un cas idéal, un χ^2 nul impliquerait une égalité parfaite entre \mathbf{C} et \mathbf{M} . Quant à \mathbf{W} , il s'agit, à l'instar du paragraphe précédent, de la matrice carrée diagonale contenant l'inverse des variances du vecteur \mathbf{M} . Concernant le vecteur $X_j^{(p)}$, l'équation suivante est posée :

$$X_j^{(p)} = e^{\left[Y_j^{(p)-max} \left(Y_0^{(p)}, \dots, Y_{m-1}^{(p)} \right) \right]} \quad (3.9)$$

Avec :

$$Y_j^{(p+1)} = Y_j^{(p)} + \Delta Y_j^{(p)} \quad (3.10)$$

Le terme en “ $-max(Y_0^{(p)}, \dots, Y_{m-1}^{(p)})$ ” dans l’équation 3.9 permet d’éviter une divergence vers l’infini.

En termes vectoriels, cela donne, avec \mathbf{Y} le vecteur source à m composantes :

$$\mathbf{Y}^{(p+1)} = \mathbf{Y}^{(p)} + \Delta\mathbf{Y}^{(p)} \quad (3.11)$$

Avec :

$$\Delta\mathbf{Y}^{(p)} = (\alpha^{-1})^{(p)} \cdot \beta^{(p)} \quad (3.12)$$

Puis avec \mathbf{X}_{mat} la matrice carrée $m \times m$ avec les m composantes X_j sur sa diagonale et λ , un paramètre à ajuster après chaque itération, afin de réduire le χ^2 :

$$\alpha^{(p)} = [\mathbf{R} \cdot \mathbf{X}_{mat}^{(p)}]^T \cdot \mathbf{W} \cdot [\mathbf{R} \cdot \mathbf{X}_{mat}^{(p)}] + \lambda \cdot \mathbf{Id} \quad (3.13)$$

$$\beta^{(p)} = [\mathbf{R} \cdot \mathbf{X}_{mat}^{(p)}]^T \cdot \mathbf{W} \cdot [\mathbf{M} - \mathbf{R} \cdot \mathbf{X}^{(p)}] \quad (3.14)$$

Cependant, la création d’un algorithme personnel basé sur cette méthode n’a pas été fructueuse et n’a pas correctement convergé. Même si en comparaison avec la méthode des moindres carrés brute, une certaine amélioration a été notée en raison des composantes positives du spectre solution, il est nécessaire d’explorer d’autres méthodes telles que celle du maximum de vraisemblance et celle du maximum d’entropie.

3.2.2 Méthode du maximum de vraisemblance

Étant donné que les solutions précédentes n’ont pas porté leurs fruits, il est nécessaire de se tourner vers d’autres méthodes basées sur les lois de la physique. Comme son nom l’indique, le principe du maximum de vraisemblance est de faire ressembler le résultat escompté à une distribution probabiliste présente dans la nature telle qu’une loi normale ou une loi de Poisson par exemple. En l’occurrence, dans le cas des comptages de neutrons rencontrés au chapitre précédent, pouvant aller pour chaque détecteur de quelques centaines à quelques dizaines de milliers de coups pour une mesure donnée, une distribution discrète telle que la distribution de Poisson semble a priori adaptée. Le logarithme népérien de la vraisemblance L (L : “Likelihood”) issue d’une distribution de Poisson est illustré dans l’équation 3.15 :

$$\ln(L) = \sum_{i=0}^{n-1} [M_i \ln \langle M_i \rangle - \ln(M_i!) - \langle M_i \rangle] \quad (3.15)$$

Avec :

- n le nombre total de détecteurs ou groupes de détecteurs ;
- M_i la mesure du $i^{\text{ème}}$ détecteur ou groupe de détecteurs ;
- $\langle M_i \rangle$ l’espérance mathématique de M_i , autrement dit la moyenne espérée au regard de la distribution donnée.

Pour maximiser cette quantité, il va falloir la différencier. Pour ce faire, il faut regarder plus en détails l’espérance $\langle M_i \rangle$. Pour mémoire, nous avons, pour M_i :

$$M_i = \sum_{j=0}^{m-1} R_{ij} X_j \quad (3.16)$$

Ainsi :

$$\langle M_i \rangle = \sum_{j=0}^{m-1} R_{ij} \langle X_j \rangle \quad (3.17)$$

Or, pour une fluence totale Φ donnée et pour une probabilité p_j donnée pour un neutron d'appartenir au groupe d'énergie j , nous avons la formule suivante :

$$\langle X_j \rangle = \Phi \cdot p_j \quad (3.18)$$

Il est donc défini un vecteur probabilité \mathbf{p} à m composantes et dont la somme des composantes vaut 1. De plus, il est important, étant donné que nous n'avons pas a priori d'idée sur la fluence surfacique, de définir la valeur α_i suivante dépendant uniquement des probabilités p_j et non des vecteurs X_j :

$$\alpha_i = \frac{\langle M_i \rangle}{\Phi} = \sum_{j=0}^{m-1} R_{ij} \cdot p_j \quad (3.19)$$

Pour revenir au développement des termes de l'équation 3.15 donne :

$$\ln(L) = \sum_{i=0}^{n-1} \left\{ M_i \left[\ln \left(\Phi \cdot \sum_{j=0}^{m-1} R_{ij} \cdot p_j \right) \right] - \ln(M_i!) - \Phi \sum_{j=0}^{m-1} R_{ij} \cdot p_j \right\} \quad (3.20)$$

Il est enfin possible de différencier par rapport à p_j l'équation 3.20, ce qui donne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \ln(L)}{\partial p_j} &= \sum_{i=0}^{n-1} \left\{ \frac{M_i \cdot \Phi \cdot R_{ij}}{\Phi \cdot \sum_{j=0}^{m-1} R_{ij} \cdot p_j} - \Phi \cdot R_{ij} \right\} \\ \frac{\partial \ln(L)}{\partial p_j} &= \sum_{i=0}^{n-1} \left[\Phi \cdot R_{ij} \left(\frac{M_i}{\langle M_i \rangle} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (3.21)$$

Ceci est un premier aperçu de la méthode du maximum de vraisemblance, qui a été développée au cours de cette thèse et qui semble aboutir sur des spectres solutions plus en conformité avec les spectres attendus. Davantage de détails seront donnés dans la section 3.3.3 qui traite de l'application de cette méthode personnelle.

3.2.3 Méthode du maximum d'entropie

Une autre méthode a été utilisée et testée pour ce développement. Dans l'infinité des solutions possibles de vecteurs sources est sélectionnée ici celle qui maximise l'entropie, autrement dit celle qui minimise la quantité d'informations d'un système donné. Cette solution présente un sens car de nombreuses lois dans la nature suivent le maximum d'entropie. À titre d'exemple, la loi normale est la loi correspondant à un désordre maximal en comparaison avec d'autres distributions présentant la même moyenne et le même écart-type.

En termes mathématiques, l'entropie selon Claude Shannon[52], notée H , vérifie l'équation suivante 3.22 :

$$H = - \sum_{j=0}^{m-1} p_j \ln(p_j) \quad (3.22)$$

Avec :

- m le nombre total de groupes d'énergies ;
- p_i la probabilité pour un neutron d'appartenir au groupe d'énergie j.

Ici, en comparaison du maximum de vraisemblance, la différenciation de l'équation 3.22 par rapport à la p_j est plus naturelle :

$$\frac{\partial H}{\partial p_j} = -(\ln p_j + 1) \quad (3.23)$$

Davantage de détails sur la maximisation de l'entropie seront donnés dans le cadre des sections 3.3.1 et 3.3.3 sur MAXED et la méthode personnelle, qui font justement appel à ce principe.

3.3 Méthodes de déconvolution utilisées dans le cadre de cette thèse

Trois méthodes de déconvolution ont donc été expérimentées dans le cadre de cette thèse :

- deux méthodes de référence pour les sphères de Bonner, MAXED [53] et GRAVEL [54], validées par la N.E.A. et incluses dans le package U.M.G. 3.3[50], [55]. MAXED est un code informatique basé sur le maximum d'entropie. GRAVEL est, quant à lui, basé sur une méthode des moindres carrés non-linéaire ;
- une "méthode personnelle" inspirée par [52] et [56], et basée sur la combinaison du maximum d'entropie et du maximum de vraisemblance.

3.3.1 MAXED

MAXED est un code informatique basé sur le maximum d'entropie. Les intérêts de ce code sont les suivants [57] :

- l'algorithme utilisé pour obtenir le vecteur source solution est justifié par la théorie de l'information, comme vu précédemment ;
- cet algorithme génère un vecteur source solution dont les composantes sont toutes positives ;
- la solution issue du code peut être écrite sous forme analytique, ce qui permet aisément de procéder à une analyse des propagations d'incertitudes, ce que ne permet pas GRAVEL à titre de comparaison.

Au préalable, avant d'aborder l'algorithme en lui-même, en revenant à l'équation matricielle, il est introduit le vecteur ε , représentant l'écart entre le vecteur mesure \mathbf{M} et le vecteur mesure "calculé" $\mathbf{C}=\mathbf{M}+\varepsilon$:

$$\mathbf{M} + \varepsilon = \mathbf{R} \mathbf{X} \quad (3.24)$$

Cette algorithme vise, à l'instar de la méthode des moindres carrés, à minimiser le χ^2 , conformément à l'équation 3.7, qui peut être exprimée sous la forme équivalente suivante :

$$n \cdot \chi^2 = \sum_{i=0}^{n-1} \left(\frac{\varepsilon_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (3.25)$$

Avec n le nombre de détecteurs ou groupes de détecteurs, χ^2 à fixer par l'utilisateur, par défaut à 1, et σ_i l'écart-type relatif à la mesure du détecteur ou groupe de détecteurs $n^{\circ}i$. Cependant, la méthode employée pour minimiser le χ^2 est différente. Dans cet algorithme, la valeur H suivante, similaire à celle évoquée à la section 3.2.3 et correspondant à l'entropie selon Claude Shannon, est à maximiser :

$$H = - \sum_{j=0}^{m-1} \left[X_j \ln \left(\frac{X_j}{X_j^{init}} \right) + X_j^{init} - X_j \right] \quad (3.26)$$

Avec X_j la composante j du vecteur source, qui varie au cours des itérations, et X_j^{init} la composante j du vecteur source d'initialisation, valeur d'entrée fixée par l'utilisateur avant le lancement de l'algorithme. Ainsi, la nature de ce spectre d'initialisation, selon qu'il soit de forme plate ou qu'il ressemble à un spectre neutron connu, aura une influence certaine sur le résultat final.

En rajoutant les contraintes supplémentaires des équations 3.24 et 3.25, nous nous retrouvons avec un problème d'optimisation sous contraintes [50], qui fait appel à n multiplicateurs de Lagrange λ_i relatifs à l'équation 3.24, dont le vecteur mesure présente n composantes, et à un multiplicateur de Lagrange μ relatif à l'équation 3.25. Le lagrangien $\mathcal{L}(X_j, \varepsilon_i, \lambda_i, \mu)$, qui prend en compte l'ensemble de ces contraintes, s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(X_j, \varepsilon_i, \lambda_i, \mu) = & - \sum_{j=0}^{m-1} \left[X_j \ln \left(\frac{X_j}{X_j^{init}} \right) + X_j^{init} - X_j \right] \\ & - \sum_{i=0}^{n-1} \lambda_i \left[\sum_{j=0}^{m-1} (R_{ij} X_j) - M_i - \varepsilon_i \right] - \mu \left[\sum_{i=0}^{n-1} \left(\frac{\varepsilon_i}{\sigma_i} \right)^2 - n\chi^2 \right] \end{aligned} \quad (3.27)$$

Les solutions peuvent alors être écrites sous les formes réduites suivantes, où il est noté que l'équation 3.28, en raison de sa forme exponentielle, ne peut admettre que des solutions positives :

$$X_j = X_j^{init} e^{-\sum_{i=0}^{n-1} \lambda_i R_{ij}} \quad (3.28)$$

$$\varepsilon_i = \frac{\lambda_i \sigma_i^2}{2} \left[\frac{4n \cdot \chi^2}{\sum_{i=0}^{n-1} (\lambda_i \sigma_i)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.29)$$

Pour déterminer les valeurs des λ_i et de μ , une méthode d'optimisation empirique appelée "algorithme de recuit simulé" est employée. Elle s'apparente au recuit de la métallurgie, où des cycles de refroidissements et de réchauffages lents se succèdent, afin de minimiser l'énergie du matériau. Nous verrons à la section 3.4 que cet algorithme donne des résultats probants et conformes aux exigences du cahier des charges pour les tests réalisés.

3.3.2 GRAVEL

GRAVEL est un code informatique basé sur une méthode des moindres carrés itérative non linéaire, basée sur l'algorithme SAND-II [54] développé par l'Armée de l'air états-unienne. En comparaison de MAXED, il présente l'intérêt de converger beaucoup plus rapidement. Cependant, la solution du spectre ne pouvant se mettre sous forme analytique, il est impossible d'effectuer des analyses de propagation d'incertitudes.

Concernant la description de l'algorithme en lui-même, il s'agit, conformément à la méthode des moindres carrés évoquée plus haut, d'étudier et de minimiser l'écart entre la valeur mesurée "réelle" M_i par le détecteur ou groupe de détecteurs $n^o i$ et la valeur mesure "calculée" $C_i^{(p)}$ par l'algorithme à l'itération p . Dans le cas de GRAVEL et conformément à l'équation 3.30, ce sont les logarithmes népériens de M_i et de $C_i^{(p)}$ qui sont comparés, d'où le caractère non linéaire de la méthode. Comme pour MAXED, la composante en énergie j du flux X_j sera positive, étant donné sa forme exponentielle. Il est remarqué que pour une composante $X_j^{(p)}$ nulle à l'itération p , la composante $X_j^{(p+1)}$ sera forcément nulle à l'itération $(p+1)$, démontrant l'influence importante du spectre d'initialisation sur le résultat final. En effet, si le spectre d'initialisation présente des composantes nulles, ces dernières resteront nulles, quel que soit le nombre d'itérations. Concernant l'équation 3.31, elle représente une matrice pondérée, qui donne la contribution individuelle de chaque composante du spectre source aux mesures. Plus cette contribution est importante, plus elle présentera un poids important au cours des itérations. Concernant la dernière équation 3.32, elle fait appel à l'incertitude relative sur la mesure, et permet quant à elle de donner davantage de poids aux incertitudes les plus faibles au cours des itérations.

$$X_j^{(p+1)} = X_j^{(p)} \exp \left(\frac{\sum_{i=0}^{n-1} \left[\frac{\omega_{ij}^{(p)}}{\rho_i^2} \ln \left(\frac{M_i}{C_i^{(p)}} \right) \right]}{\sum_{i=0}^{n-1} \left(\frac{\omega_{ij}^{(p)}}{\rho_i^2} \right)} \right) \quad (3.30)$$

$$\omega_{ij}^{(p)} = \frac{R_{ij} X_j^{(p)}}{C_i^{(p)}} \quad (3.31)$$

$$\rho_i = \frac{\sigma_i}{M_i} \quad (3.32)$$

Pour conclure sur cette section, GRAVEL, algorithme de déconvolution qui converge très rapidement, mais dont la formulation analytique des solutions est impossible, se révèle surtout adapté à des déconvolutions rapides et opérationnelles sur le terrain. Nous verrons à partir de la section 3.4 que cette méthode, à l'instar de MAXED, donne des résultats probants.

3.3.3 Méthode personnelle

En ce qui concerne la "méthode personnelle" inspirée des publications [52] et [56], les principes généraux sont basés sur la maximisation simultanée de la vraisemblance (L : "Likelihood") et de l'entropie (H) issues des équations 3.15 et 3.22, regroupées dans la grandeur Q :

$$\begin{aligned} Q &= H + \ln(L) \\ Q &= - \sum_{j=0}^{m-1} p_j \ln(p_j) + \sum_{i=0}^{n-1} [M_i (\ln \langle M_i \rangle) - \ln(M_i!) - \langle M_i \rangle] \end{aligned} \quad (3.33)$$

La dérivée partielle de Q par rapport à p_j doit s'annuler pour obtenir un extremum de Q , l'objectif étant de trouver un maximum absolu. Cela donne l'équation suivante, issue des équations 3.21 et 3.23 :

$$\frac{\partial Q}{\partial p_j} = -(\ln p_j + 1) + \sum_{i=0}^{n-1} \left[\Phi \cdot \left(\frac{M_i}{\langle M_i \rangle} - 1 \right) R_{ij} \right] = 0 \quad (3.34)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial p_j} = -(\ln p_j + 1) - \sum_{i=0}^{n-1} (\lambda_i \cdot R_{ij}) = 0 \quad (3.35)$$

Avec λ_i le multiplicateur de Lagrange qui vérifie :

$$\lambda_i = \Phi \cdot \left(1 - \frac{M_i}{\langle M_i \rangle} \right) \quad (3.36)$$

Ce qui donne :

$$e \cdot p_j = \exp \left(- \sum_{i=0}^{n-1} (\lambda_i \cdot R_{ij}) \right) \quad (3.37)$$

Étant donné que la somme des probabilités doit valoir 1, nous souhaitons intégrer la contrainte suivante dans l'équation :

$$\sum_{j=0}^{m-1} p_j = 1 \quad (3.38)$$

Ainsi, nous obtenons le résultat suivant, à partir de l'équation 3.37 :

$$e \cdot \sum_{j=0}^{m-1} p_j = e = \sum_{j=0}^{m-1} \left[\exp \left(- \sum_{i=0}^{n-1} (\lambda_i \cdot R_{ij}) \right) \right] \quad (3.39)$$

L'équation 3.37 devient alors :

$$p_j = \frac{1}{Z(\boldsymbol{\lambda})} \cdot \exp \left[- \sum_{i=0}^{n-1} (\lambda_i \cdot R_{ij}) \right] \quad (3.40)$$

Avec la fonction de partition $Z(\boldsymbol{\lambda})=Z(\lambda_0, \dots, \lambda_{n-1})$ qui se définit comme suit et qui permet la normalisation à 1 :

$$Z(\boldsymbol{\lambda}) = \sum_{j=0}^{m-1} \left[\exp \left(- \sum_{i=0}^{n-1} (\lambda_i \cdot R_{ij}) \right) \right] \quad (3.41)$$

Nous nous retrouvons donc avec :

- m dérivées partielles de Q par rapport à p_j , j allant de 0 à (m-1) ;
- n multiplicateurs de Lagrange λ_i , i allant de 0 à (n-1). Pour résoudre ce système, la méthode itérative de Newton[58] est utilisée, se basant sur l'algorithme suivant, qui vise à trouver le zéro d'une fonction f donnée :

$$x^{(p+1)} = x^{(p)} - \frac{f(x^{(p)})}{f'(x^{(p)})} \quad (3.42)$$

Avec p le rang de l'itération.

Cependant, par rapport à UMG, la déconvolution avec la méthode "personnelle" ne donne pour le moment des résultats probants qu'en considérant les détecteurs un par un,

et non par groupe de détecteurs. Par conséquent, elle nécessite au préalable de connaître la position angulaire en θ et φ de la source, supposée parallèle, par rapport au prototype. Une étude a donc été menée, disponible en annexe H pour déterminer cette position en conjecturant qu'il était possible d'interpoler une forme d'ellipsoïde de révolution décentrée entre 6 points de mesures de détecteurs équidistants, puis une forme d'ovoïde, qui semblait avoir légèrement amélioré les résultats.

Pour conclure sur cette méthode personnelle, il reste encore des études ultérieures à effectuer sur le sujet afin qu'elle puisse être pleinement exploitable et opérationnelle mais de premiers résultats encourageants ont été obtenus.

La section qui va suivre constitue un prélude à l'optimisation de la géométrie sphérique, en présentant les différents diamètres étudiés et la manière dont la déconvolution se prépare en pratique.

3.4 Présentation de la géométrie sphérique et des outils nécessaires à la déconvolution

Des simulations de Monte-Carlo avec l'environnement GEANT4 ont été effectuées au chapitre précédent afin d'optimiser la géométrie de la sphère de polyéthylène. Ici, en plus des simulations déjà évoquées, des déconvolutions vont être menées afin de compléter l'optimisation du prototype.

3.4.1 Géométrie avec GEANT4

Des simulations GEANT4 ont été réalisées avec des diamètres de sphères de Bonner compris entre 20 et 30 centimètres, afin de déterminer le diamètre le plus approprié aux spécifications. Le diamètre de 30 cm a été initialement choisi car il correspond aux plus grands diamètres de sphères de Bonner existantes. Dans ces sphères de polyéthylène, des détecteurs de neutrons thermiques ont été placés tous les centimètres le long des 3 axes x, y et z. Ces détecteurs sont composés de LiF:ZnS 1:2, avec les proportions et dimensions évoquées au chapitre précédent. Pour mémoire :

- la densité volumique est $N_{\text{Li}} = 1,07 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$;
- les dimensions des détecteurs sont de $1,0 \text{ cm} \times 2,0 \text{ cm} \times 640 \mu\text{m}$.

La figure 3.3 présente les 3 diamètres de sphères étudiés : 20, 25 et 30 cm de diamètre, avec :

- 8 profondeurs pour la sphère de 20 cm, soit un total de 48 détecteurs ;
- 11 profondeurs pour la sphère de 25 cm, soit un total de 66 détecteurs ;
- 13 profondeurs pour la sphère de 30 cm, soit un total de 78 détecteurs.

3.4.2 Sources

La première étape de l'étude a été de recueillir un maximum d'informations sur la sphère avec GEANT4. À cette fin, il a fallu réaliser des simulations permettant d'obtenir la matrice de réponse du dispositif et des simulations avec différents spectres "réalistes" permettant d'en étudier la réponse. Deux types de sources ont été nécessaires pour atteindre cet objectif :

- des vecteurs sources mono-énergétiques dont les composantes sont nommées \mathbf{X}_j , où j est le numéro du bin en énergie considéré, $j \in \{0, \dots, m - 1\}$ avec m le nombre total de bins en énergie, ce qui correspond au nombre de composantes du vecteur source \mathbf{X} . Ces

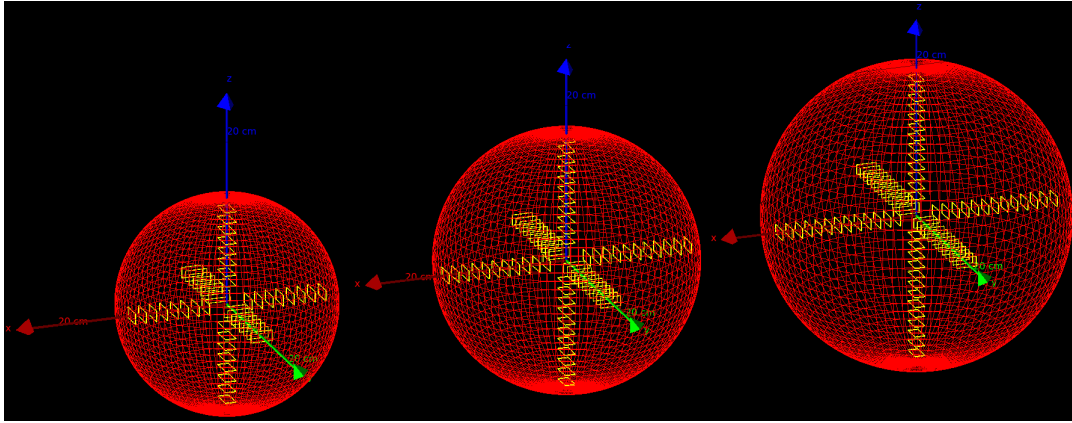


FIGURE 3.3 – Sphères de 20, 25 et 30 cm de diamètre contenant des détecteurs de 2 cm^2 , placés tous les centimètres sur les 3 axes x, y et z.

vecteurs sources ont été utilisés pour obtenir la matrice de réponse du dispositif ;
- des vecteurs sources de référence, correspondant aux spectres modérés et non modérés de $^{241}\text{Am/Be}$ et ^{252}Cf en énergie, nommés \mathbf{X}_{AmBe} , \mathbf{X}_{Cf} , etc. Ces spectres ont été utilisés pour valider la déconvolution.

Dans un premier temps, seules des faisceaux parallèles ont été envoyés sur la sphère, dans la direction suivante : $(-1 \ 0 \ 0)$. D'autres directions, parallèles ou isotropes, seront étudiées par la suite.

3.4.2.1 Sources monoénergétiques

Des faisceaux de neutrons mono-énergétiques ont été envoyés sur la sphère, dans le but de construire une matrice de réponse de l'installation, nommée \mathbf{R} . Pour des sources parallèles de neutrons mono-énergétiques, les réponses des détecteurs sont enregistrées dans une matrice de réponse rectangulaire, nommée $\mathbf{R}_{\text{parallèle}}$, avec n lignes and m colonnes : le scalaire \mathbf{R}_{ij} représente la réponse du détecteur ou du groupe de détecteurs équidistants du centre i, $i \in \{0, \dots, n-1\}$ à une source parallèle de neutrons mono-énergétiques X_j avec j le numéro du bin en énergie, $j \in \{0, \dots, m-1\}$. Dans notre cas de figure, $m=56$ énergies différentes de faisceaux parallèles ont été simulées avec les énergies suivantes :

$$E_j = 10^{-9+0,2j} \text{ MeV} \quad (3.43)$$

Où $j \in \{0, \dots, 55\}$ couvre la gamme en énergie de 10^{-9} MeV à 10^2 MeV. Pour une source mono-énergétique donnée j, un bin logarithmique en énergie associé est défini, dont les limites basse et haute sont, respectivement :

$$E_{e(j)} = 7,942 \cdot 10^{-10+0,2j} \text{ MeV} \quad (3.44)$$

et

$$E_{e(j+1)} = 7,942 \cdot 10^{-10+0,2(j+1)} \text{ MeV} \quad (3.45)$$

Ainsi, E_j est la moyenne géométrique de ces deux limites. Pour chaque énergie, une fluence surfacique (Φ) de 20000 cm^{-2} , qui correspond à un faisceau composé de $1,41 \cdot 10^7$ neutrons parallèles envoyés sur une sphère de 30 cm de diamètre, a été utilisée.

3.4.2.2 Spectres de référence

Quatre spectres sources parallèles de référence ont été testés, avec une fluence surfacique identique :

- du $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré \mathbf{X}_{AmBe} ;
- du $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène \mathbf{X}_{AmBe_mod} ;
- du ^{252}Cf non modéré \mathbf{X}_{Cf} ;
- du ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène \mathbf{X}_{Cf_mod} .

La source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée a été définie selon la norme ISO 8529, relative aux rayonnements neutroniques de référence [49]. Le spectre ^{252}Cf a été défini selon une distribution normalisée de Maxwell en énergie [59] :

$$\phi_M(E) = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi}E_m^3} e^{-\frac{E}{E_m}} \quad (3.46)$$

Avec E l'énergie en MeV et E_M le paramètre de température égal à 1,42 MeV. Les spectres modérés \mathbf{X}_{AmBe_mod} et \mathbf{X}_{Cf_mod} ont été obtenus au moyen des simulations GEANT4, en utilisant les spectres \mathbf{X}_{AmBe} et \mathbf{X}_{Cf} , modérés par 6 cm de polyéthylène. La figure 3.4 montre un exemple de spectres de référence, \mathbf{X}_{AmBe} , \mathbf{X}_{AmBe_mod} et \mathbf{X}_{Cf_mod} , correspondant aux sources de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré et de ^{252}Cf modéré.

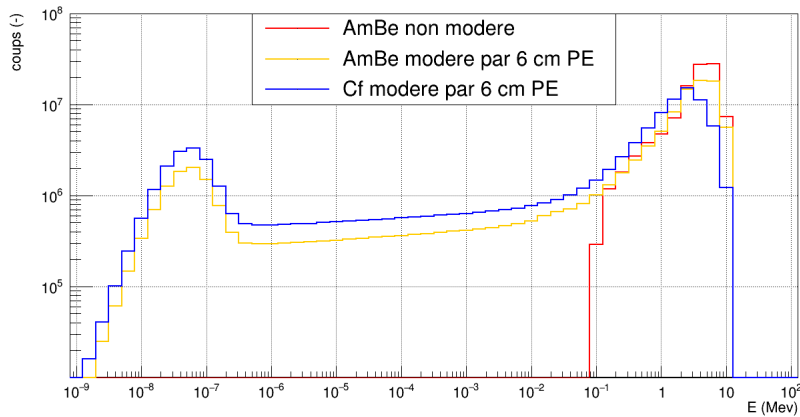


FIGURE 3.4 – Spectres en énergie (en MeV) d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée, d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 6 cm de polyéthylène et d'une source de ^{252}Cf modérée par 6 cm de polyéthylène.

Ces spectres seront utilisés pour étudier les performances de la déconvolution pour différents spectres en énergie et différentes géométries de prototypes.

3.4.3 La déconvolution en pratique

Maintenant que la construction de la matrice de réponse, l'initialisation du spectre et l'optimisation de la géométrie du prototype ont été réalisées au moyen de l'environnement GEANT4, il va falloir, au moyen de la déconvolution, remonter au spectre neutronique en énergie \mathbf{X} en résolvant l'équation matricielle :

$$\mathbf{R} \cdot \mathbf{X} = \mathbf{M} \quad (3.47)$$

Avec \mathbf{X} , le vecteur source inconnu (en cm^{-2}) à reconstruire, \mathbf{M} le vecteur mesure (sans unité) associé à \mathbf{X} , et \mathbf{R} la matrice correspondant à la fonction de réponse du dispositif (en cm^2). Dans notre cas de figure, le vecteur \mathbf{X} comporte 56 composantes, ce qui correspond à 56 groupes en énergies, de 10^{-9} MeV à 10^2 MeV. En général, \mathbf{X} est normalisé à 1, image de la probabilité totale, et ensuite multipliée par la fluence surfacique calculée Φ . Dans le cas d'une déconvolution idéale, \mathbf{X} doit être égal au spectre en énergie de la source incidente.

En pratique, pour obtenir le spectre déconvolué, il est nécessaire de procéder en deux étapes : tout d'abord, il faut récupérer le vecteur mesure \mathbf{M} associé à l'un des quatre spectres de référence cités précédemment, au moyen des simulations GEANT4. Ensuite, remonter à notre vecteur inconnu \mathbf{X} en partant de \mathbf{M} , grâce à un algorithme de déconvolution.

Durant la première phase, le vecteur mesure \mathbf{M} est obtenu par simulations GEANT4 en exposant le détecteur DONEUT à un spectre source de référence. Il comporte n composantes, correspondant aux n détecteurs ou groupes de détecteurs équidistants du centre de la sphère.

Durant la seconde phase, le but est d'obtenir \mathbf{X} à partir du vecteur \mathbf{M} avec une méthode de déconvolution. $\mathbf{R} = \mathbf{R}_{\text{parallèle}}$ est la matrice de réponse qui a été obtenue au moyen de faisceaux mono-énergétiques parallèles. $\mathbf{R} = \mathbf{R}_{\text{isotrope}}$ est la matrice de réponse qui a été obtenue au moyen de faisceaux mono-énergétique isotrope. Les dimensions de ces matrices sont $n \times m$, avec $m=56$ (nombre de groupes d'énergies) et n le nombre de détecteurs ou groupes de détecteurs, qui varie en fonction de la forme ou de la taille des versions étudiées, l'objectif étant de ne pas dépasser, pour des raisons de coûts, 32 détecteurs. La matrice \mathbf{R} est constante, alors que le vecteur mesure \mathbf{M} dépend du spectre d'énergie d'entrée \mathbf{X} .

Dans la section qui va suivre qui traite de l'optimisation de la géométrie sphérique au moyen de la déconvolution, 3 méthodes de déconvolution vont être utilisées : MAXED, GRAVEL et la méthode personnelle.

3.5 Étude et optimisation de la version sphérique

Les résultats qui ont conduit à l'optimisation de la géométrie vont être présentés dans cette partie. Ensuite, les résultats de déconvolutions vont être exposés, avec une statistique élevée dans un premier temps (c'est-à-dire avec un faisceau d'une fluence surfacique de 20000 cm^{-2}) puis avec une statistique 100 fois moindre dans un deuxième temps afin de valider les performances du dispositif, même à bas débits de dose. Pour les 3 méthodes, le χ^2 final visé par degré de liberté est de 2 au maximum. Dans le cas où le χ^2 final n'arrive pas à descendre en-dessous de cette valeur cible, autrement dit si l'une des méthodes de déconvolution ne converge pas, une attention sera portée à la connaissance de la lectrice ou du lecteur. Dans un premier temps, les sources de neutrons, qu'elles soient monoénergétiques ou non, seront parallèles selon $(-1 \ 0 \ 0)$ afin de concentrer les efforts sur l'optimisation de la géométrie et d'évaluer la méthode personnelle de déconvolution. L'étude avec des sources selon d'autres directions fera ensuite l'objet du dernier paragraphe 3.5.4.

3.5.1 Optimisation du diamètre de la sphère

La première étape de l'optimisation du prototype consiste à optimiser la taille de la sphère de polyéthylène. Le diamètre de 30 cm a été initialement choisi car il correspond au plus grand diamètre des sphères de Bonner existantes. Par la suite, des tentatives de

réduction de ce diamètre, pour des raisons de réduction de masse du prototype, ont été menées. Ce diamètre doit constituer un compromis entre la masse du spectromètre et sa capacité à modérer les neutrons. Le libre parcours moyen d'un neutron de 20 MeV dans un modérateur tel le polyéthylène est d'environ 25 centimètres, en utilisant la méthode de l'âge de Fermi [26]. Ce libre parcours moyen doit être de l'ordre de grandeur du diamètre de la sphère de polyéthylène. Pour confirmer cette estimation au premier ordre, des simulations GEANT4 ont été effectuées, avec 56 groupes d'énergies, pour 3 diamètres différents de sphères de Bonner : 20, 25 et 30 centimètres, avec un détecteur de neutrons thermiques placé chaque centimètre selon x, y and z, conformément à la figure 3.3.

Ensuite, l'algorithme GRAVEL, dont la convergence est la plus rapide, a été utilisé sur les 3 matrices de réponse correspondant à ces 3 diamètres différents. Concernant le spectre d'initialisation, afin de se mettre dans un cas défavorable, du ^{252}Cf modéré a été choisi au lieu du $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré. Nous reviendrons ultérieurement sur l'étude de sensibilité des résultats de déconvolution au spectre d'initialisation. La figure 3.5 illustre les résultats obtenus, pour les trois diamètres, pour une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée. Pour un diamètre de 20 centimètres, les composantes thermique et épithermique semblent

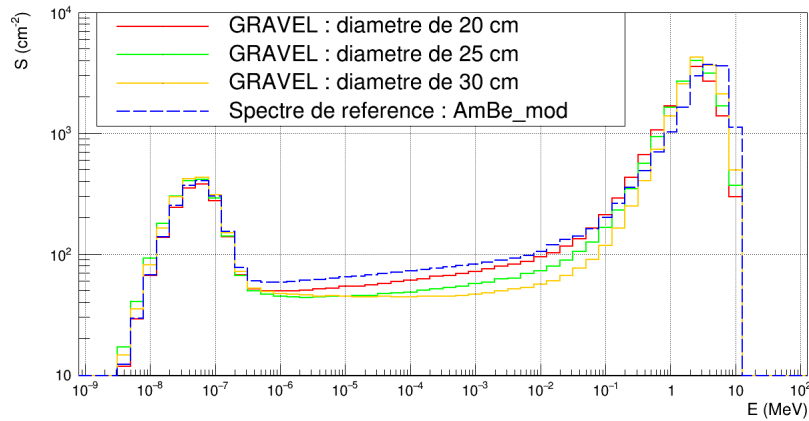


FIGURE 3.5 – Résultats de déconvolution (cm^{-2}) en fonction de l'énergie (MeV) obtenus avec GRAVEL, pour une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 6 cm de polyéthylène. Spectre source original représenté en pointillés bleus. Résultats de déconvolution obtenus avec 3 différents diamètres de sphères de Bonner. Fluence surfacique $\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$.

être mieux restituées que pour les diamètres de 25 et 30 centimètres. Mais les hautes énergies sont légèrement sous-estimées, probablement à cause du diamètre insuffisant pour correctement modérer les neutrons de hautes énergies. Pour des diamètres de 25 ou 30 centimètres, les réponses sont similaires, les hautes énergies sont mieux reconstruites.

Pour le calcul de l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$, il est plus important d'avoir une estimation précise des hautes énergies, étant donné que les coefficients de dose équivalente par fluence neutronique h_{Φ}^* sont plus élevés, donc ont davantage de poids au-dessus de 100 keV, conformément à l'I.C.R.U. 66 [13]. Mais surtout, ces coefficients, relativement constants jusqu'à 100 keV, varient de manière significative au-delà de cette valeur.

La figure 3.6 représente les spectres en $H^*(10)$ calculés à partir des spectres en fluence surfacique déconvolués de la figure 3.5. L'erreur relative en équivalent de dose au spectre de référence, calculée en intégrant sur les énergies, augmente avec la diminution du diamètre de la sphère. Au regard de cette figure, c'est le diamètre de 30 cm qui semble le plus adapté, mais l'erreur constatée avec 25 cm demeure acceptable compte tenu du cahier des

charges. Ainsi, une sphère de 25 centimètres de diamètre a été retenue par la suite, qui tient lieu de compromis et qui permet de surcroît de diminuer la masse de polyéthylène de 13,1 à 7,6 kg, soit une réduction de 42%.

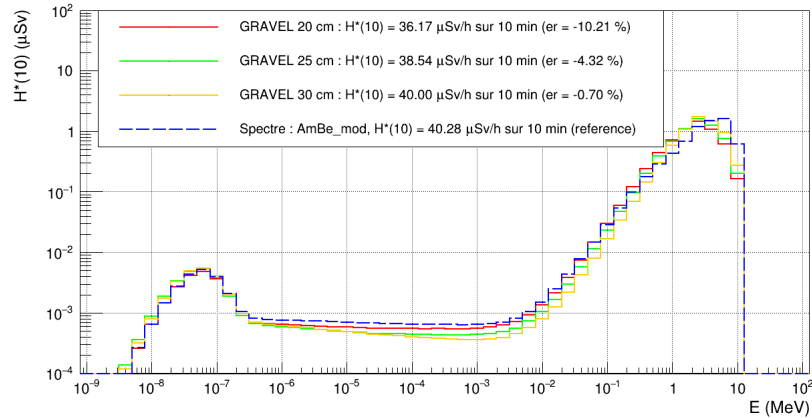


FIGURE 3.6 – Résultats de déconvolution (μSv) en fonction de l'énergie (MeV) obtenus avec GRAVEL, pour une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 6 cm de polyéthylène. Spectre source original représenté en pointillés bleus. Résultats de déconvolution obtenus avec 3 différents diamètres de sphères de Bonner. Fluence surfacique $\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$.

3.5.2 Optimisation de la disposition des détecteurs

Après avoir fixé le diamètre de la sphère de polyéthylène à 25 cm, la deuxième étape consiste en l'optimisation de la disposition des détecteurs au sein de la sphère. Fixons-nous tout d'abord un nombre maximum de groupes de détecteurs à 6, ce qui fait 36 détecteurs. Cette limite est fixée afin de limiter le coût de l'électronique. L'analyse des matrices de réponse obtenues au chapitre précédent a fait ressortir que près de la surface (~ 10 à 12 cm du centre), les variations des courbes sont plus prononcées que près du centre. Par conséquent, une concentration plus importante de détecteurs est requise davantage près de la surface que dans les profondeurs de la sphère. Cependant, il a été vu précédemment que des détecteurs trop proches de la surface ne donnaient pas de matrices de réponses uniformes, ce qui conduit à éviter de choisir des détecteurs situés à 12 cm, soit à 0,5 cm sous la surface.

Plusieurs essais ont été réalisés. Il est par exemple possible d'effectuer la comparaison suivante, pour une sphère de 25 cm de diamètre, observable à la figure 3.7 :

- sur l'histogramme de gauche, les résultats de déconvolutions avec les groupes de détecteurs sélectionnés à 2, 3, 4, 5, 6 et 7 cm. Il est remarqué que la composante thermique est mal restituée, notamment avec GRAVEL, ce qui semble cohérent au vu de la profondeur importante des détecteurs sélectionnés qui ne permettent pas une bonne réponse aux basses énergies. Au demeurant, l'erreur en $H^*(10)$ est de l'ordre de 5% ;
- sur l'histogramme de droite, les résultats de déconvolution avec les groupes de détecteurs sélectionnés à 2, 5, 7, 9, 10 et 11 cm. Il est remarqué globalement une meilleure restitution des composantes thermique, épithermique et rapide. De plus, il est observé une meilleure concordance entre les deux algorithmes, qui donnent des résultats beaucoup plus similaires qu'avec la configuration précédente. L'erreur en $H^*(10)$ demeure à 5%.

Ce dernier jeu de profondeurs correspond à celui qui permet d'obtenir les meilleures réponses. Cependant, dans cette première série d'études, les résultats ont été obtenus avec

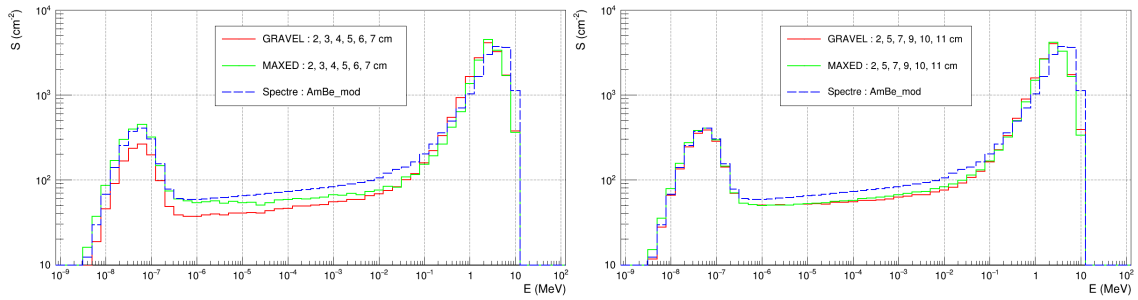


FIGURE 3.7 – Résultats de déconvolution (cm^{-2}) en fonction de l'énergie (MeV), pour une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 6 cm de polyéthylène. Le spectre source original est représenté en pointillés bleus. Les résultats de déconvolution sont obtenus avec les groupes de détecteurs suivants : (2, 3, 4, 5, 6 et 7 cm à gauche) et (2, 5, 7, 9, 10 et 11 cm à droite). Fluence surfacique : $\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$.

des détecteurs placés tous les centimètres, dont certains n'ont pas été retenus à l'étape de la déconvolution. Il va maintenant falloir supprimer "réellement" les profondeurs de détection non utilisées au lieu de les désactiver dans les fichiers d'entrée de UMG. En effet, bien que désactivées, ces profondeurs induisent un probable effet de masquage des détecteurs et font donc baisser la valeurs des réponses des détecteurs retenus. Maintenant que nous avons obtenu une distribution des détecteurs en profondeur satisfaisante, la suite de l'étude va donc consister à refaire des simulations avec 6 profondeurs au lieu de 11, qui seront les suivantes : 2, 5, 7, 8,5, 10 et 11,5 cm du centre.

3.5.3 Résultats préliminaires de déconvolution avec la géométrie optimisée, sources et matrice de réponse parallèles selon la même direction

Les objectifs de cette étude sont de confirmer la géométrie optimisée précédemment avec 6 profondeurs de détection et d'étudier la méthode de déconvolution la plus appropriée pour différents spectres d'énergies (modérés ou non) et de flux neutroniques. Dans le cadre de l'étude, les 6 profondeurs retenues constituées par 36 détecteurs sont les suivantes, visibles à la figure 3.8 : 2 cm, 5 cm, 7 cm, 8,5 cm, 10 cm et 11,5 cm. Pour mémoire, conformément à ce qui a été évoqué au chapitre 2, le choix de déplacer le détecteur le plus en profondeur à 2 cm du centre au lieu de de 1 cm est dû à l'encombrement des détecteurs qui sont rectangulaires de 1 cm par 2 cm. Pour le moment, une seule matrice de réponse sera utilisée : celle qui est associée au flux neutronique parallèle selon (-1 0 0). De même, les 4 spectres sources en énergie seront parallèles selon (-1 0 0). Pour mémoire, les flux surfaciques neutroniques utilisés seront normalisés aux valeurs suivantes, que les faisceaux soient parallèles ou isotropes : 20000 cm^{-2} et 200 cm^{-2} . Ainsi, ce sont les flux surfaciques qui seront fixés, et non le nombre de neutrons, ce qui présente notamment l'intérêt de pouvoir aisément comparer les résultats d'équivalents de dose ambiante ($H^*(10)$ ou $H_p(10)$) pour différentes géométries de détecteurs. Pour la construction des matrices de réponse aux neutrons monoénergétiques, seul le flux le plus élevé de 20000 cm^{-2} sera utilisé, dans le but d'obtenir la plus haute statistique simulée. En revanche, concernant les vecteurs de "mesures", dans le but de mettre à l'épreuve le bon fonctionnement de la déconvolution, il sera nécessaire de descendre jusqu'à 200 cm^{-2} afin d'atteindre le seuil visé dans le cahier des charges de $1 \mu\text{Sv/h}$ pendant 10 minutes. Enfin, concernant les méthodes de déconvolution utilisées, elles sont au nombre de 3 : MAXED, GRAVEL, et

une méthode personnelle qui ont été détaillées au début du présent chapitre.

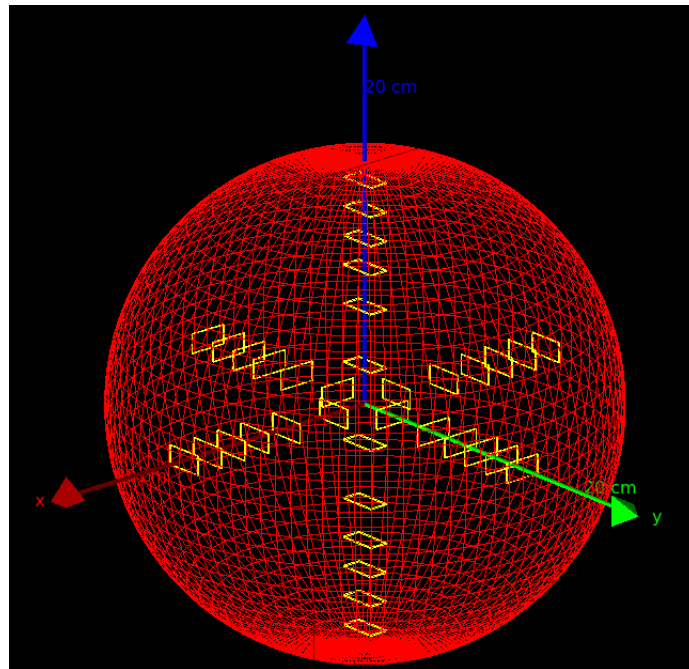


FIGURE 3.8 – Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre, avec les profondeurs de détection retenues suivantes : 2 cm, 5 cm, 7 cm, 8,5 cm, 10 cm, 11,5 cm.

3.5.3.1 Étude avec une statistique élevée

Les premiers tests de déconvolution ont été menés avec une fluence surfacique de 20000 neutrons par centimètre carré, ce qui correspond à un équivalent de dose ambiante d'environ $8 \mu\text{Sv}$ pour les sources de $^{241}\text{Am/Be}$ ou de ^{252}Cf .

Pour chaque méthode de déconvolution, la première itération doit être lancée avec un spectre d'initialisation. Cinq types de spectres d'initialisation ont été utilisés : un spectre plat, un spectre de $^{241}\text{Am/Be}$ ou de ^{252}Cf non modérés et un spectre de $^{241}\text{Am/Be}$ ou de ^{252}Cf modérés.

Spectre d'initialisation plat

La figure 3.9 montre les résultats de déconvolution pour une source de $^{241}\text{Am/Be}$ modérée. Une étude a également été réalisée avec un spectre non modéré qui conduit aux mêmes conclusions. La ligne en pointillés bleus représente le spectre d'énergie "réel" de la source, objectif à atteindre. Un décalage vers les hautes énergies avec les 3 méthodes testées peut être observé :

- pour GRAVEL, la composante rapide est clairement décalée vers la droite, et la composante thermique n'est pas restituée ;
- pour MAXED, la composante thermique semble légèrement mieux reconstruite, sans toutefois être correctement localisée en énergie ;
- concernant la méthode personnelle, elle semble le mieux restituer la composante rapide et semble mieux reconstruire la composante thermique, mais comporte des fluctuations, notamment dans les domaines thermique et épithermique.

Cela conduit, dans tous les cas et pour les 3 méthodes, à une surestimation de l'équivalent

de dose ambiante ($H^*(10)$ ou $H_p(10)$). Ainsi, un spectre d'initialisation plat ne semble pas adapté pour amorcer la déconvolution.

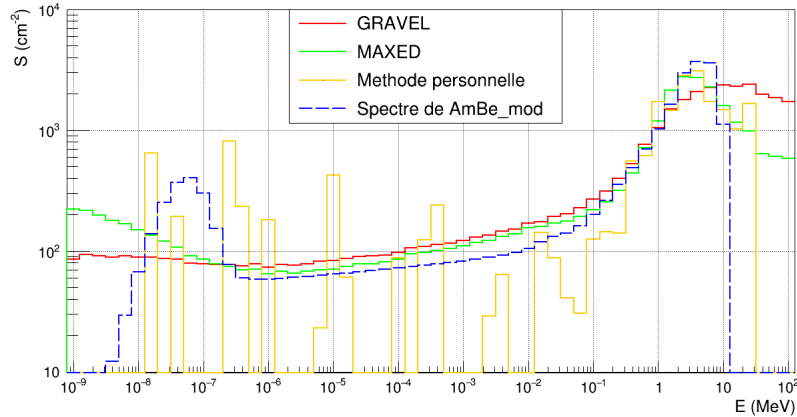


FIGURE 3.9 – Résultats de déconvolution (cm^{-2}) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon (-1 0 0). Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de PE, parallèle selon (-1 0 0), avec une statistique élevée ($\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : plat.

Spectre d'initialisation non modéré

Les figures 3.10 et 3.11 illustrent les résultats de déconvolution obtenus pour des sources de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré ou non modéré avec un spectre d'initialisation de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré ou de ^{252}Cf non modéré. Concernant la figure 3.10 :

- sur l'histogramme de gauche, pour un spectre d'initialisation non modéré identique au spectre attendu, les résultats avec MAXED et GRAVEL donnent une reconstruction quasiment parfaite du spectre attendu : le spectre déconvolué et le spectre source attendu sont presque identiques, avec une erreur en $H^*(10)$ de l'ordre de 1%. Avec la méthode personnelle, la valeur moyenne est correcte, mais pas la forme, plus resserrée, du spectre, montrant que de futures améliorations dans cet algorithme devront être effectuées. En particulier, pour cette dernière méthode, le χ^2 par degré de liberté est de 14 et l'erreur en $H^*(10)$ est de l'ordre de 17% ;

- sur l'histogramme de droite, pour un spectre d'initialisation non modéré différent du spectre non modéré attendu, les résultats sont encourageants avec MAXED et GRAVEL pour la reconstruction d'un spectre attendu non modéré à partir d'un spectre d'initialisation modéré, avec une erreur en $H^*(10)$ de l'ordre de 8%. Avec la méthode personnelle, la forme du spectre est plus resserrée autour de sa valeur moyenne, avec une erreur en $H^*(10)$ de l'ordre de 10%, et des fluctuations sont présentes dans le domaine épithermique, même si ces dernières peuvent être considérées comme négligeables au regard de l'échelle logarithmique de l'histogramme. Dans tous les cas, pour les 3 méthodes, il est noté une influence du spectre d'initialisation sur le résultat de déconvolution donné.

Enfin, pour la reconstruction d'un spectre attendu modéré à partir d'un spectre d'initialisation non modéré tel que présenté à la figure 3.11, les résultats divergent totalement pour MAXED ($\chi^2=41$) et GRAVEL ($\chi^2=37$), où les composantes thermiques sont non restituées, et la partie rapide est évasée pour MAXED et ne comporte que 3 composantes significatives pour GRAVEL. Dans UMG, les composantes du spectre d'initialisation sont égales à zéro pour les énergies thermiques et épithermiques, l'algorithme de déconvolution

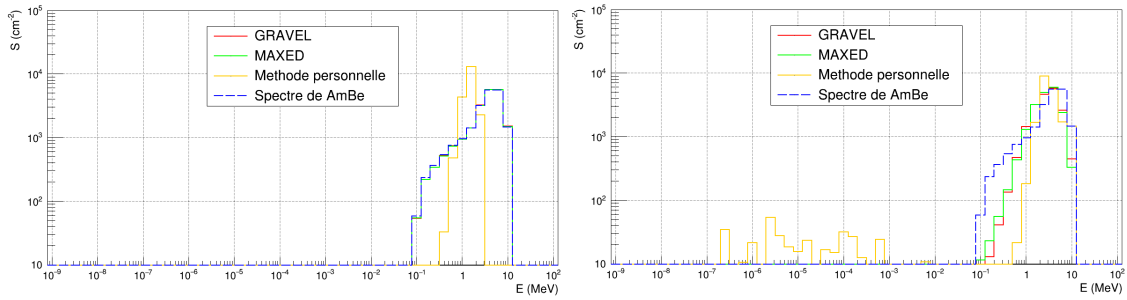


FIGURE 3.10 – Résultats de déconvolution (cm^{-2}) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1 \ 0 \ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, parallèle selon $(-1 \ 0 \ 0)$, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ($^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré à gauche) et (^{252}Cf non modéré à droite).

n'arrive donc pas à initialiser des réponses à ces basses énergies. Dans la méthode personnelle dont la convergence est un succès ($\chi^2=1$), ces composantes ne sont jamais égales à zéro, elles sont a minima égales à une valeur infinitésimale ce qui donne davantage de degrés de liberté à l'algorithme et mène à un résultat présentant une composante thermique, bien que le spectre global soit mal reconstruit.

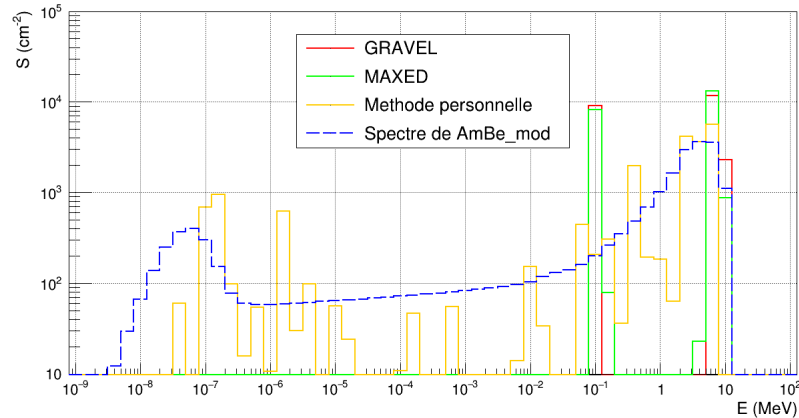


FIGURE 3.11 – Résultats de déconvolution (cm^{-2}) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1 \ 0 \ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de PE, parallèle selon $(-1 \ 0 \ 0)$, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré.

Ainsi, si une partie thermique est présente dans le spectre source, ce qui se produit usuellement dans l'environnement industriel, un ensemble de composantes thermiques doit probablement être introduit dans le spectre d'initialisation pour reconstruire les sources thermalisées. L'introduction de cette partie thermique va faire l'objet du paragraphe suivant.

Spectre d'initialisation modéré

Les figures 3.12 et 3.13 présentent les résultats de déconvolution obtenus pour des sources de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré ou non modéré avec un spectre d'initialisation de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré ou de ^{252}Cf modéré. Cette initialisation donne de meilleurs résultats qu'avec le spectre d'initialisation précédent, pour chacune des méthodes. Même si la source n'est pas modé-

rée, la correspondance entre le spectre déconvolué et le spectre source attendu est correcte. En effet, en considérant tout d'abord la figure 3.12, pour un spectre d'initialisation de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré et un spectre attendu de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, UMG restitue correctement la partie rapide. Quant aux parties épithermique et thermique résiduelles de MAXED et GRAVEL, elles sont dues à l'initialisation par un spectre modéré, mais sont surreprésentées au vu de l'échelle logarithmique en y. Elles présentent une influence négligeable pour le calcul de dose. Concernant la méthode personnelle, seule la partie rapide est présente, avec cependant des composantes rapides supplémentaires à gauche et à droite du spectre attendu.

Une étude similaire a été réalisée avec un spectre d'initialisation de ^{252}Cf modéré. Des conclusions comparables sont obtenues.

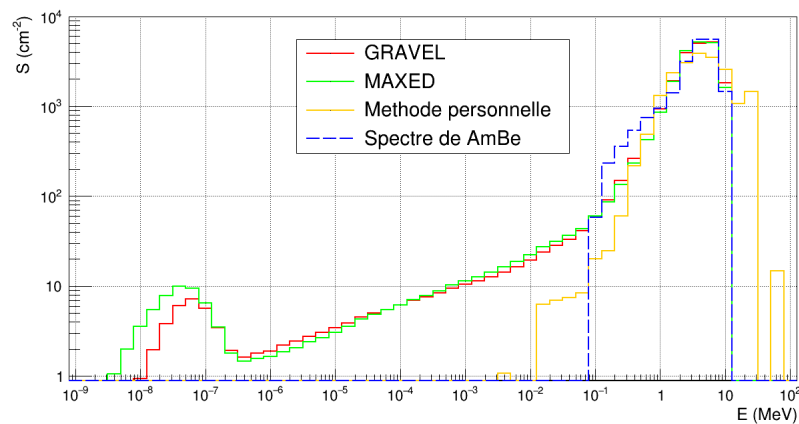


FIGURE 3.12 – Résultats de déconvolution (cm^{-2}) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000\ \text{cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

La figure 3.13 présente deux histogrammes :

- sur celui de gauche, où le spectre d'initialisation et le spectre attendu sont identiques ($^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré) : UMG restitue quasiment parfaitement le spectre attendu. Concernant la méthode personnelle, le résultat est moins bien restitué qu'avec UMG, avec des fluctuations dans les parties thermique et épithermique, et une partie rapide présentant deux composantes supplémentaires à droite du spectre attendu ;
- sur celui de droite, où le spectre d'initialisation de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré est remplacé par du ^{252}Cf modéré, UMG restitue la partie rapide moins fidèlement que précédemment, avec un spectre final se rapprochant davantage du ^{252}Cf modéré que du $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, mais qui reste encore très proche. Concernant la méthode personnelle, le résultat semble à peu près similaire au cas précédent.

En guise de conclusion partielle, que la source soit modérée ou non, il semble adapté d'initialiser les algorithmes avec un spectre modéré. Ce spectre modéré présente l'avantage de comporter, en plus de la composante rapide, une composante épithermique et thermique, ce qui confère davantage de degrés de liberté aux algorithmes. En effet, de bons résultats ont été obtenus, indépendamment du spectre source. Des résultats similaires ont été obtenus pour des sources de ^{252}Cf , modérées ou non modérées. L'initialisation peut être réalisée indifféremment avec un spectre de $^{252}\text{Am}/\text{Be}$ modéré ou de ^{252}Cf modéré, même s'il est remarqué une influence du spectre d'initialisation sur le résultat final.

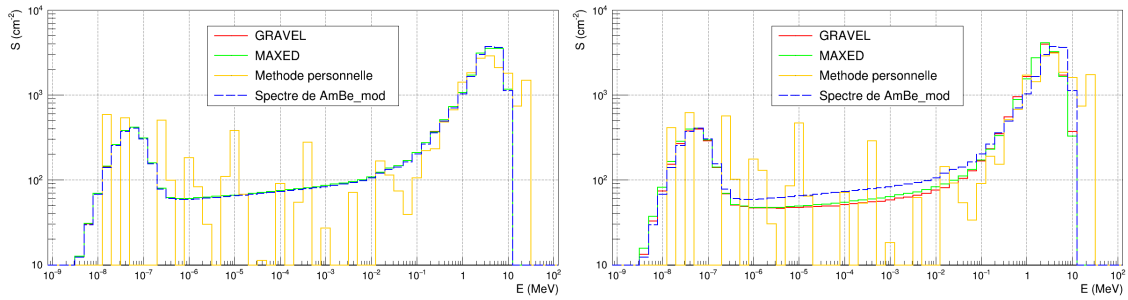


FIGURE 3.13 – Résultats de déconvolution (cm^{-2}) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000\ \text{cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ($^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré à gauche) et (^{252}Cf modéré à droite).

Après avoir déterminé le type de spectre d'initialisation à employer dans l'algorithme avec une statistique élevée, intéressons-nous à une statistique plus basse, afin de déterminer la sensibilité des algorithmes sur le résultat de déconvolution à faible débit de dose.

3.5.3.2 Étude avec une statistique réduite

Les résultats précédents avec une statistique élevée correspondent à l'équivalent de dose ambiant suivant : $H^*(10) \sim 8\ \mu\text{Sv}$, ou encore à un débit d'équivalent de dose : $\dot{H}^*(10) \sim 50\ \mu\text{Sv/h}$ mesurés sur 10 minutes. L'objectif de ce paragraphe est de mettre à l'épreuve les méthodes de déconvolution avec jusqu'à 100 fois moins de statistiques ($H^*(10) \sim 0.08\ \mu\text{Sv}$), dans le but de valider le dispositif à des débits de doses réduits ($\dot{H}^*(10) \sim 0,5\ \mu\text{Sv/h}$ sur 10 minutes) correspondants aux limites basses du cahier des charges.

Les figures 3.14 et 3.15 présentent donc, avec une statistique cent fois moindre, les mêmes conditions de déconvolution que dans le paragraphe précédent (sources attendues de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré ou non modéré avec un spectre d'initialisation de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré ou de ^{252}Cf modéré). Avec une dose divisée par cent, les résultats montrent encore une bonne correspondance entre le spectre déconvolué et le spectre source. En effet, en considérant tout d'abord la figure 3.14 :

- sur l'histogramme de gauche, pour un spectre d'initialisation de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré et un spectre attendu de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, UMG restitue correctement la partie rapide. Quant aux parties épithermique et thermique résiduelles de MAXED et GRAVEL, elles sont négligeables. Concernant la méthode personnelle, le spectre est rapide mais plus resserré que le spectre à restituer, et avec une moyenne décalée vers la droite.
- sur l'histogramme de droite, où le spectre d'initialisation de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré est remplacé par du ^{252}Cf modéré, les résultats obtenus demeurent acceptables, même si UMG restitue la partie rapide de manière moins fidèle que précédemment.

Concernant la figure 3.15 :

- sur l'histogramme de gauche, avec un spectre d'initialisation et un spectre attendu identiques ($^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré), UMG restitue quasiment parfaitement le spectre attendu. Concernant la méthode personnelle, le résultat est beaucoup moins bien restitué qu'avec UMG, avec des parties thermique et épithermique quasiment inexistantes, et une partie rapide présentant deux composantes supplémentaires à droite du spectre attendu ;
- sur l'histogramme de droite, où le spectre d'initialisation de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré est remplacé par du ^{252}Cf modéré par rapport à la figure précédente, UMG restitue la partie rapide légèrement moins correctement que précédemment, avec un spectre final se rapprochant

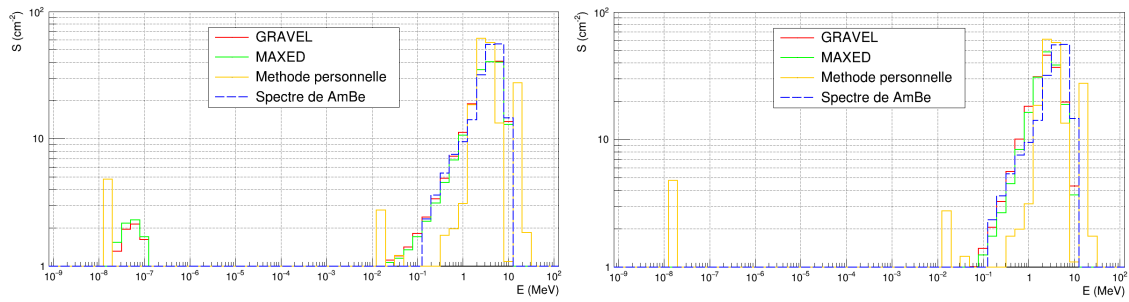


FIGURE 3.14 – Résultats de déconvolution (cm^{-2}) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$, avec une statistique réduite ($\Phi = 200\ \text{cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ($^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré à gauche) et (^{252}Cf modéré à droite).

davantage du ^{252}Cf modéré que du $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré. Mais cela reste proche. Concernant la méthode personnelle, le résultat semble à peu près similaire au cas précédent. Des résultats similaires ont été obtenus avec des sources de ^{252}Cf modérées et non modérées. Ces résultats semblent conforter le dimensionnement des scintillateurs et la capacité à donner des réponses précises à bas débits de dose.

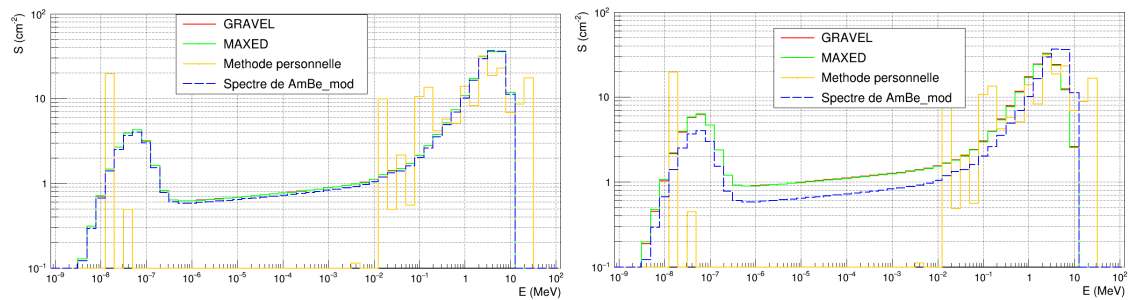


FIGURE 3.15 – Résultats de déconvolution (cm^{-2}) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$, avec une statistique réduite ($\Phi = 200\ \text{cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ($^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré à gauche) et (^{252}Cf modéré à droite).

En guise de conclusion partielle, mise à part la méthode personnelle qui mériterait encore des améliorations, MAXED et GRAVEL arrivent à restituer des spectres, même avec une statistique réduite. Cependant, l'initialisation doit s'effectuer avec un spectre modéré. Il va maintenant s'agir de convertir ces résultats, exprimés en fluence surfacique, en résultats exprimés en équivalent de dose ambiante ($H^*(10)$ ou $H_p(10)$).

3.5.3.3 Conversion en équivalent de dose ambiante ($H^*(10)$ et $H_p(10)$)

Un des principaux objectifs du prototype en développement est d'être capable de mesurer un débit d'équivalent de dose ambiante. Pour vérifier la précision des résultats obtenus avec les différentes méthodes de déconvolution, les spectres neutroniques en énergie obtenus précédemment vont être convertis en équivalent de dose $H^*(10)$ et $H_p(10)$. Ceci a pu être obtenu en appliquant aux spectres précédents les coefficients d'équivalent de dose ambiante par unité de fluence neutronique provenant de l'I.C.R.U. 66 [13]. Les 3 figures qui vont suivre, 3.16 à 3.18, présentent des exemples de résultats obtenus en convertissant les spectres en fluence des figures précédentes en équivalent de dose ambiante $H^*(10)$ et $H_p(10)$. Les résultats sont obtenus pour une source modérée ou non modérée de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$,

déconvoluée avec un spectre d'initialisation de ^{252}Cf modéré, qui n'est donc pas celui de la source, pour 2 doses différentes :

- aux figures 3.16 et 3.17, avec une statistique élevée, c'est-à-dire 20000 cm^{-2} ou un débit de dose ($\dot{H}^*(10)$) d'approximativement $50\text{ }\mu\text{Sv/h}$ mesurés en 10 minutes ;
- à la figure 3.18, avec une statistique 100 fois moindre, c'est-à-dire 200 cm^{-2} ou un débit de dose ($\dot{H}^*(10)$) d'approximativement $0,5\text{ }\mu\text{Sv/h}$ mesurés en 10 minutes.

Pour une énergie donnée, d'après l'I.C.R.U. 66, ce coefficient est de l'ordre de $10\text{ pSv}\cdot\text{cm}^2$ pour des neutrons thermiques et de $400\text{ pSv}\cdot\text{cm}^2$ pour des neutrons rapides de 1 MeV . Ainsi, sur les figures qui vont suivre, les composantes thermiques seront sous-représentées. Cela est également valable pour la conversion de la fluence Φ (cm^{-2}) en $H_p(10)$ (μSv), où les coefficients $h_{p,\Phi,\alpha=0}$ et $h^*\Phi$ sont du même ordre de grandeur pour une énergie donnée. Cependant, une différence de taille existe entre $h^*\Phi$ et $h_{p,\Phi,\alpha=0}$: alors que les premiers ont été déterminés jusqu'à 100 MeV , les seconds ne sont donnés que jusqu'à 20 MeV . Ainsi, pour les histogrammes qui seront présentés en $H_p(10)$, les composantes du spectre strictement supérieures à 20 MeV seront nécessairement nulles.

Statistique élevée, spectre d'initialisation modéré différent du spectre attendu, source non modérée

En considérant tout d'abord la figure 3.16 ($H^*(10)$ et $H_p(10)$), pour un spectre d'initialisation de ^{252}Cf modéré et un spectre attendu de $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré, UMG restitue correctement la partie rapide en la sous-estimant, avec la présence de parties épithermique et thermique plus marquées pour MAXED que pour GRAVEL, bien que négligeables. Les erreurs en $H^*(10)$ et en $H_p(10)$ sont du même ordre de grandeur, inférieures à 9%. Concernant la méthode personnelle, seule la partie rapide est présente, avec cependant des composantes rapides supplémentaires à gauche, et surtout à droite du spectre attendu, contribuant à surestimer le $H^*(10)$ de 12%. Comme évoqué précédemment, étant donné que le $H_p(10)$ ne prend pas en compte les composantes strictement supérieures à 20 MeV , la surestimation de ce dernier est plus limitée, réduisant l'erreur à 1%.

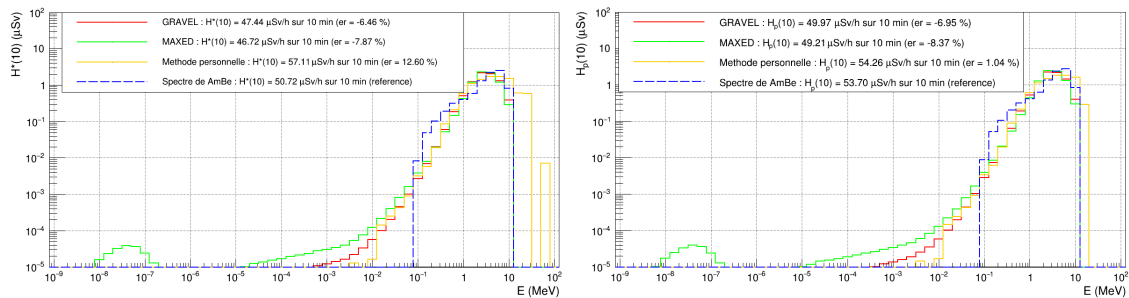


FIGURE 3.16 – Résultats de déconvolution ($H^*(10)$ à gauche et $H_p(10)$ à droite en μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré, parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000\text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène.

Statistique élevée, spectre d'initialisation modéré différent du spectre attendu, source modérée

En considérant ensuite la figure 3.17 ($H^*(10)$ et $H_p(10)$), pour un spectre d'initialisation de ^{252}Cf modéré et un spectre attendu de $^{241}\text{Am/Be}$ modéré, UMG restitue correctement le spectre modéré dans son ensemble. Les erreurs en $H^*(10)$ et en $H_p(10)$ sont du même

ordre de grandeur, inférieures à 6%. Concernant la méthode personnelle, la partie rapide présente des composantes rapides supplémentaires à droite du spectre attendu, contribuant à surestimer le $H^*(10)$ de 15%, et les parties épithermique et thermique connaissent des fluctuations. Comme évoqué précédemment, étant donné que le $H_p(10)$ ne prend pas en compte les composantes strictement supérieures à 20 MeV, la surestimation de ce dernier est plus limitée, réduisant l'erreur à 1%.

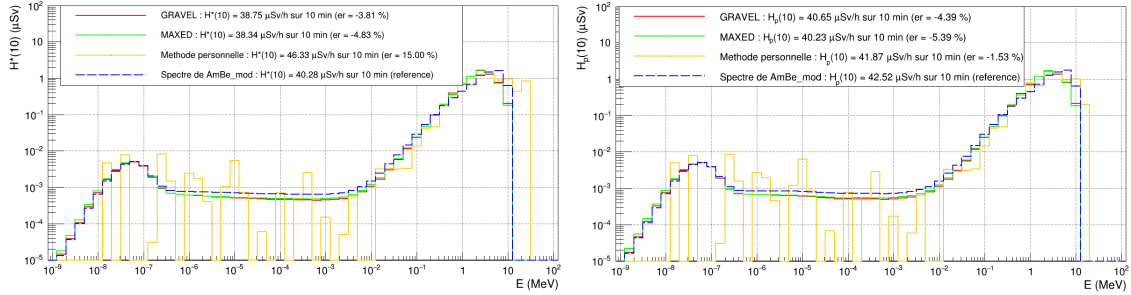


FIGURE 3.17 – Résultats de déconvolution ($H^*(10)$ à gauche et $H_p(10)$ à droite en μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1 \ 0 \ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, parallèle selon $(-1 \ 0 \ 0)$, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène.

Il est désormais nécessaire de baisser la statistique pour déterminer les limites de la déconvolution.

Statistique réduite, spectre d'initialisation modéré différent du spectre attendu, source modérée

En considérant les figures 3.18 ($H^*(10)$ et $H_p(10)$), pour un spectre d'initialisation de ^{252}Cf modéré et un spectre attendu de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, UMG restitue correctement le spectre dans son ensemble, avec des erreurs en $H^*(10)$ et en $H_p(10)$ sous 15%. Concernant la méthode personnelle, seule la partie rapide est présente, avec des composantes rapides supplémentaires à droite du spectre attendu. Les parties épithermique et thermique sont quasiment inexistantes. Comme évoqué précédemment, étant donné que le $H_p(10)$ ne prend pas en compte les composantes strictement supérieures à 20 MeV, l'erreur passe de +4% pour le $H^*(10)$ à -12% pour $H_p(10)$. Une étude similaire avec une source modérée, disponible en annexe I, donne des résultats comparables.

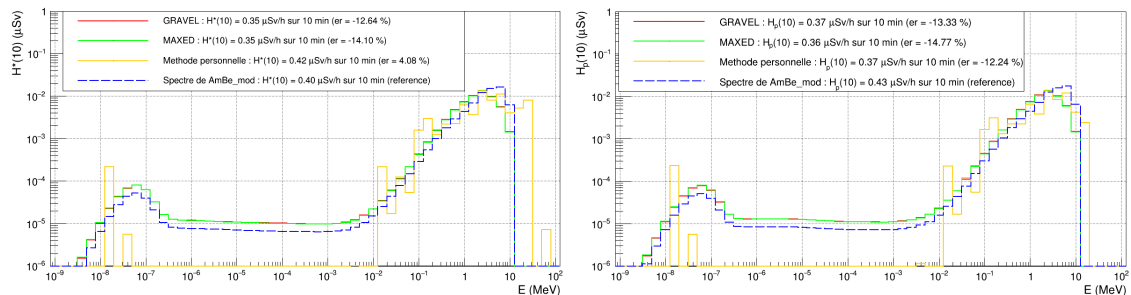


FIGURE 3.18 – Résultats de déconvolution ($H^*(10)$ à gauche et $H_p(10)$ à droite en μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1 \ 0 \ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, parallèle selon $(-1 \ 0 \ 0)$, avec une statistique réduite ($\Phi = 200 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène.

Conclusion

En guise de récapitulatif, les doses équivalentes obtenues après déconvolution en intégrant les spectres sur l'ensemble des énergies sont en bonne correspondance avec les doses équivalentes calculées pour les spectres sources, et les formes des spectres sont correctement représentées. Concernant les erreurs :

- pour une statistique élevée à 20000 cm^{-2} , elles sont inférieures à 9% pour UMG et inférieures à 15% pour la méthode personnelle ;

- pour une statistique réduite à 200 cm^{-2} , elles sont inférieures à 15% pour les 3 méthodes. Ces derniers résultats de déconvolution, obtenus dans les cas les plus défavorables, c'est-à-dire avec une statistique réduite et un spectre d'initialisation qui n'est pas celui de la source, se révèlent donc encourageants. Cette précision correspond à celle habituellement obtenue avec les sphères de Bonner [60], validant le dispositif de détection. Cependant, concernant la méthode personnelle, il est observé une plus grande variation de l'erreur en passant du $H^*(10)$ au $H_p(10)$, à cause de la présence de composantes rapides strictement supérieures à 20 MeV qui ne sont pas prises en compte pour le $H_p(10)$. Il reste donc encore des améliorations à apporter à l'algorithme personnel.

Désormais, l'objectif va être de finaliser l'étude de la déconvolution. En effet, cette première étude a été effectuée uniquement avec des faisceaux monoénergétiques parallèles dans une seule direction (-1 0 0). Ainsi, deux autres types de sources et matrices de réponse vont être testées :

- des sources et matrices de réponse parallèles envoyant des faisceaux de biais, à $35,26^\circ$ en latitude et 45° en longitude par rapport à la sphère (-1 -1 -1) ;
- des sources et matrice de réponse isotropes.

Les études seront réalisées avec les 4 spectres en énergie précédents.

3.5.4 Résultats avancés de déconvolution, avec des sources et matrice de réponse de natures différentes

Pour confirmer le choix du nouvel emplacement des détecteurs, et pour finaliser la validation du volet simulation du prototype, trois matrices de réponse ont été construites et évoquées au chapitre 2, toujours avec une statistique élevée pour chacun des 56 faisceaux neutrons monoénergétiques (fluence surfacique $\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$). Ces trois matrices sont, pour mémoire :

- une matrice de réponse de faisceaux parallèles de neutrons selon (-1 0 0) ;
- une matrice de réponse représentant des faisceaux de neutrons parallèles selon (-1 -1 -1) ;
- une matrice de réponse représentant des faisceaux de neutrons isotropes.

La comparaison des trois histogrammes de la figure 2.24 associés à ces matrices a montré globalement une similarité entre les réponses des groupes de détecteurs, excepté pour ceux situés à la surface. Exception faite des détecteurs situés à la surface de la sphère, le fait de constituer des détecteurs par groupes équidistants du centre de la sphère semble permettre de rendre le dispositif indépendant de la nature du faisceau incident, qu'il soit parallèle ou isotrope. C'est ce que nous allons vérifier dans le cadre de cette section, où nous étudierons la réponse pour les différentes orientations, afin de finaliser la conception.

Des simulations ont donc été réalisées pour les 4 spectres en énergie et 3 types de sources : (-1 0 0), (-1 -1 -1) et isotrope. Dans le cadre des déconvolutions envisagées, diverses associations de matrices de réponse et de sources ont été testées pour étudier la robustesse de la déconvolution et son indépendance au type de source. Par exemple :

- une matrice de réponse constituée de faisceaux parallèles selon (-1 0 0) ou (-1 -1 -1), combinée à une source isotrope ;

- une matrice de réponse constituée de faisceaux isotropes combinée à une source parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$ ou $(-1\ -1\ -1)$.

Devant la multiplicité des combinaisons, seuls les faisceaux parallèles selon $(-1\ -1\ -1)$ et isotropes seront présentés ici, pour une source de ^{252}Cf modérée par 6 cm de polyéthylène. Concernant les spectres d'initialisation, au regard des analyses précédentes, seuls des spectres modérés seront employés : un spectre modéré identique au spectre attendu (^{252}Cf modéré), puis un spectre modéré différent du spectre attendu ($^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré), afin d'étudier l'influence du spectre d'initialisation sur le résultat final. Dans le cadre de cette section, seul UMG sera employé pour la déconvolution étant donné que la méthode personnelle ne fonctionne actuellement qu'avec les scintillateurs pris un à un.

3.5.4.1 Étude avec une statistique élevée

Comme précédemment, l'étude débute par une statistique élevée pour la source, soit une fluence neutronique de $20000\ \text{cm}^{-2}$, pour un équivalent de dose ambiante ($H^*(10)$) d'environ $33\ \mu\text{Sv}/\text{h}$ en 10 minutes pour du ^{252}Cf modéré. Pour chaque paragraphe qui va suivre, 2 histogrammes seront représentés par figure :

- celui de gauche comportera une source isotrope et une matrice de réponse parallèle selon $(-1\ -1\ -1)$;
- celui de droite comportera une source parallèle selon $(-1\ -1\ -1)$ et une matrice de réponse isotrope.

Ceci afin de déterminer notamment l'impact du type de matrice de réponse sur l'erreur relative en $H^*(10)$.

Spectre d'initialisation modéré identique au spectre attendu, source modérée

En considérant tout d'abord la figure 3.19, pour un spectre d'initialisation de ^{252}Cf modéré et un spectre attendu de ^{252}Cf modéré, UMG restitue quasiment parfaitement le spectre, et ce quel que soit l'histogramme. Ainsi, une erreur inférieure à 1% est obtenue dans tous les cas de figure.

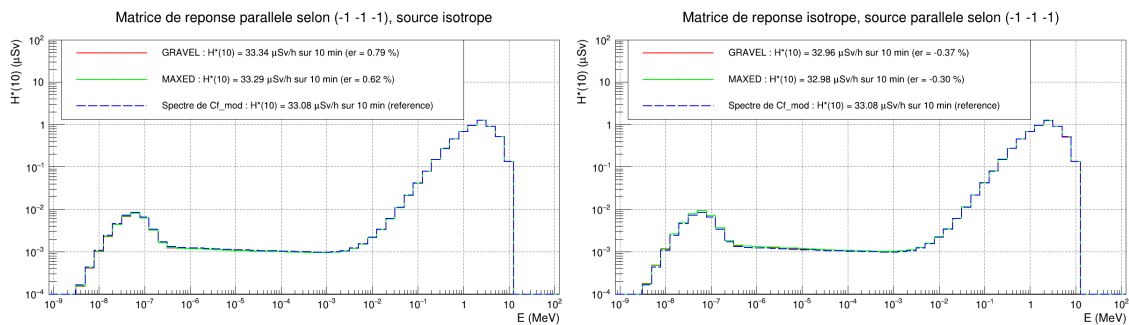


FIGURE 3.19 – Résultats de déconvolution (μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre sur 25 cm de hauteur. Matrice de réponse utilisée : à gauche : parallèle selon $(-1\ -1\ -1)$, à droite : isotrope. Source simulée : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000\ \text{cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène.

Spectre d'initialisation modéré différent du spectre attendu, source modérée

En considérant ensuite la figure 3.20, pour un spectre d'initialisation de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré et un spectre attendu de ^{252}Cf modéré, le spectre restitué par UMG présente un

aspect légèrement différent que précédemment en raison de l'influence du spectre d'initialisation. Dans les deux cas, les erreurs sur la dose restent dans les tolérances du cahier des charges :

- pour une matrice de réponse parallèle selon (-1 -1 -1), l'erreur est inférieure à 8% ;
- pour une matrice de réponse isotrope, l'erreur se réduit et est inférieure à 5,5%.

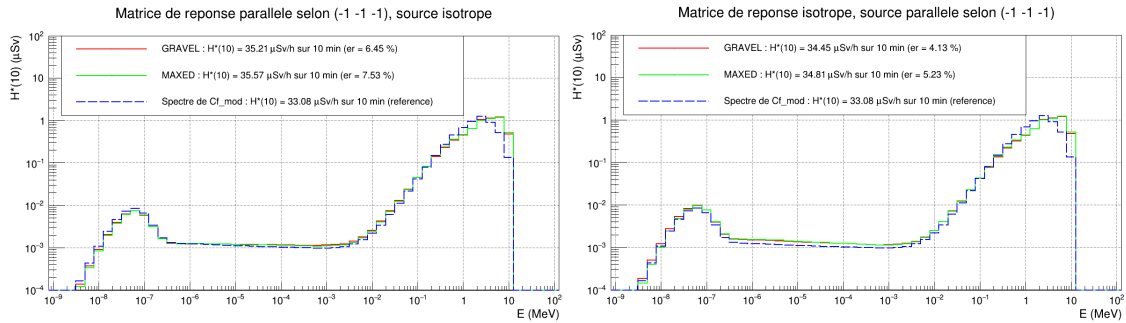


FIGURE 3.20 – Résultats de déconvolution (μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre sur 25 cm de hauteur. Matrice de réponse utilisée : à gauche : parallèle selon (-1 -1 -1), à droite : isotrope. Source simulée : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

Il est désormais nécessaire de réduire la statistique pour voir si ce léger écart entre les déconvolutions se confirme et s'accroît.

3.5.4.2 Étude avec une statistique réduite

Ainsi, à la figure 3.21, qui présente les mêmes caractéristiques que la figure 3.20, la dose a été divisée par 100, soit une fluence de 200 cm^{-2} , correspondant à un équivalent de dose ambiante ($H^*(10)$) de $0,33 \mu\text{Sv/h}$ sur 10 minutes. Il est observé que dans le premier cas, avec une matrice de réponse parallèle selon (-1 -1 -1), l'erreur reste stable, en dessous de 6%, alors que dans le deuxième cas, avec une matrice de réponse isotrope, cette erreur augmente et reste en-dessous de 9%.

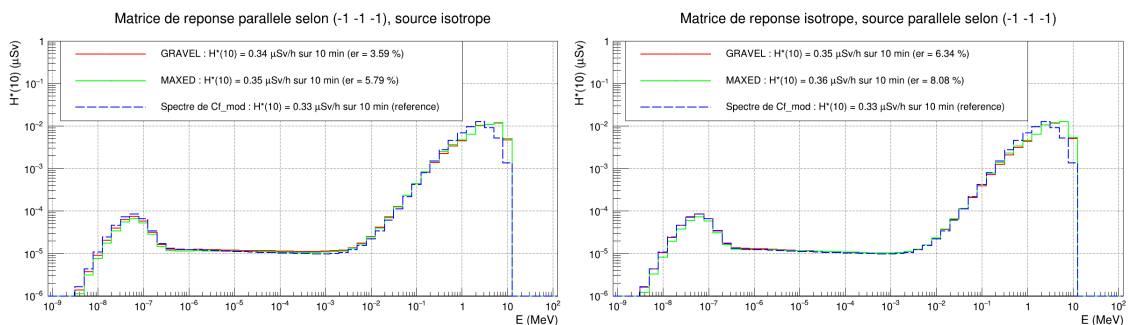


FIGURE 3.21 – Résultats de déconvolution (μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de polyéthylène de 25 cm de diamètre sur 25 cm de hauteur. Matrice de réponse utilisée : à gauche : parallèle selon (-1 -1 -1), à droite : isotrope. Source simulée : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène, avec une statistique réduite ($\Phi = 200 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

Les résultats de déconvolution valident donc ces deux matrices de réponse. Dans le cas de la forme sphérique, il semble difficile de conclure sur le choix de la matrice de réponse à privilégier.

Pour conclure sur la section dans sa globalité, les résultats sont probants, avec des erreurs globalement inférieures à 15% pour des spectres modérés et non modérés. En particulier, avec une statistique de 20000 cm², pour MAXED et GRAVEL uniquement, ces erreurs deviennent inférieures à 10%. Cependant, un petit écueil sur le chemin a été découvert : celui de la confrontation à la réalité, aux contraintes de fabrication et d'assemblage. En effet, les rayons de courbures minimaux des fibres scintillantes retenues, de 30 centimètres, semblent difficilement compatibles avec une intégration dans une sphère de 25 cm de diamètre. Comme il sera montré dans le chapitre 4, une solution a été trouvée, mais qui est complexe et difficilement industrialisable. Pour y remédier, après discussion avec l'atelier mécanique du LPC de Caen, il se révèle beaucoup plus aisé de fabriquer et d'intégrer les détecteurs considérés dans un cylindre. Ainsi, la section suivante va traiter le cas d'un cylindre de modérateur présentant des dimensions à peu près équivalentes à celles de la sphère.

3.6 Étude de la version cylindrique

Au regard des difficultés d'intégration des détecteurs dans une sphère, une étude d'une forme cylindrique, plus aisée à fabriquer, a été réalisée. Cette géométrie ne nécessite pas de courber aussi fortement les fibres scintillantes pour l'intégration des détecteurs, car ils sortiront verticalement par le bas du cylindre. L'inconvénient avec un tel cylindre de modérateur est qu'une source neutronique parallèle ou ponctuelle placée à la verticale de ce dispositif (sur son axe de symétrie), ne pourrait pas, a priori, être déconvoluée. Ainsi, avec cette dernière forme, il faut garder à l'esprit que l'opérateur ne pourra pas déconvoluer correctement une source ponctuelle située au-dessus ou en-dessous du cylindre de modérateur, ce qui est en général acceptable pour les cas rencontrés dans l'industrie. Il sera cependant nécessaire d'étudier cet effet.

Des études similaires à celles sur la sphère ont été réalisées. Le cylindre retenu présentera un diamètre de 25 centimètres pour une hauteur de 25 centimètres. Cela donne, pour une masse volumique de polyéthylène de 0,927 g.cm⁻³, une masse de 11,4 kilogrammes, soit 50% de plus que pour une sphère de polyéthylène de 25 centimètres de diamètre (7,6 kilogrammes). La disposition des détecteurs est représentée à la figure 3.22. La configuration finale se limitera à 32 voies, donc 32 détecteurs axiaux et diagonaux, ce qui correspond souvent au nombre de voies disponibles sur un circuit électronique intégré³ :

- 20 scintillateurs axiaux selon les 5 distances au centre suivantes : 3,5 cm, 7 cm, 8,5 cm, 10 cm, 11,5 cm ;
- 12 scintillateurs diagonaux selon les 3 distances au centre suivantes : 8,5 cm, 10 cm, 11,5 cm.

Ces profondeurs ont été retenues à la suite de simulations évoquées à la fin du chapitre 2 qui ont permis une optimisation suivant la même méthode qu'avec la forme sphérique.

Il s'agit maintenant de recalculer les matrices de réponse, puis de s'assurer des bonnes performances de ce dispositif pour différents types de sources, suivant l'axe des détecteurs ou désaxées verticalement.

3.6.1 Matrices de réponse étudiées

Ici, quatre matrices de réponse ont été construites, avec une fluence surfacique $\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$ et les profondeurs de la figure 3.22 sélectionnées :

- une matrice de réponse constituée de faisceaux parallèles de neutrons selon (-1 0 0) ;

3. Par exemple, de type "Citiroc" produit par la marque "Omega".

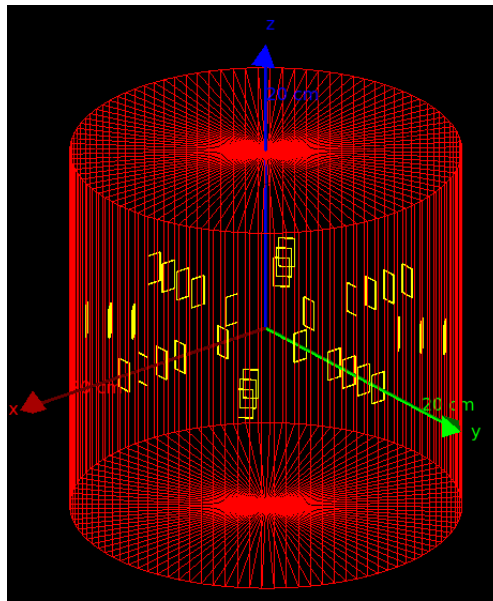


FIGURE 3.22 – Cylindre de polyéthylène de 25 cm de diamètre et de 25 cm de hauteur, contenant des détecteurs de 2 cm², avec les profondeurs de détection retenues suivantes : 3,5 cm, 7 cm, 8,5 cm, 10 cm, 11,5 cm.

- une matrice de réponse constituée de faisceaux parallèles de neutrons selon $(-1 -1 0)$;
- une matrice de réponse constituée de faisceaux de neutrons parallèles selon $(-1 -1 -1)$, permettant de vérifier l'effet d'une source désaxée verticalement ;
- une matrice de réponse constituée de faisceaux de neutrons isotropes.

3.6.2 Résultats de déconvolution avec des sources et des matrices de réponse parallèles dans la même direction

3.6.2.1 Étude avec une statistique élevée

Comme pour la version sphérique, nous débuterons par une fluence surfacique de 20000 cm⁻². Nous débuterons par une source non modérée de ²⁴¹Am/Be, puis par une source de ²⁴¹Am/Be modérée par 6 cm de polyéthylène.

Spectre d'initialisation modéré différent du spectre attendu, source non modérée

En considérant tout d'abord la figure 3.23 ($H^*(10)$ et $H_p(10)$), pour un spectre d'initialisation de ²⁵²Cf modéré et un spectre attendu de ²⁴¹Am/Be non modéré, UMG restitue correctement la partie rapide en la sous-estimant, avec la présence de parties épithermique et thermique plus marquées pour MAXED que pour GRAVEL, bien que négligeables. Les erreurs en $H^*(10)$ et en $H_p(10)$ sont du même ordre de grandeur, inférieures à 9%. Concernant la méthode personnelle, seule la partie rapide est présente, avec cependant des composantes rapides supplémentaires à gauche, et surtout à droite du spectre attendu, contribuant à surestimer le $H^*(10)$ de 11%. Comme évoqué précédemment, étant donné que le $H_p(10)$ ne prend pas en compte les composantes strictement supérieures à 20 MeV, la surestimation de ce dernier est plus limitée, réduisant l'erreur à 1%.

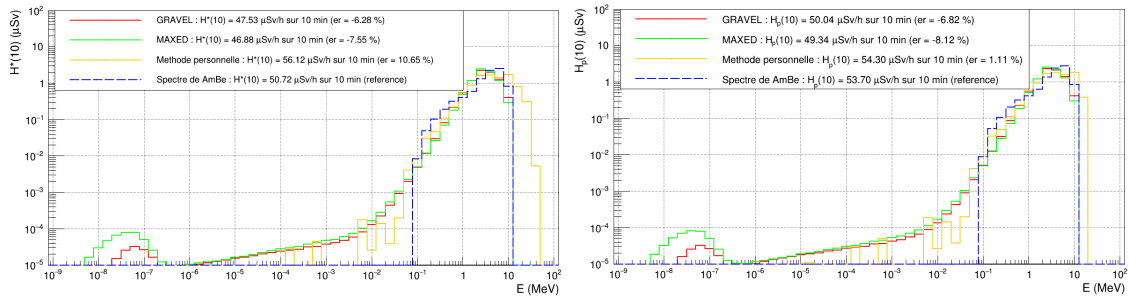


FIGURE 3.23 – Résultats de déconvolution ($H^*(10)$ à gauche et $H_p(10)$ à droite en μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Cylindre de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000\ \text{cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène.

Spectre d'initialisation modéré différent du spectre attendu, source modérée

En considérant ensuite la figure 3.24 ($H^*(10)$ et $H_p(10)$), pour un spectre d'initialisation de ^{252}Cf modéré et un spectre attendu de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, UMG restitue correctement le spectre modéré dans son ensemble. Les erreurs en $H^*(10)$ et en $H_p(10)$ sont du même ordre de grandeur, inférieures à 5%. Concernant la méthode personnelle, la partie rapide présente des composantes rapides supplémentaires à droite du spectre attendu, contribuant à surestimer le $H^*(10)$ de 8%, et les parties épithermique et thermique connaissent des fluctuations. Comme évoqué précédemment, étant donné que le $H_p(10)$ ne prend pas en compte les composantes strictement supérieures à 20 MeV, la surestimation de ce dernier est plus limitée, réduisant l'erreur à 4%.

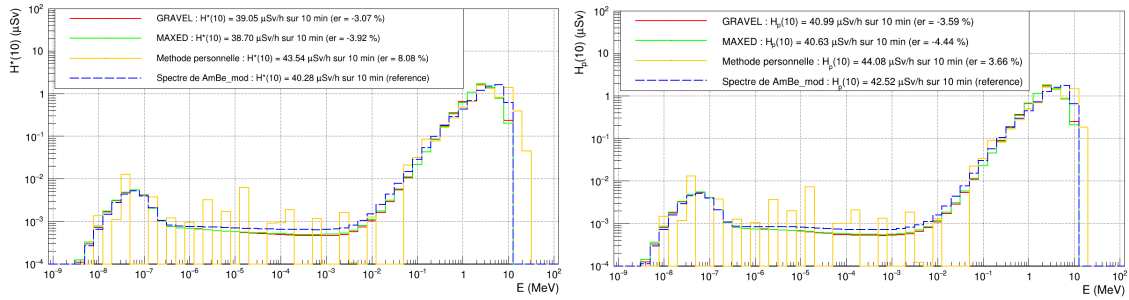


FIGURE 3.24 – Résultats de déconvolution ($H^*(10)$ à gauche et $H_p(10)$ à droite en μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Cylindre de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000\ \text{cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène.

Les résultats sont très encourageants, avec des erreurs pour la plupart des cas inférieures à 5%. Il est désormais nécessaire de baisser la statistique pour déterminer les limites de la déconvolution.

3.6.2.2 Étude avec une statistique réduite

Comme dans le cas sphérique, la fluence surfacique est divisée ici par 100, ce qui donne $200\ \text{cm}^{-2}$.

Spectre d'initialisation modéré différent du spectre attendu, source modérée

En considérant la figure 3.25 ($H^*(10)$ et $H_p(10)$), pour un spectre d'initialisation de ^{252}Cf modéré et un spectre attendu de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, UMG restitue correctement le spectre dans son ensemble. Les erreurs en $H^*(10)$ et en $H_p(10)$ sont du même ordre de grandeur, inférieures à 15%. Concernant la méthode personnelle, seule la partie rapide est présente, avec des composantes rapides supplémentaires à droite du spectre attendu. Les parties épithermique et thermique sont quasiment inexistantes. Comme évoqué précédemment, étant donné que le $H_p(10)$ ne prend pas en compte les composantes strictement supérieures à 20 MeV, l'erreur passe de -6% pour le $H^*(10)$ à -7% pour $H_p(10)$.

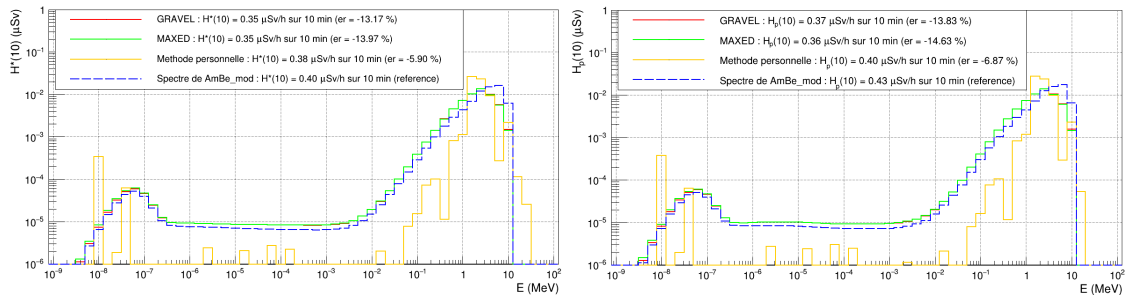


FIGURE 3.25 – Résultats de déconvolution ($H^*(10)$ à gauche et $H_p(10)$ à droite en μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Cylindre de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$, avec une statistique réduite ($\Phi = 200\ \text{cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène.

En guise de récapitulatif, les doses obtenues après déconvolution en intégrant les spectres sur l'ensemble des énergies sont en bonne correspondance avec les doses calculées pour les spectres sources, et les formes des spectres sont correctement représentées. Une étude, disponible en annexe I, a été effectuée sur des sources non modérées et donne des résultats probants. Concernant les erreurs :

- pour une statistique élevée à $20000\ \text{cm}^{-2}$, elles sont inférieures à 11% pour UMG et inférieures à 15% pour la méthode personnelle ;
- pour une statistique réduite à $200\ \text{cm}^{-2}$, elles sont inférieures à 15 % UMG et inférieures à 17% pour la méthode personnelle. Cette dernière méthode ne restitue pas encore correctement les spectres, en particulier les spectres modérés.

Ces derniers résultats de déconvolution, obtenus dans les cas les plus défavorables, c'est-à-dire avec une statistique réduite et un spectre d'initialisation qui n'est pas celui de la source, se révèlent donc encourageants, tout particulièrement pour UMG. Cette précision correspond à celle habituellement obtenue avec les sphères de Bonner, validant le dispositif de détection. Cependant, concernant la méthode personnelle, il est observé une plus grande variation de l'erreur en passant du $H^*(10)$ au $H_p(10)$, à cause de la présence de composantes rapides strictement supérieures à 20 MeV qui ne sont pas prises en compte pour le $H_p(10)$. Il reste donc encore des améliorations à apporter à l'algorithme personnel. Désormais, l'objectif va être de finaliser l'étude de la déconvolution. En effet, cette première étude a été effectuée uniquement avec des faisceaux monoénergétiques parallèles dans une seule direction $(-1\ 0\ 0)$. Ainsi, trois autres types de sources et matrices de réponse vont être testées :

- des sources et matrices de réponse parallèles envoyant des faisceaux à 45° en longitude par rapport à la sphère $(-1\ -1\ 0)$;
- des sources et matrices de réponse parallèles envoyant des faisceaux de biais, à $35,26^\circ$ en latitude et 45° en longitude par rapport à la sphère $(-1\ -1\ -1)$;

- des sources et matrice de réponse isotropes.

Les études seront réalisées avec les 4 spectres en énergie précédents.

3.6.3 Résultats avancés de déconvolution, sources et matrice de natures différentes

Dans le cadre des déconvolutions envisagées une fois les matrices de réponse obtenues, diverses associations de matrices de réponse, de sources – au nombre de 4, comme précédemment : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ et ^{252}Cf non modérées et modérées par 6 cm de polyéthylène – ont été testées, comme précédemment :

- une matrice de réponse constituée de faisceaux parallèles selon $(-1\ 0\ 0)$, $(-1\ -1\ 0)$ ou $(-1\ -1\ -1)$, pour déconvoluer le spectre dû à une source isotrope ;

- une matrice de réponse constituée de faisceaux isotropes pour déconvoluer le spectre dû à une source parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$, $(-1\ -1\ 0)$ ou $(-1\ -1\ -1)$.

Ici, seuls les résultats concernant les faisceaux parallèles selon $(-1\ -1\ -1)$ et isotropes sont présentés, avec une source de ^{252}Cf modérée par 6 cm de polyéthylène. Des résultats comparables ont été obtenus pour les autres faisceaux et la source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$. Et pour les mêmes raisons que précédemment avec la version sphérique, seul UMG sera employé dans le cadre de la déconvolution, étant donné que la méthode personnelle ne peut fonctionner qu'en prenant les détecteurs un à un et non par groupes de détecteurs équidistants du centre du cylindre.

3.6.3.1 Étude avec une statistique élevée

Comme précédemment, l'étude débute par une statistique élevée pour la source, soit une fluence neutronique de $20000\ \text{cm}^{-2}$, pour un équivalent de dose ambiante ($H^*(10)$) d'environ $33\ \mu\text{Sv}/\text{h}$ en 10 minutes pour du ^{252}Cf modéré. Pour chaque paragraphe qui va suivre, 2 histogrammes seront représentés par figure :

- celui situé à gauche comportera une source isotrope et une matrice de réponse parallèle selon $(-1\ -1\ -1)$;

- celui situé à droite comportera une source parallèle selon $(-1\ -1\ -1)$ et une matrice de réponse isotrope.

Ceci afin de déterminer notamment l'impact du type de matrice de réponse sur l'erreur relative en $H^*(10)$.

Spectre d'initialisation modéré identique au spectre attendu

En considérant tout d'abord la figure 3.26, pour un spectre d'initialisation de ^{252}Cf modéré et un spectre attendu de ^{252}Cf modéré, UMG restitue quasiment parfaitement le spectre, et ce quel que soit l'histogramme. Ainsi, une erreur inférieure à 4% est obtenue dans tous les cas de figure.

Spectre d'initialisation modéré différent du spectre attendu

En considérant ensuite la figure 3.27, pour un spectre d'initialisation de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré et un spectre attendu de ^{252}Cf modéré, le spectre restitué par UMG présente un aspect légèrement différent que précédemment en raison de l'influence du spectre d'initialisation. Il y est observé qu'avec une matrice de réponse parallèle selon $(-1\ -1\ -1)$, les erreurs semblent légèrement plus faibles. Dans les deux cas, les erreurs sur la dose restent dans les tolérances du cahier des charges :

- pour une matrice de réponse parallèle selon $(-1\ -1\ -1)$, l'erreur est inférieure à 8% ;
- pour une matrice de réponse isotrope, l'erreur se réduit et est inférieure à 3,5%.

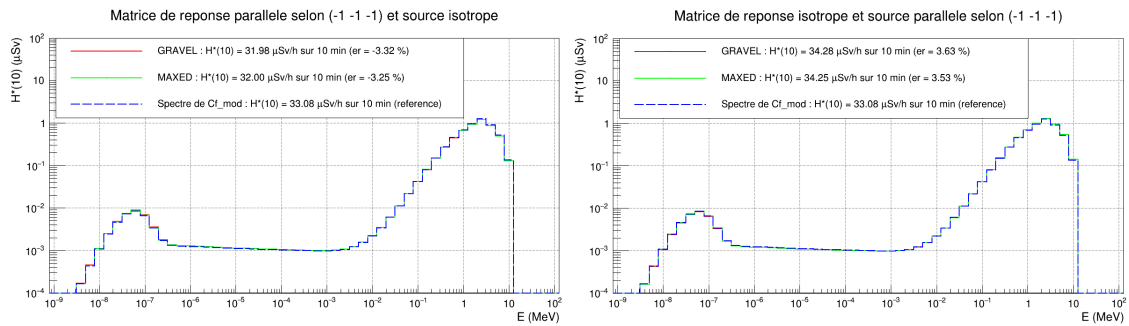


FIGURE 3.26 – Résultats de déconvolution (μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Cylindre de polyéthylène de 25 cm de diamètre sur 25 cm de hauteur. Matrice de réponse utilisée : à gauche : parallèle selon (-1 -1 -1), à droite : isotrope. Source simulée : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène.

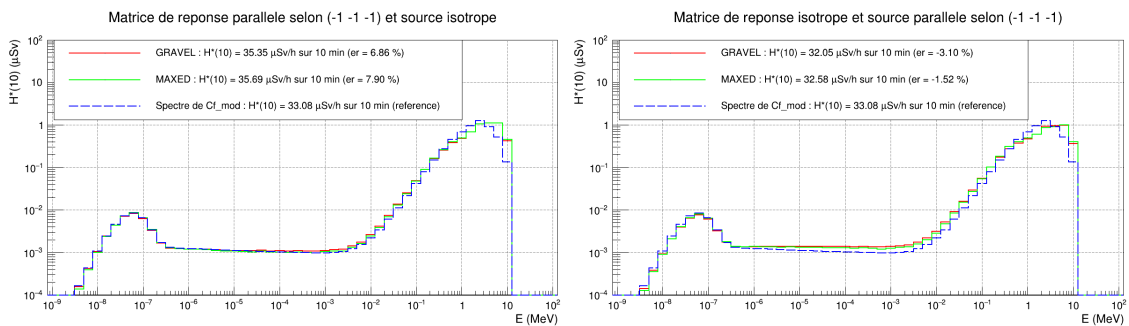


FIGURE 3.27 – Résultats de déconvolution (μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Cylindre de polyéthylène de 25 cm de diamètre sur 25 cm de hauteur. Matrice de réponse utilisée : à gauche : parallèle selon (-1 -1 -1), à droite : isotrope. Source simulée : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène, avec une statistique élevée ($\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

De très bons résultats ont donc été obtenus, et il se révèle qu'une matrice de réponse isotrope est à privilégier et peut être utilisée quelle que soit la source (parallèle ou isotrope). Il est désormais nécessaire ici de baisser la statistique pour voir si cet écart continue de s'accroître.

3.6.3.2 Étude avec une statistique réduite

La figure 3.28 présente les résultats pour une dose divisée par 100, soit une fluence de 200 cm^{-2} , correspondant à un équivalent de dose ambiante ($H^*(10)$) de $0,33 \mu\text{Sv/h}$ sur 10 minutes. Elle présente les mêmes caractéristiques que la figure 3.27. Il est observé que dans le premier cas, avec une matrice de réponse parallèle selon (-1 -1 -1), l'erreur se situe en dessous de 9%, mais le spectre est mal restitué dans le domaine épithermique, avec une convergence relativement lente (1200 itérations), quoique bonne ($\chi^2=1$ au final). Dans le deuxième cas, avec une matrice de réponse isotrope, non seulement cette erreur diminue et reste en-dessous de 6%, mais aussi le spectre continue à être correctement restitué. La convergence est non seulement bonne ($\chi^2=1$), mais aussi plus rapide (10 itérations seulement).

En guise de conclusion partielle, la matrice de réponse isotrope est à privilégier. Celle-ci donne les résultats les plus probants.

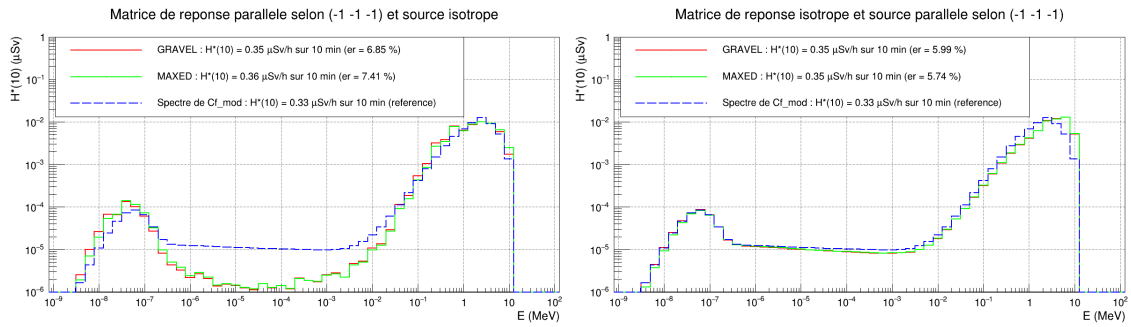


FIGURE 3.28 – Résultats de déconvolution (μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Cylindre de polyéthylène de 25 cm de diamètre sur 25 cm de hauteur. Matrice de réponse utilisée : à gauche : parallèle selon (-1 -1 -1), à droite : isotrope. Source simulée : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène, avec une statistique réduite ($\Phi = 200 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

3.6.3.3 Étude avec des spectres monoénergétiques, statistique élevée

Intéressons-nous maintenant à la façon dont UMG restitue des spectres monoénergétiques. A priori, le dispositif n'est pas conçu pour restituer de tels spectres, mais il semble important de connaître les limites du système. L'étude s'achève donc avec 4 sources monoénergétiques selon une répartition gaussienne ($\sigma=20\%$), toutes parallèles selon (-1 -1 -1). Les résultats de déconvolution, au moyen d'une matrice de réponse isotrope, peuvent être observés à la figure 3.29, ($\Phi=20000 \text{ cm}^{-2}$). De gauche à droite et de haut en bas, les sources monoénergétiques gaussiennes reconstruites sont les suivantes :

- une source de 0,1 eV, correspondant à un $H^*(10)$ de 1,6 $\mu\text{Sv/h}$ en 10 minutes ;
- une source de 10 keV, correspondant à un $H^*(10)$ de 1,7 $\mu\text{Sv/h}$ en 10 minutes ;
- une source de 100 keV, correspondant à un $H^*(10)$ de 17 $\mu\text{Sv/h}$ en 10 minutes ;
- une source de 1 MeV, correspondant à un $H^*(10)$ de 50 $\mu\text{Sv/h}$ en 10 minutes .

Ceci afin de déterminer notamment l'impact de telles sources sur l'erreur relative en $H^*(10)$. La source d'initialisation est du ^{252}Cf modéré pour ces 4 figures.

Il est observé globalement une bonne restitution de la moyenne du spectre monoénergétique, surtout pour les hautes énergies. Pour les neutrons thermiques et les énergies à compter de 100 keV, l'erreur relative en $H^*(10)$ reste acceptable. Pour les énergies épithermiques, notamment pour 10 keV, les erreurs relatives sont trop importantes, de l'ordre de 200%, et le χ^2 final n'a pas réussi à descendre en-dessous de 2 avec MAXED ($\chi^2=2,08$). Pour la source de 1 MeV, bien que l'erreur soit acceptable, la convergence des algorithmes s'est révélée difficile : avec MAXED, le χ^2 final a atteint 2,4. Avec GRAVEL, le χ^2 final a bien atteint la valeur visée de 2, mais au bout de plus de 37000 itérations, contre environ 4000 itérations en moyenne pour les 3 autres sources. Le fait de changer de spectre d'initialisation par du $^{241}\text{Am/Be}$ modéré ne semble pas améliorer le phénomène. En analysant la matrice de réponse isotrope du chapitre 2, illustrée par la figure 2.27, il est observé que les réponses à 1, 10 et 100 keV sont très similaires, ce qui pourrait rendre difficile la déconvolution dans ce domaine énergétique. Il est cependant observé une difficulté de convergence de la déconvolution. Dans ce cas, il pourra être envisagé d'utiliser des spectres d'initialisation différents qui pourront être définis en fonction de la convergence après la première itération. Ceci n'a pas pu être testé par manque de temps mais sera à étudier par la suite.

En guise de conclusion partielle, le prototype n'étant pas conçu pour ces spectres monoénergétiques, il ne fallait pas s'attendre à une précision avec une initialisation avec un

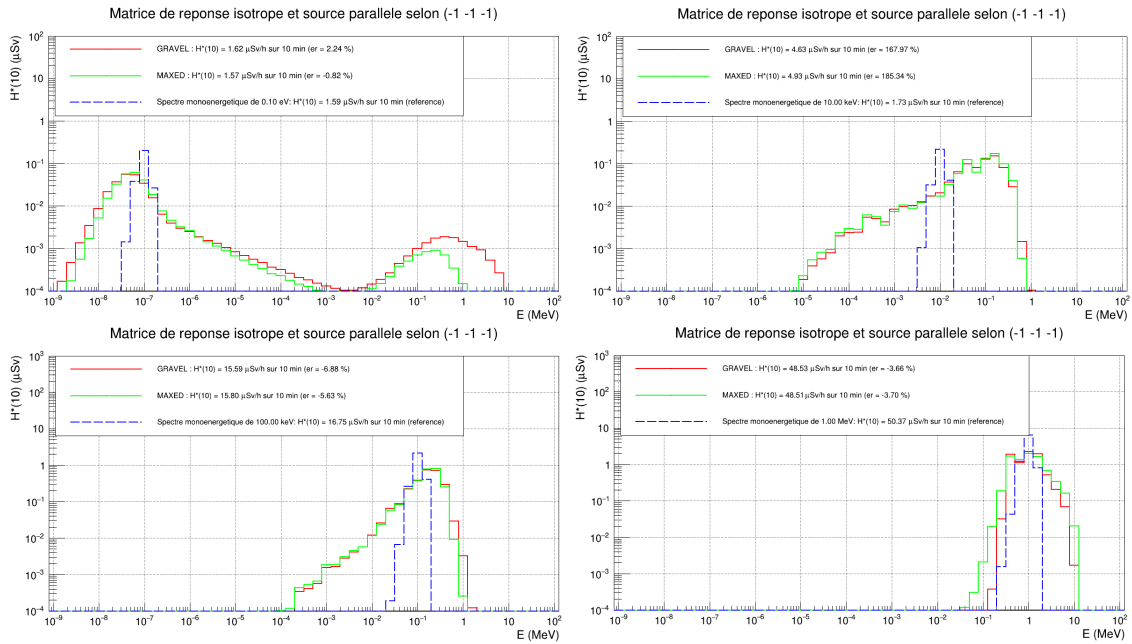


FIGURE 3.29 – Résultats de déconvolution (μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Cylindre de polyéthylène de 25 cm de diamètre sur 25 cm de hauteur. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Sources simulées : monoénergétiques de 0,1 eV, 10 keV, 100 keV et 1 MeV, parallèles selon (-1 -1 -1), avec une statistique élevée ($\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène.

spectre source modéré. Cependant, ces résultats restent encourageants car la variation en énergie du spectre incident est respectée, bien que la distribution reconstruite soit trop large. Des études ultérieures seront à mener de manière plus approfondie, et des mesures avec des spectres monoénergétiques réels tels que ceux provenant de l'installation AMANDE à Cadarache pourront être menées.

3.7 Conclusion

Des simulations de Monte-Carlo au moyen de GEANT4, associées à des méthodes de déconvolution avec U.M.G. 3.3 et une méthode "personnelle" ont été effectuées, dans le but d'optimiser la géométrie d'un débitmètre neutron basé sur une sphère de polyéthylène composée de multiples détecteurs. Dans cette étude, 4 spectres en énergie simulés de sources de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ et ^{252}Cf modérées ont été testés, avec des statistiques élevées et réduites. Les résultats obtenus sont en bonne conformité avec les spectres sources, grâce à l'optimisation :

- de la sphère, avec un diamètre de 25 centimètres et une disposition des détecteurs comportant 6 groupes de détecteurs équidistants ;
- du cylindre, avec un diamètre et une hauteur de 25 centimètres et une disposition des détecteurs comportant 5 groupes de détecteurs équidistants.

En ce qui concerne l'initialisation de la déconvolution, les spectres d'initialisation doivent être prédéfinis avec les composantes en énergie suivantes basée sur des spectres réels :

- une composante rapide ;
- une composante épithermique, comportant a minima des valeurs non nulles ;
- une composante thermique.

Les résultats ont montré que même avec une statistique réduite, les erreurs sont inférieures

à 15% sur le calcul de la dose. Des mesures plus longues pour les très faibles débits de dose, de l'ordre de $1 \mu\text{Sv/h}$, permettront d'améliorer ces résultats.

Dans le cas du cylindre qui sera finalement retenu pour le prototype réalisé, cette étude a été effectuée avec des faisceaux monoénergétiques parallèles et isotropes, et a révélé qu'une matrice de réponse isotrope intégrée dans les algorithmes de déconvolution permettait une meilleure reconstruction des spectres en énergie.

L'adéquation des spectres d'initialisation pourrait être déterminée en calculant le χ^2 par degrés de liberté après la première itération. En effet, plus un spectre d'initialisation a une forme proche du spectre source, plus le χ^2 par groupe de détecteurs évoqué en début de chapitre avec l'équation 3.7 se rapproche a priori de 1 dès première itération. À titre d'exemple, si nous considérons une source simulée de ^{252}Cf modéré parallèle selon $(-1 -1 -1)$ ($\Phi = 20000 \text{ cm}^{-2}$) :

- en l'initialisant avec une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée, son χ^2 initial associé est de 203 ;
- en l'initialisant avec une source de ^{252}Cf modérée, son χ^2 initial associé est de 6,5.

Il est donc possible d'en déduire que le spectre en énergie de la deuxième source d'initialisation se rapproche davantage de celui de la source à déterminer. Cette approche sera à valider par la suite et serait notamment intéressante dans le cas de spectres s'éloignant de ceux usuellement rencontrés dans l'industrie comme des spectres monoénergétiques.

Dans le chapitre qui va suivre, un prototype basé sur la forme cylindrique précédemment évoquée sera développé et validé au moyen des sources au sein du laboratoire et in situ.

Chapitre 4

Développement et test d'un prototype DONEUT

Les mesures en laboratoire permettent de confronter les résultats de simulations à la réalité et sont indispensables à la validation du prototype. Le fonctionnement de la chaîne de détection est développé dans une section qui lui sera dédiée. Les mesures ont, dans un premier temps, débuté avec des détecteurs individuels, dans le but d'effectuer des mesures de répétabilité. Leur fabrication, un à un, au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, a nécessité un mode opératoire rigoureux, dans un but de reproductibilité. Ensuite, les mesures des 32 détecteurs intégrés dans le prototype DONEUT ont eu lieu dans une salle unique au LPC de Caen et dans deux salles sur le site historique de l'École des Applications Militaires de l'Énergie Atomique de Cherbourg, où des sources de plus haute activité permettent des acquisitions sur des durées plus courtes et pour différents débits de dose.

En ce qui concerne le plan de ce chapitre, dans un premier temps sera abordé le fonctionnement général de la chaîne de détection, qui comprend de nombreuses interfaces susceptibles de causer de la perte en signal. Dans un deuxième temps, une section sera dédiée au cheminement expérimental qui a permis d'optimiser la collection de signal des détecteurs. Et enfin, une section traitera de la validation du prototype DONEUT.

4.1 Description globale de la chaîne de détection

La figure 4.1 présente le principe général de fonctionnement de la chaîne de détection. Un neutron incident va pénétrer dans la sphère ou le cylindre de Bonner. Le polyéthylène composant cette sphère ou ce cylindre va ralentir le neutron, jusqu'à le thermaliser si l'épaisseur du modérateur est suffisante. Lorsqu'il sera thermalisé, il se situera, en moyenne, à une profondeur donnée, en fonction de son énergie cinétique initiale. Un détecteur de neutrons thermiques pourra alors le détecter. Pour notre développement, ce détecteur présente les dimensions suivantes : une surface allant d'un à deux centimètres carrés, pour une épaisseur de l'ordre de quelques centaines de micromètres, en fonction des modèles étudiés. Il est principalement composé de fluorure de lithium (LiF), pour la partie réaction nucléaire, et de sulfure de zinc (ZnS), pour la partie scintillation, avec une infime concentration d'argent (Ag) que constitue l'activateur. Le lithium est enrichi à 95% en ${}^6\text{Li}$, la réaction nucléaire recherchée est ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, très exothermique ($Q=4,78$ MeV) qui va communiquer une énergie cinétique importante au couple $(\alpha, {}^3\text{H})$. Ceux-ci vont pouvoir ioniser le sulfure de zinc, ce qui va générer des photons de longueur d'onde moyenne de 450 nm. Ces derniers vont être acheminés, via des fibres optiques shifteuses en longueur d'onde,

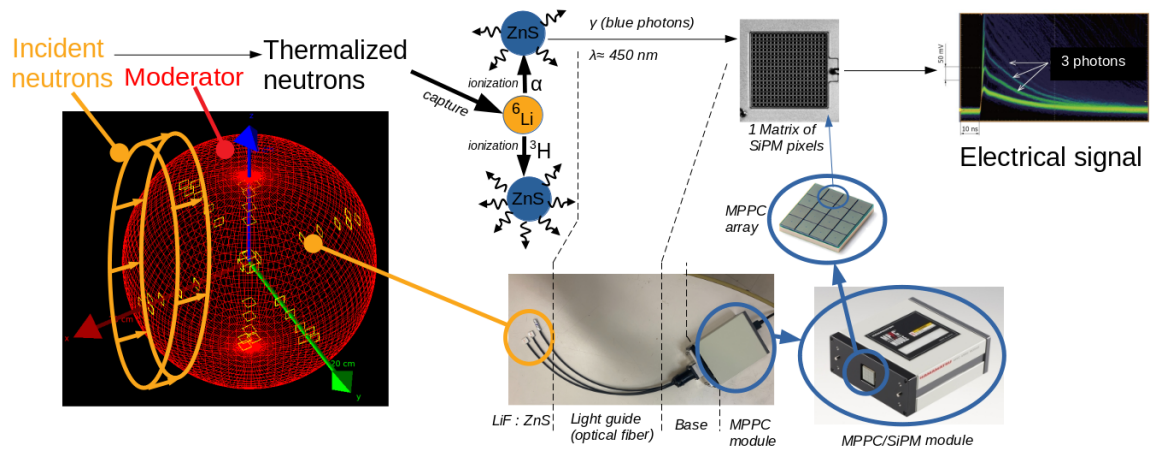


FIGURE 4.1 – Principe général de fonctionnement du dispositif de détection, depuis le neutron incident thermalisé vers le signal électrique, en passant par la conversion de l'énergie libérée par la réaction nucléaire exothermique entre un neutron thermique et le ${}^6\text{Li}$ pour donner un photon.

vers une matrice de Si-PM¹. Ces Si-PM sont constitués d'un ensemble de photodiodes à avalanche qui vont convertir le signal lumineux en signal électrique.

4.1.1 Principe de la scintillation et de l'acheminement de la lumière

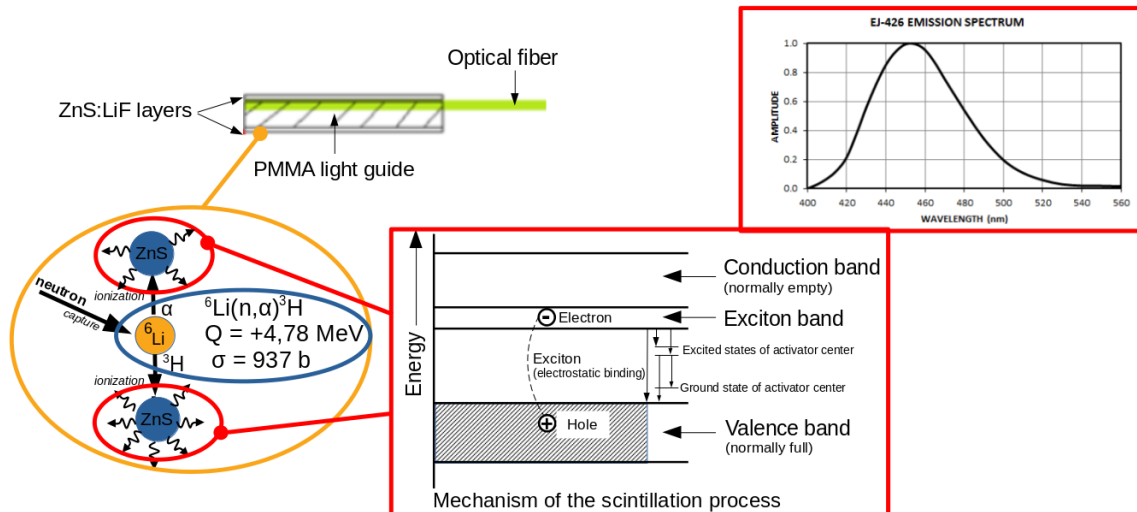


FIGURE 4.2 – Principe général de fonctionnement de la scintillation. Ici, l'activateur est l'argent, présent en petites quantités dans le ZnS:LiF. Cet activateur permet de restituer la longueur d'onde moyenne de photon désirée, de couleur bleue.

La figure 4.2 présente le principe général de fonctionnement de la scintillation. Comme présenté plus haut, le couple $(\alpha, {}^3\text{H})$ va ioniser le sulfure de zinc. Afin que la désexcitation des électrons puisse générer de la lumière exploitable, en l'occurrence bleue, d'une longueur d'onde moyenne d'environ 450 nm sans être réabsorbée, un activateur en argent est rajouté en infimes concentrations. Conformément à ce qui a été indiqué au chapitre 1,

1. Si-PM : Silicium Photomultiplicateur.

environ 60000 photons sont émis par MeV déposé. Le temps de décroissance lumineuse du ZnS est de 200 ns.

Sur cette figure, deux lames de ZnS:LiF, recouvertes d'un revêtement opaque et réfléchissant (PE blanc) afin de guider la lumière vers la fibre, ont été collées sur un guide de lumière, lui-même en polyméthacrylate de méthyle (PMMA), matériau plus connu sous le nom commercial de Plexiglas. Ce guide de lumière va permettre la transmission des photons depuis les lames de ZnS:LiF vers la fibre optiques shifteuse en longueur d'onde. Ces fibres, qui absorbent les photons dans le bleu et réémettent dans le vert, vont guider la lumière vers les matrices de photodiodes, qui sont présentées dans la section suivante.

4.1.2 Fonctionnement des photodiodes à avalanche (APD)

Les photodiodes à avalanche (APD²) sont des détecteurs de photons de très petite taille, de l'ordre de quelques dizaines de micromètres (50 μm pour les matrices de SiPM que nous utiliserons). Ils permettent de convertir, par effet photoélectrique et au moyen de la jonction P-N, les photons en signal électrique. Ce sont des photodiodes capables de détecter les photons individuellement. Le détail du fonctionnement de ces photodiodes se trouve en annexe J.

4.1.3 Le photomultiplicateur en Silicium (Si-PM)

Les photodiodes évoquées plus haut sont disposées en parallèle, pour former une matrice carrée constituée de plusieurs centaines à plusieurs milliers de photodiodes, appelée "Si-PM³". C'est cette matrice qui sera reliée à la terminaison d'une fibre optique shifteuse. La figure 4.3, issue de la documentation de Hamamatsu[61], donne un schéma général du dispositif. En termes d'amélioration du signal, l'action consistant à diminuer le temps ca-

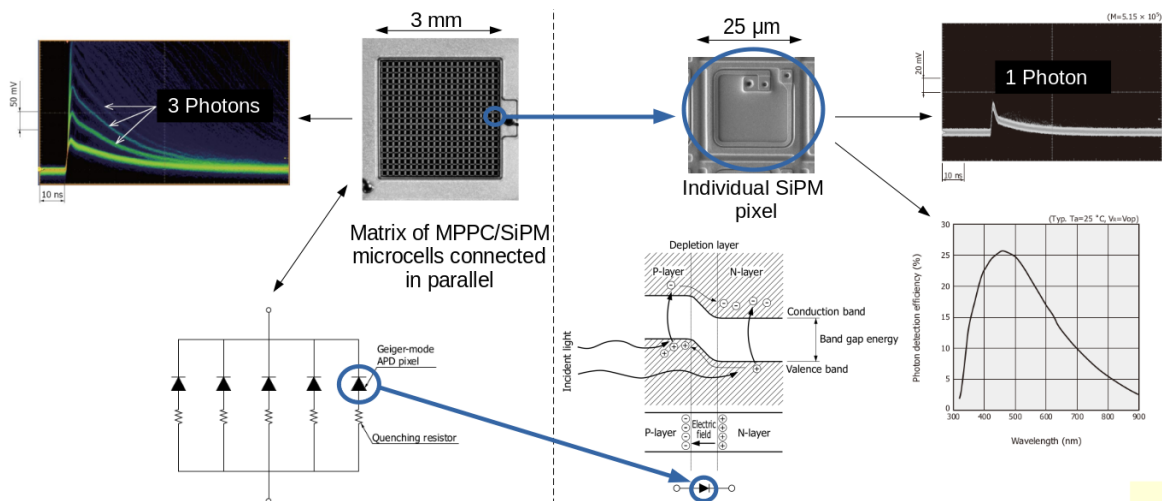


FIGURE 4.3 – Schéma récapitulatif du fonctionnement des photodiodes à avalanche : à gauche, une matrice de 400 photodiodes, dans l'exemple d'un module de marque "Hamamatsu". À droite, une photodiode prise individuellement.

ractéristique τ est développée en annexe J et permet de recharger dans les meilleurs délais la photodiode afin de la rendre à nouveau opérationnelle le plus rapidement possible.

2. APD : Avalanche PhotoDiode.
 3. Si-PM : Silicium photomultiplicateur.

Il est possible d'évoquer 4 autres phénomènes susceptibles de dégrader la qualité du signal :

- le “dark count rate” (DCR), ou comptage dû à l'agitation thermique. Ce bruit de fond impose de fixer un seuil minimal de détection afin de réduire le taux de déclenchement. Un système de refroidissement peut être mis en place pour le réduire et garder une température basse et constante. Quoi qu'il en soit, sur le module “Hamamatsu” récemment acquis, le constructeur fait part d'une diminution d'un facteur 2 environ de ce bruit de fond ;
- la dépendance du gain en fonction de la température, nécessitant une mesure de la température en temps réel pour jouer sur la haute tension de façon à garder un gain constant, ou de garder une température constante ;
- l'“afterpulse”, qui pourrait être traduit par “signal de réplique”. Durant le processus d'avalanche, une partie des porteurs de charge sont emprisonnés dans certains niveaux d'énergies dû à des impuretés, et sont libérés avec un certain délai, de l'ordre de 1 à 10 ns, pour produire de nouvelles avalanches. Sans rentrer dans davantage de détails, le constructeur, au moyen d'un algorithme de filtrage, est arrivé à fortement réduire ce signal parasite ;
- l'“optical crosstalk”, qui pourrait être traduit par “interférence entre cellules adjacentes”. C'est un peu comme si le signal reçu par une photodiode “débordait” sur les photodiodes voisines. Ceci est dû à la création de nouveaux photons dûs également aux phénomènes d'avalanches, qui vont interagir avec les matrices voisines. Pour contrer ce phénomène, le constructeur a créé de petites tranchées autour de chaque photodiode.

4.1.4 Modules utilisés dans le cadre de l'étude

Deux modules, illustrés à la figure 4.4 et qui sont connectés à la terminaison des fibres shifteuses, ont été utilisés dans le cadre de l'étude :

- le MPPC de marque “Hamamatsu”, incluant une matrice de SiPM de 16 voies pour les premiers tests de détecteurs individuels réalisés au LPC de Caen ;
- le DT5202 de marque “CAEN”, permettant de lire jusqu'à 64 voies de SiPM.



FIGURE 4.4 – À gauche, photographie du MPPC de marque “Hamamatsu”. À droite, photographie du module DT5202 de marque “CAEN”.

4.1.4.1 MPPC Hamamatsu[61]

Le module MPPC⁴ de Hamamatsu comprend une matrice carrée de 16 SiPM, il peut donc être connecté à 16 fibres scintillantes. Très simple d'utilisation, il présente l'inconvénient d'être une “boîte noire”, qui limite fortement le nombre de réglages possibles et la compréhension du traitement du signal réalisé. Cependant, il a permis d'effectuer les

4. MPPC : Multi-Pixel Photon Counter.

premières études préliminaires aux essais DONEUT. Il s'est révélé utile pour effectuer des intercomparaisons de performances des divers types et dimensions de scintillateurs et fibres shifteuses.

4.1.4.2 Module CAEN DT5202

Le module DT5202 CAEN comprend 64 voies via 2 ASIC "CITIROC[62]" de 32 voies chacune. Une face avant permet d'y intégrer une matrice carrée de 64 Si-PM de 3×3 mm², dont 32 seront utilisés pour notre développement. Il est plus difficile d'utilisation, mais présente l'avantage d'être beaucoup plus réglable. Il est en effet possible d'agir sur de nombreux paramètres, à savoir :

- le mode d'acquisition : celui qui sera utilisé est nommé "spectroscopy" et permet un déclenchement ("trigger") commun sur les 32 voies utilisées, présentant l'avantage de restituer une information plus précise sur le spectre, mais occasionnant en contrepartie environ 10 μ s de temps mort, nous limitant donc en taux de comptage. Un mode "time of threshold" (ToT) existe et permet d'éviter ce temps mort en contrepartie d'une moins bonne résolution en énergie. Il sera testé par la suite ;
- les gains d'amplification : deux gains différents sont disponibles et réglables : le bas gain et le haut gain. Le haut gain permet notamment d'amplifier des signaux potentiellement trop faibles, c'est ce dernier gain qui sera d'ailleurs utilisé ;
- la durée d'intégration du signal, réglable jusqu'à 87 ns, pour une constante de temps de décroissance lumineuse, rappelons-le, de 200 ns.

Pour ce dernier item, il est donc possible de se rendre compte qu'une électronique dédiée pourra faire l'objet d'une étude ultérieure. Cette électronique dédiée était initialement prévue, mais en raison de la crise sanitaire de 2020-2021, n'a pas pu être réalisée dans les temps impartis.

4.2 Optimisation des détecteurs élémentaires

4.2.1 Dispositif expérimental

La figure 4.5, extraite du rapport de stage [8], illustre le dispositif expérimental employé pour tester les scintillateurs et les fibres shifteuses de différentes natures. Le module MPPC de marque "Hamamatsu" a été utilisé. Il est observé une source d'Am/Be présentant une activité de 360 MBq et placée à 15 cm au-dessus des scintillateurs. Des plaques de polyéthylène de 12 mm d'épaisseur unitaire ont été empilées entre la source et les scintillateurs pour modérer le spectre en énergie des neutrons.

Ce dispositif a été utilisé pour affiner la géométrie et la composition des détecteurs, validant la simulation, et de la fibre optique.

4.2.2 Influences du scintillateur et du guide de lumière

Une étude effectuée au LPC de Caen dans le cadre d'un stage DUT Mesures Physiques de l'Université de Rouen[48] a permis de déterminer quelle devaient être :

- la répartition massique optimisée entre le Li et le ZnS ;
- la forme optimisée du scintillateur ;
- la forme optimisée du guide de lumière permettant de relier le scintillateur à la fibre shifteuse ;
- le matériau qui doit recouvrir les scintillateurs afin d'éviter les déperditions de lumière. Concernant les étapes du montage illustrées à la figure 4.6, il a donc fallu expérimenter de

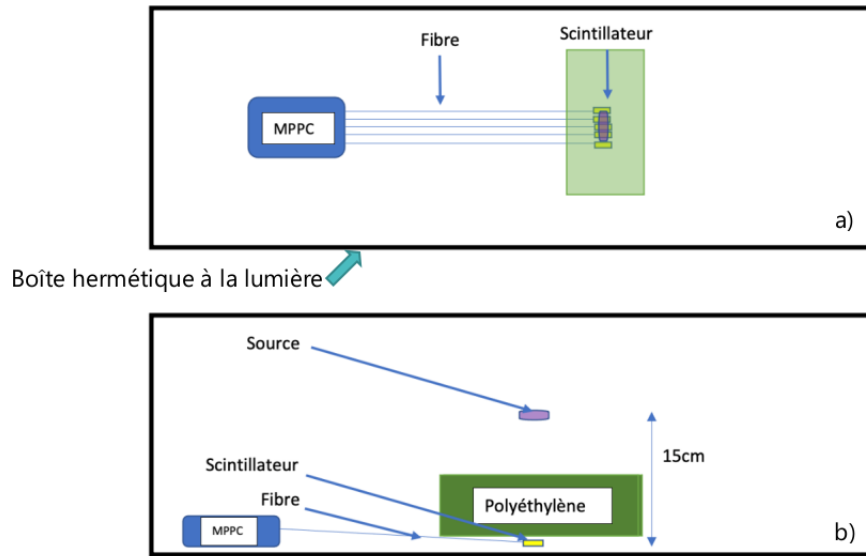


FIGURE 4.5 – Dispositif expérimental utilisé pour tester les scintillateurs et fibres. Le module MPPC de marque “Hamamatsu” a été employé ici. Schéma issu du rapport de stage [8].

nombreuses combinaisons de formes de scintillateurs (carrées, rectangulaires) de différentes tailles, de guides de lumière (troués ou rainurés, pour y accueillir la fibre shifteuse), de types de colles et graisses optiques différentes, afin d’optimiser le guidage de la lumière et la détection des neutrons. Il en est ressorti les choix suivants :

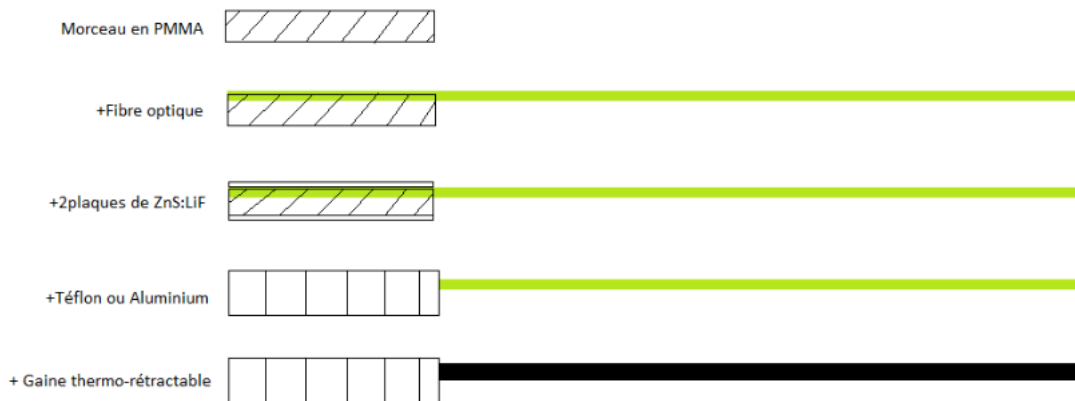


FIGURE 4.6 – Schéma de montage d’un scintillateur sur une fibre shifteuse, au moyen d’un guide de lumière en PMMA. Schéma issu du rapport de stage [48].

- une répartition massique 1:2 pour le LiF:ZnS, plus facile par ailleurs à manipuler que le LiF:ZnS 1:3 qui s’effrite davantage ;
- une forme de scintillateur rectangulaire de 1 cm par 2 cm, pour une épaisseur de l’ordre de $300 \mu\text{m}$;
- un guide de lumière rectangulaire en PMMA présentant une rainure permettant de coller la fibre shifteuse sur toute la longueur du guide, et d’obtenir deux fois plus de coups par cm^2 qu’avec un guide de lumière percé. La figure 4.7 représente les différents guides d’ondes

qui ont été étudiés ;

- le meilleur matériau pour entourer le scintillateur est la combinaison du téflon et d'une peinture en dioxyde de titane (TiO_2) sur les tranches du guide de lumière.

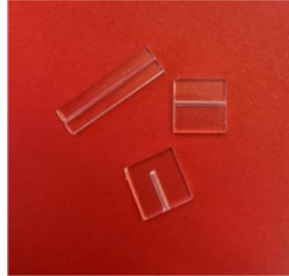


FIGURE 4.7 – Photographie représentant les 3 guides d'ondes qui ont été étudiés : 2 guides d'ondes carrés, l'un avec une rainure et l'autre percé d'un trou ; 1 guide d'onde rectangulaire rainuré. Photographie issue du rapport de stage [48].

À partir de ces résultats :

- 3 types de scintillateurs rectangulaires ont été comparés par la suite : 2 de marque “Eljen” et d'épaisseurs 270 et 500 μm , l'autre de marque “Scintacor” et d'épaisseur 320 μm . Le dernier présente l'avantage d'avoir une des deux faces principales recouvertes d'un réflecteur en polyéthylène blanc. Une comparaison entre ces deux scintillateurs est illustrée à la figure 4.8 : les voies 1 et 3 (Scintacor) donnent un taux de comptage un peu plus élevé que les voies 4 et 7 (Eljen) ainsi qu'un signal moyen légèrement supérieur, il a donc été sélectionné et donne de meilleurs résultats ;

- deux types de fibres shifteuses ont été comparées par la suite : l'une comprenant une gaine unique (“mono-cladding”), de marque “Saint-Gobain”, et l'autre comprenant de multiples gaines (“multi-cladding”), de marque “Kuraray”.

La section suivante va redéfinir ce qu'est le mono-cladding et le multi-cladding, puis comparer les résultats entre ces deux fibres shifteuses.

4.2.3 Choix des fibres shifteuses

Les fibres scintillantes étudiées sont de marques Saint Gobain et Kuraray. Les fibres de marque Kuraray présentent l'avantage de limiter les pertes en photons grâce au “multi-cladding”, c'est-à-dire à de multiples couches concentriques d'indices de réfraction différents, qui permettent de mieux réfléchir la lumière à des angles d'incidence plus grands. L'inconvénient des fibres de grand diamètre et des fibres multi-claddées est le rayon de courbure minimal imposé, de l'ordre de la trentaine de centimètres. La figure 4.9 présente un comparatif entre les taux de comptages des fibres Saint Gobain (7) de 2 mm de diamètre et Kuraray (8 et 11) de diamètres 1,5 et 1,8 mm. Il est remarqué que les courbes des voies 8 et 11 se détachent nettement de la voie 7, démontrant un transport du signal lumineux plus efficace pour les fibres à gaines multiples de marque “Kuraray” malgré un diamètre plus petit que la fibre Saint Gobain. La voie 11, associée à une fibre de diamètre plus important que pour la voie 8, donne comme attendu les meilleurs résultats avec un signal moyen d'amplitude plus élevé. C'est donc cette fibre multi-claddée de 1,8 mm de diamètre, de marque Kuraray, qui a été retenue pour la suite.

La figure 4.10 présente les résultats de mesures obtenus avec la fibre Kuraray de 1,8 mm de diamètre et le même scintillateur (ELJEN), dans diverses conditions de mesures :
- en présence d'une source gamma de ^{137}Cs , afin d'évaluer l'influence gamma ;

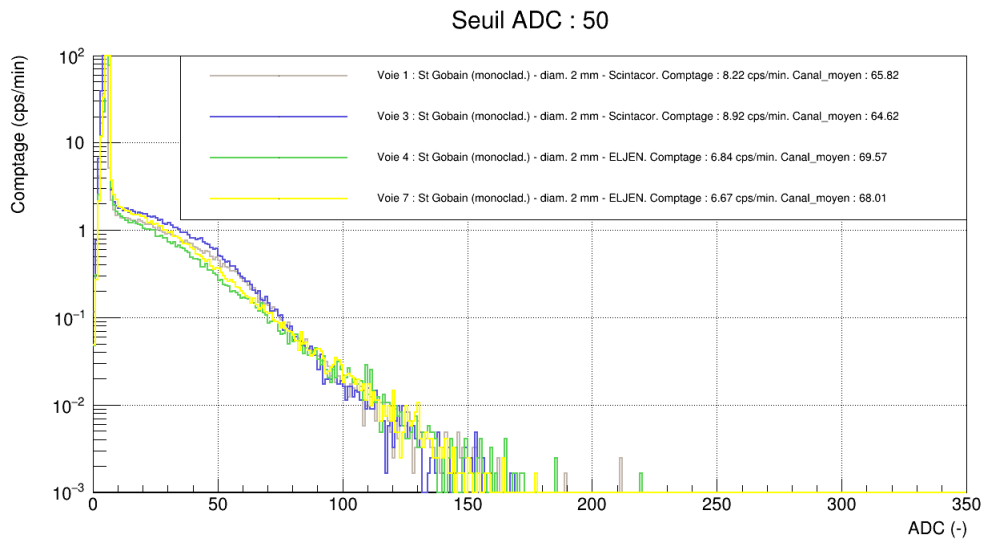


FIGURE 4.8 – Taux de comptage (à compter du canal 50) en fonction des canaux nommés “ADC”, pour différentes associations de fibres (Saint-Gobain et Kuraray) et scintillateurs (Eljen et Scintacor) un MPPC de marque “Hamamatsu”. Source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 36 mm de polyéthylène.

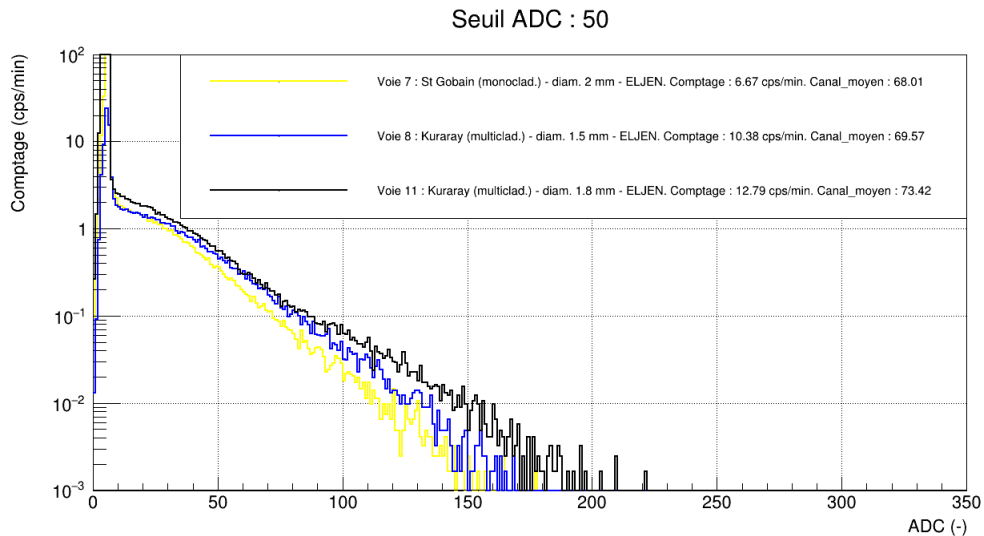


FIGURE 4.9 – Taux de comptage (à compter du canal 50) en fonction des canaux nommés “ADC”, pour différentes associations de fibres (Saint-Gobain et Kuraray) et scintillateurs (Eljen) sur un MPPC de marque “Hamamatsu”. Source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 36 mm de polyéthylène.

- une mesure “bruit de fond” ;
- en présence d’une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 24, 36, 48 puis 60 mm d’épaisseur de polyéthylène.

Il est remarqué qu’une coupure à compter d’un seuil ADC à 50 permet à la fois de s’affranchir de la majorité du bruit de fond et du rayonnement gamma. De plus, concernant les mesures en présence de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, le taux de comptage augmente avec l’épaisseur de modérateur, ce qui semble cohérent car les neutrons issus d’une telle source sont rapides

et présentent une énergie moyenne de 4,1 MeV. Cette augmentation du taux de comptage s'observe jusqu'à une épaisseur de 72 mm d'épaisseur de polyéthylène ; au-delà, l'épaisseur est trop importante et davantage de neutrons sont absorbés par le polyéthylène ou diffusés en dehors du détecteur, conduisant à une diminution progressive des neutrons détectés. Ce comportement a été reproduit par des simulations GEANT4 effectuées dans le cadre de ma thèse, et MCNP dans le cadre d'un projet ENSICAEN de troisième année[8].

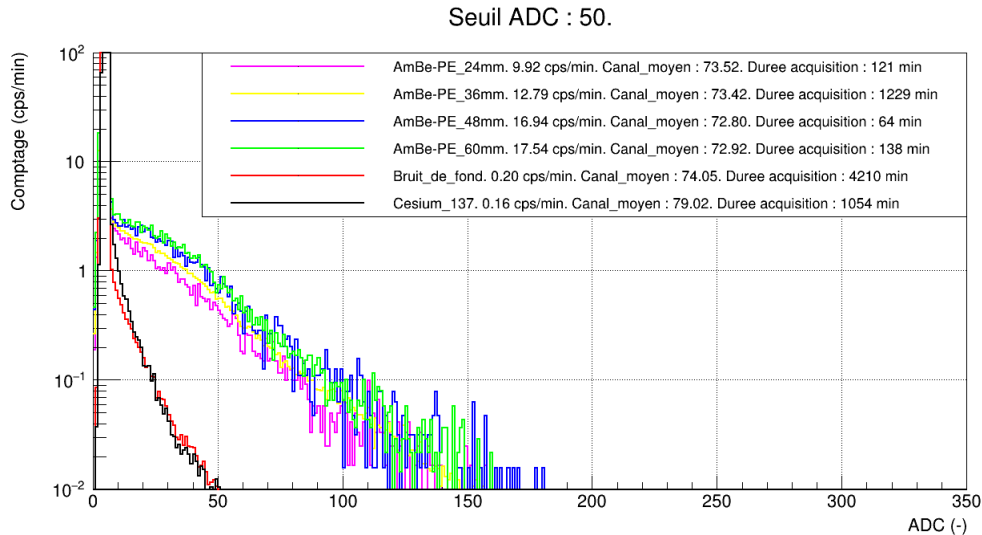


FIGURE 4.10 – Taux de comptage (à compter du canal 50) en fonction des canaux nommés “ADC”, pour l’association “fibre Kuraray de 1,8 mm de diamètre” et “scintillateur ELJEN”, pour diverses conditions (bruit de fond, source de ^{137}Cs puis différentes modérations de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$).

En guise de conclusion partielle, comme attendu, le pic à 4,8 MeV dû au signal des neutrons n’est pas visible à cause de la perte de lumière. Cependant, ceux-ci ressortent clairement des signaux bruit de fond et ^{137}Cs , dont la discrimination est possible en fixant un seuil suffisamment élevé aux alentours du canal 50 ici, dans le cas du MPPC Hamamatsu. À la suite de cette étude qui a permis de valider les scintillateurs individuels et le guide de lumière, ont été retenus :

- le scintillateur de marque Scintacor, de dimensions 10 mm x 20 mm x 320 μm ;
- la fibre multi-claddée de marque Kuraray de 1,8 mm de diamètre.

32 exemplaires de cette association ont été réalisés et intégrés dans un prototype DONEUT.

4.3 Test du prototype

Cette section, qui se révèle être l’aboutissement de l’étude, se compose de trois parties : tout d’abord, nous allons brièvement décrire le prototype DONEUT en lui-même. Ensuite, nous allons évoquer les tests effectués au Laboratoire de physique corpusculaire de Caen. Enfin, nous allons terminer l’étude par les tests effectués au Laboratoire de physique nucléaire de l’EAMEA de Cherbourg.

4.3.1 Description générale

Le prototype DONEUT, illustré à la figure 4.11, est constitué d’un cylindre noir en polyéthylène et d’un bâti en aluminium, normalement fermé pour être étanche à la lumière,

mais qui a été ouvert sur un côté afin d'y distinguer l'intérieur. De haut en bas : le cylindre noir en polyéthylène, contenant 32 scintillateurs répartis sur un seul étage à mi-hauteur du cylindre ; les 32 fibres scintillantes "shifteuses" en longueurs d'ondes reliées à ces scintillateurs et recouvertes d'une gaine thermorétractable noire étanche à la lumière ; l'embase carrée noire concentrant les 32 fibres vers la matrice de SiPM ; le module CAEN DT5202 avec la matrice de 64 SiPM sur lesquels les fibres scintillantes terminent leur course ; enfin, le câble ethernet blanc pour récolter les données d'acquisition via un PC, et le câble d'alimentation noir.

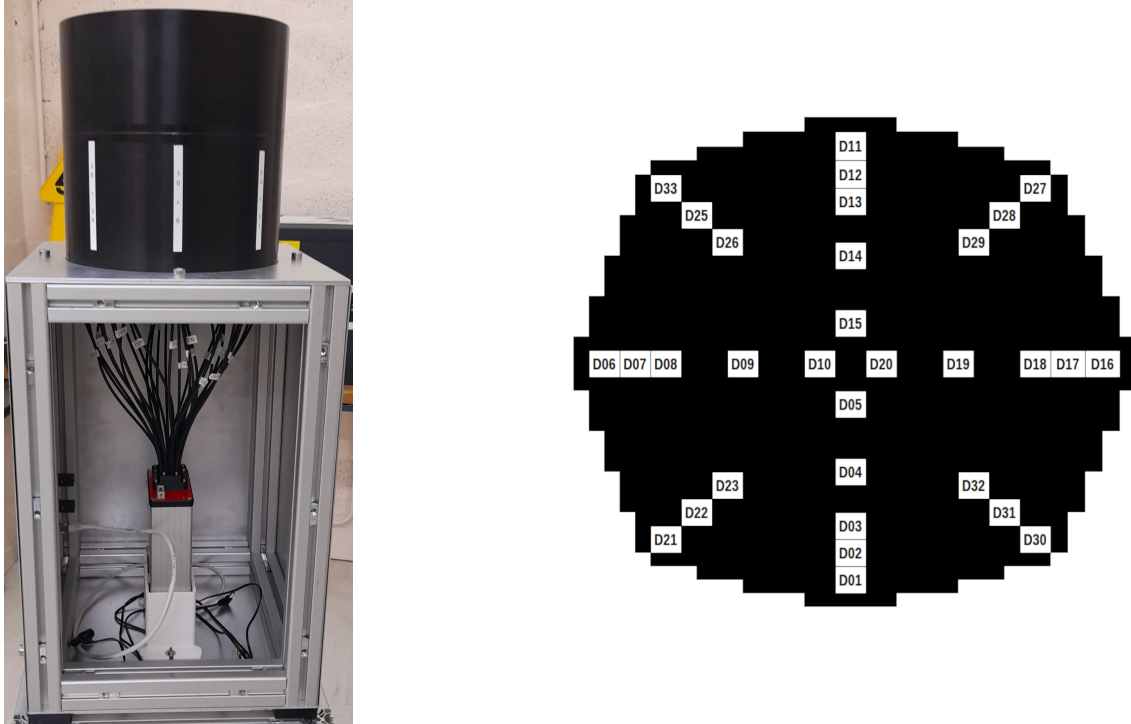


FIGURE 4.11 – À gauche, photographie du prototype DONEUT. À droite, vue schématique transversale des 32 scintillateurs dans le prototype DONEUT (les échelles ne sont pas respectées). Le scintillateur D24, défectueux, a été remplacé par le scintillateur D33.

Sur l'image de droite représentant une vue de dessus, il est possible de localiser les 32 détecteurs, identifiés en caractères alphanumériques : la première lettre "D" signifie "détecteur", et le chiffre qui suit correspond au numéro du détecteur, dans l'ordre chronologique de sa fabrication. Par convention la longitude 0° correspondra à l'axe D01-D11, et l'angle de rotation suivra la convention trigonométrique (anti-horaire).

4.3.2 Tests au LPC de Caen

Les premiers essais ont eu lieu au laboratoire de physique corpusculaire de Caen en septembre 2022, avec les sources suivantes :

- une source ponctuelle de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ de 360 MBq, ce qui correspond à un débit d'équivalent de dose ambient neutron $[\dot{H}^*(10)]$ d'environ $2 \mu\text{Sv/h}$ à 30 cm ;
- une source ponctuelle de ^{137}Cs de 3,54 MBq⁵, ce qui correspond à un débit d'équivalent de dose ambient gamma $[\dot{H}^*(10)]$ de $3,89 \mu\text{Sv/h}$ à 30 cm⁶.

5. Au 1^{er} novembre 2015, cette valeur était de 4,26 MBq. Avec une période de 30,1 ans pour le ^{137}Cs , cela donne environ 3,54 Mbq en 2023.

6. À 30 cm, 1 Bq de ^{137}Cs correspond à $1,1 \cdot 10^{-6} \mu\text{Sv/h}$ de débit de dose en profondeur[63].

Le module CAEN DT5202 a été utilisé, pour l'acquisition avec les réglages suivants :

- mode d'acquisition choisi : "spectroscopie" ;
- constante de temps du circuit réglée à sa valeur maximale⁷ : $\tau=87,5$ ns ;
- bas gain (LG) désactivé ;
- haut gain (HG) de valeur 15⁸ ;
- seuil de déclenchement en amplitude⁹ de 360 (sans unité).

La figure 4.12 présente le schéma de principe du dispositif réel, avec, à gauche, une source

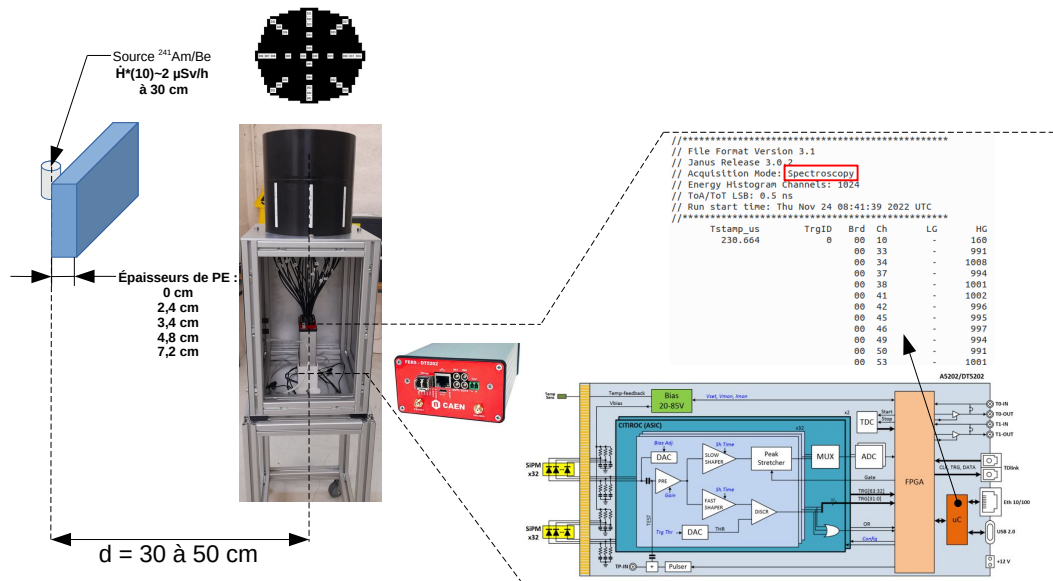


FIGURE 4.12 – Schéma de principe du dispositif réel, avec le module DT5202 de CAEN.

de ²⁴¹Am/Be située entre 30 et 50 cm de distance, et modérée par diverses épaisseurs de polyéthylène. À droite, quelques détails sur le module DT5202 de CAEN, où il est possible d'observer le schéma du circuit et le fichier de sortie. Ce dernier retourne pour un temps donné (en μ s depuis le début de l'acquisition), le numéro du déclenchement (TrgId), le numéro des voies (Ch) concernées par ce déclenchement, et enfin, pour chaque voie, la valeur ADC en bas gain (LG) et en haut gain (HG).

4.3.2.1 Mesures de bruit de fond

Des mesures de bruit de fond, sans présence de source, ont été effectuées afin de vérifier, d'une part, le bon fonctionnement de l'ensemble des détecteurs et, d'autre part, d'utiliser ces taux de comptages associés au bruit de fond afin de les retrancher aux mesures en présence de sources. Ces tests ont également permis de vérifier l'homogénéité de réponse des différents détecteurs, ce qui a permis d'en remplacer 3 dont les réponses étaient trop éloignées des autres. En effet, nous cherchons à utiliser les mêmes réglages et les mêmes sélections pour toutes les voies. Ceci a pour but de pouvoir appliquer le même seuil et le même traitement sur toutes les voies. La figure 4.13 présente la toute dernière mesure bruit de fond réalisée au LPC de Caen du 13 au 16 janvier 2023 (8925 minutes). L'enregistrement des canaux a été configuré pour supprimer les canaux entre 0 et 100. Il est remarqué que

7. Cette constante de temps est appelée "shaping time" dans la documentation CAEN. 7 valeurs sont disponibles, entre 12,5 et 87,5 ns par pas de 12,5 ns.

8. Cette valeur peut être réglée entre 0 et 63.

9. Ce paramètre est appelé "coarse threshold"

le détecteur D01 compte environ 12 coups par minute, contre en moyenne 8,3 coups par minute pour les 31 autres détecteurs.

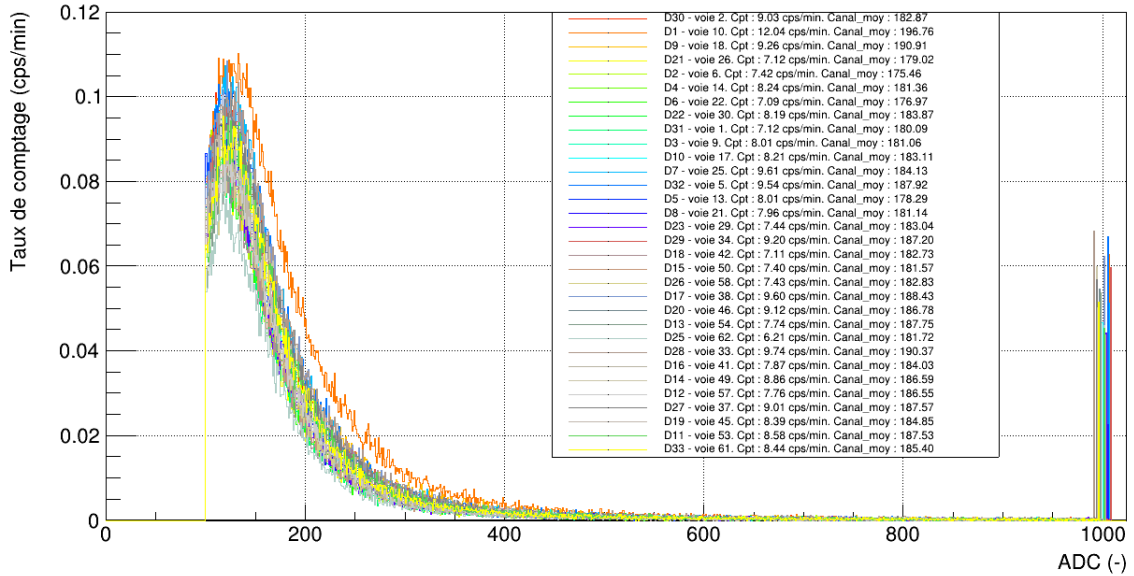


FIGURE 4.13 – Mesure de bruit de fond du 13 au 16 janvier 2023 au LPC de Caen effectuée au moyen du module CAEN DT5202. Histogramme représentant le taux de comptage en fonction des canaux (ADC) en énergie du module. Durée : 8925 minutes. Seuil ADC : 100.

Pour davantage de précisions, la figure 4.14 montre :

- en vert, les détecteurs dont le taux de comptage se situe dans la tolérance de $\pm 1 \sigma$;
- en jaune, les détecteurs dont le taux de comptage se situe entre $\pm 1 \sigma$ et $\pm 2 \sigma$;
- en rouge, les détecteurs dont le taux de comptage se situe au-delà de $\pm 2 \sigma$.

Il est remarqué que seul le détecteur D01 apparaît en rouge à plus de 2σ du taux de comptage moyen.

Après avoir à maintes reprises réenfilé et changé le détecteur D01, cet écart significatif persiste. L'hypothèse la plus probable viendrait de la voie associée du SiPM en lui-même, qui présenterait un gain plus important. Quoi qu'il en soit, cet écart ne se révèle pas rédhibitoire pour les acquisitions à venir. Nous avons donc choisi de continuer ainsi car un changement de voie sur la matrice de SiPM nous aurait obligé à démonter le dispositif et à faire refaire la pièce collimatrice amenant les fibres en face des SiPM. Ce point pourra être amélioré par la suite si nécessaire.

Pour la suite, le seuil de coupure sera augmenté de 100 à 225 canaux pour les 32 voies, ce qui fait passer le bruit de fond de 8,3 à 1,4 coups par minute sur chaque voie. Maintenant que l'acquisition du bruit de fond a été effectuée, et que l'uniformité de réponse des différentes voies a été vérifiée, des acquisitions en présence de sources de neutrons et de gamma seront réalisées.

4.3.2.2 Mesures et déconvolution en présence d'une source de Am/Be non modéré

Pour l'ensemble des tests, la matrice de déconvolution utilisée est la matrice de réponse isotrope qui a été retenue à l'issue des résultats de l'étude menée au chapitre 3, avec, pour mémoire, un seuil de coupure retenu de 1 MeV. Dans cette section, la source non modérée de $^{241}\text{Am/Be}$ de 360 MBq d'activité est placée à 30 cm du centre du détecteur, alignée

à l'histogramme de droite où la moyenne du bruit de fond a été soustraite. Il est remarqué que les déconvolution ne convergent pas, avec un χ^2 compris entre 40 et 81. Contrairement à GRAVEL qui conduit à un spectre trop piqué autour de 1 MeV, le spectre restitué avec MAXED semble un peu mieux correspondre au spectre attendu. Dans tous les cas, par rapport au spectre théorique supposé non modéré, il est observé l'existence d'une composante modérée. Cette composante thermique peut correspondre aux neutrons diffusés par la pièce qui ne sont pas pris en compte dans le spectre non modéré de référence. Ceci ne pourra être confirmé que lorsque la convergence des algorithmes sera atteinte.

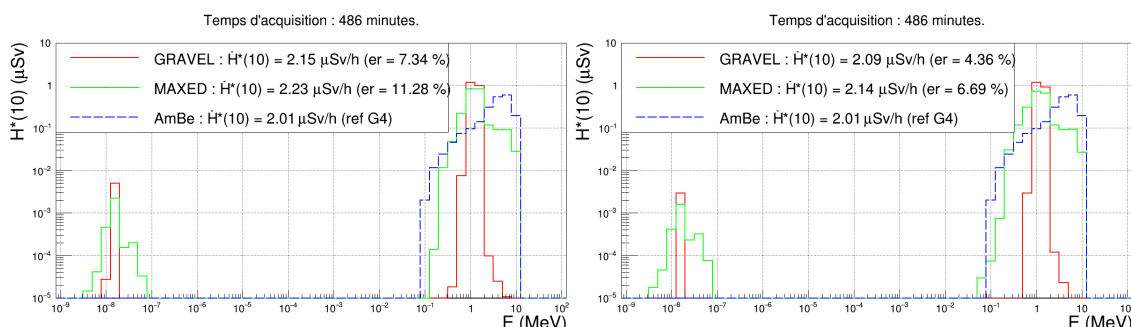


FIGURE 4.15 – Résultats de déconvolution (μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Matrice de réponse utilisée : isotrope. Seuil de coupure : canal 225. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, ponctuelle selon $(-1 \ 0 \ 0)$, placée à 30 cm, avec un $\dot{H}^*(10)$ estimé à $2 \ \mu\text{Sv}/\text{h}$. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène. Soustraction du bruit de fond appliquée : à gauche : aucune, à droite : oui. Incertitudes de type B appliquées : 0%.

Après ces premières déconvolutions infructueuses, il va s'agir de déterminer et d'intégrer les incertitudes de type B.

Avec prise en compte des incertitudes de type B

La première étape consiste à déterminer les incertitudes de type B associées à chaque groupe de détecteurs. Pour mémoire, il y a 5 groupes de détecteurs en fonction de leur profondeur dans le polyéthylène :

- 2 groupes de 4 détecteurs, situés à 3,5 et 7 cm du centre du prototype ;
- 3 groupes de 8 détecteurs, situés à 8,5, 10 et 11,5 cm du centre.

Prenons pour hypothèse que l'incertitude est identique pour chaque détecteur et notons-la u_b . Pour un groupe de 4 détecteurs, l'incertitude, notée U_{b4} , s'exprime ainsi :

$$U_{b4} = \sqrt{4(u_b)^2} = 2u_b$$

Concernant le rapport des incertitudes de type B entre un groupe de 8 et un groupe de 4 détecteurs, nous obtenons donc :

$$U_{b8} = \sqrt{2} U_{b4}$$

Le temps ne nous a pas permis de réaliser une étude de reproductibilité permettant de mesurer cette incertitude (celle-ci sera donc réalisée ultérieurement). Pour estimer cette incertitude, un certain nombre de déconvolutions ont donc été menées, en augmentant progressivement l'incertitude de type B individuelle, par pas de 0,5%. Les résultats de déconvolution ont clairement convergé, pour tous types de configurations de la source,

modéré, comme non modérée, pour une incertitude de type B de 1,5% pour chaque détecteur. Ce qui donne :

- pour un groupe de 4 détecteurs : $U_{b4}=3\%$;
- pour un groupe de 8 détecteurs : $U_{b8}=4,2\%$.

Les incertitudes de type B seront donc fixées à cette valeur pour la suite de l'étude. Il en ressort les résultats de la figure 4.16, avec, sur l'histogramme de gauche, l'absence de soustraction du bruit de fond et, sur l'histogramme de droite, la soustraction de la valeur moyenne du bruit de fond. Les déconvolutions ont toutes convergé, avec une valeur de χ^2 inférieure à 2. Le spectre, globalement bien restitué pour la partie rapide, montre des parties épithermique et thermique, probablement dues à la diffusion des neutrons par les murs à proximité, dont le plus proche est situé à environ un mètre du prototype. La calibration en débit de dose à $2 \mu\text{Sv/h}$ a été effectuée en se basant sur la figure de droite. Il est remarqué sur la figure de gauche une légère surévaluation du débit de dose, de l'ordre de 2%, cohérent avec le fait que le bruit de fond n'a pas été soustrait et donc occasionne davantage de comptage sur les détecteurs. Il peut être noté que même avec ce faible débit de dose qui correspond aux valeurs basses du cahier des charges, l'influence du bruit de fond est faible. Elle l'est d'autant plus que le débit d'équivalent de dose ambiant augmente.

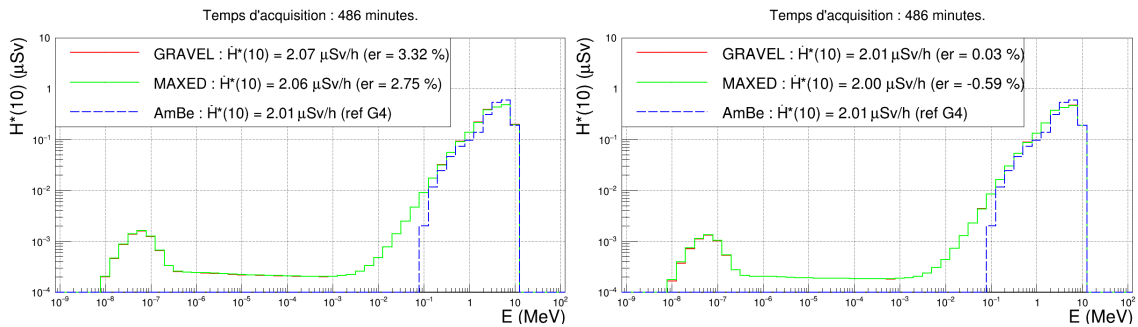


FIGURE 4.16 – Résultats de déconvolution (μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Matrice de réponse utilisée : isotrope. Seuil de coupure : canal 225. Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré, ponctuelle selon $(-1 \ 0 \ 0)$, placée à 30 cm, avec un $\dot{H}^*(10)$ estimé à $2 \mu\text{Sv/h}$. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène. Soustraction du bruit de fond appliquée : à gauche : aucune, à droite : oui. Incertitudes de type B appliquées : 4,2% pour les profondeurs externes (11,5, 10 et 8,5 cm), 3% pour les 2 profondeurs internes (7 et 3,5 cm).

Maintenant que les incertitudes utilisées pour les algorithmes de déconvolution ont été fixées, que la calibration en énergie a été réalisée, la réponse du détecteur pour des durées de mesure réduites va être étudiée. Il va s'agir de réduire la durée d'acquisition, afin de déterminer l'impact de la baisse de la statistique sur l'erreur relative.

Déconvolution d'échantillons avec une statistique plus basse

La réduction de la durée d'acquisition a été effectuée en prenant l'acquisition initiale de 486 minutes, et en prélevant divers échantillons de 120, 60, 30, 20, 10, 5, 2 et 1 minutes. Dans ce paragraphe ne seront présentés que deux échantillons. Sur la figure 4.17, l'histogramme de gauche montre un échantillon de 10 minutes et celui de droite un échantillon de 1 minute. Pour les deux échantillons, l'aspect des spectres est similaire. Concernant le débit d'équivalent de dose ambiant obtenu après déconvolution, il reste encore dans les tolérances pour un échantillon de 1 minute, avec une différence de l'ordre de 7% par rapport au débit d'équivalent de dose de référence. Cette dernière constatation est valable pour une source non modérée qui voit l'axe x des détecteurs. Le cas modéré sera traité ultérieurement.

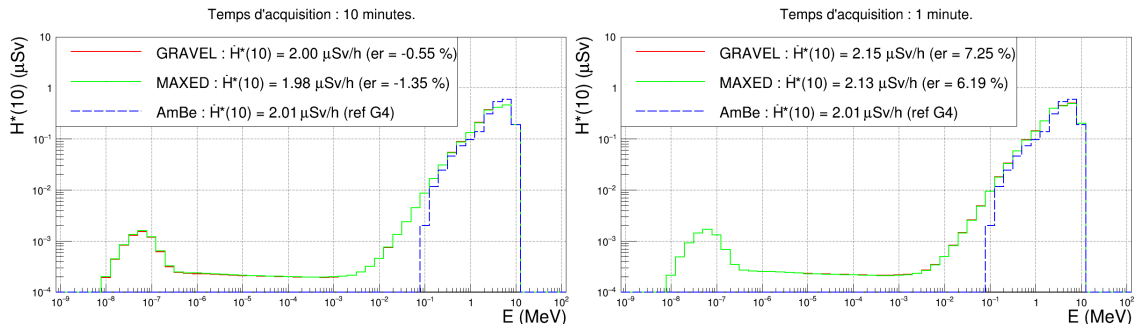


FIGURE 4.17 – Résultats de déconvolution ($\mu\text{Sv/h}$) en fonction de l'énergie (MeV), pour deux échantillons : à gauche, de 10 minutes et à droite, d'une minute. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré, ponctuelle selon $(-1\ 0\ 0)$, placée à 30 cm, avec un $\dot{H}^*(10)$ estimé à $2 \mu\text{Sv/h}$. Soustraction du bruit de fond appliquée : oui. Incertitudes de type B appliquées : 4,2% pour les profondeurs externes (11,5, 10 et 8,5 cm), 3% pour les 2 profondeurs internes (7 et 3,5 cm).

Il a donc été montré que pour de faibles débits d'équivalents de dose ambiants, de l'ordre de $2 \mu\text{Sv/h}$, le prototype donne de bons résultats avec des durées inférieures à 10 minutes exigées par le cahier des charges. Le paragraphe suivant va maintenant s'attacher à l'étude de la réponse du détecteur pour différentes positions de la source et pour diverses durées d'acquisition, dans le but de vérifier l'uniformité de la réponse du prototype.

Étude de la réponse du détecteur en fonction de l'angle d'incidence des neutrons

Il est possible d'observer à la figure 4.18 un diagramme représentant le débit de dose calculé par MAXED et GRAVEL, pour des acquisitions de 120 minutes, pour 4 positions angulaires : 0° , 45° , 90° , 180° . Concernant la position angulaire à 45° , celle-ci a été effectuée à une distance plus importante que les autres : 50 cm au lieu de 30 cm, ce qui explique le débit de dose plus faible. Le débit de dose de $0,75 \mu\text{Sv/h}$ correspond à une évolution en $\frac{1}{d^2}$ par rapport à 30 cm. Il en ressort, pour ces 4 positions angulaires, une bonne restitution des débits de dose, avec une erreur maximale de 6% pour la source à 50 cm et 3% pour la source à 30 cm. Ainsi, même pour une source orientée à 45° (soit en face d'une direction avec 3 détecteurs), ce qui correspond à un alignement selon 6 détecteurs au lieu de 10, les résultats sont encore probants.

L'étude de l'influence d'une baisse de la statistique pour ces 4 positions angulaires va maintenant être présentée.

Récapitulatif des débits de dose en fonction de la durée de la mesure

Il est possible d'observer 4 diagrammes à la figure 4.19 pour des acquisitions allant de 120 minutes à 1 minute :

- le premier diagramme reprend l'étude du paragraphe précédent, avec une longitude de 0° selon l'axe D01-D11. Comme précisé au paragraphe précédent, la durée totale d'acquisition était de 486 minutes ;
- le deuxième diagramme expose les résultats de déconvolution, toujours pour une source non modérée placée à 50 cm, mais selon une longitude de 45° selon l'axe D30-D33. La durée totale d'acquisition était de 3975 minutes ;
- le troisième diagramme expose les résultats de déconvolution, toujours pour une source non modérée placée à 30 cm, mais selon une longitude de 90° selon l'axe D16-D06. La durée totale d'acquisition était de 1270 minutes ;

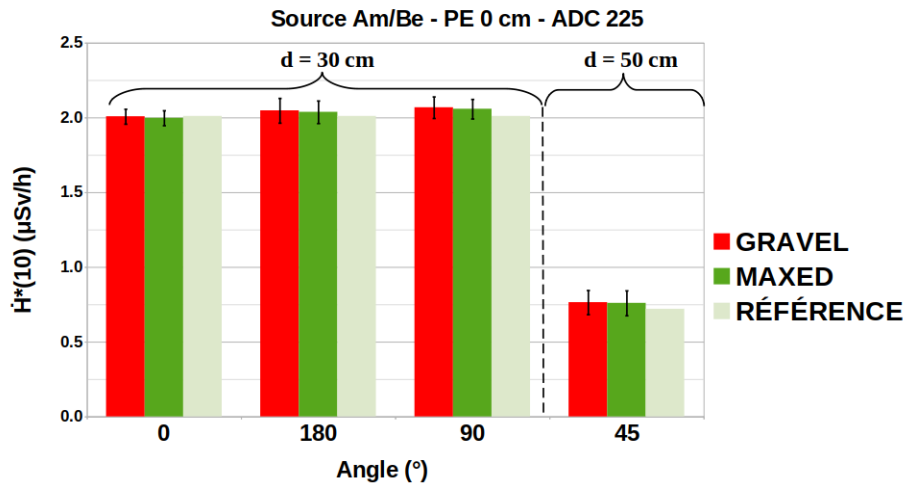


FIGURE 4.18 – Récapitulatif des équivalents de dose ambient [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de l'angle de mesure. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Durée d'acquisition : 120 minutes.

Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré, ponctuelle selon divers angles en longitude, avec un $\dot{H}^*(10)$ estimé à $2 \mu\text{Sv/h}$ pour une distance de 30 cm et $0,75 \mu\text{Sv/h}$ pour une distance de 50 cm. Soustraction du bruit de fond appliquée.

- le quatrième diagramme expose les résultats de déconvolution, toujours pour une source non modérée placée à 30 cm, mais selon une longitude de 180° selon l'axe D11-D01. La durée totale d'acquisition était de 1038 minutes.

Concernant les barres d'incertitudes sur les débits de dose obtenus pour MAXED et GRAVEL, elles ont été obtenues en tirant, pour chaque durée et quand cela était possible, jusqu'à 10 échantillons successifs¹⁰. Pour chaque groupe d'échantillons, une moyenne et un écart-type en débit d'équivalent de dose ambient ($\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$) ont été calculés après avoir déconvolué un par un les échantillons. Les barres d'incertitude correspondent à 2 fois l'écart-type, ce qui sera le cas pour tous les diagrammes de ce genre qui seront présentés dans ce chapitre.

Pour ces longitudes entre 0° et 180° , la moyenne calculée des débits de dose reste stable :

- pour une distance de 30 cm (0° , 90° et 180°), autour de $2 \mu\text{Sv/h}$, avec un écart maximal de 6% ;

- pour une distance de 50 cm (45°), autour de $0,75 \mu\text{Sv/h}$ avec un écart maximal de 8 %. Ainsi, à ce stade de l'étude, l'ensemble de ces résultats satisfont au cahier des charges. Il va s'agir maintenant d'étudier l'impact de la modulation de la source de $^{241}\text{Am/Be}$ sur les débits de dose obtenus par déconvolution.

4.3.2.3 Am/Be modéré

Dans cette section sera abordée une étude sur la source de $^{241}\text{Am/Be}$, modérée par 4,8 puis 7,2 cm de polyéthylène et située à 30 cm du prototype. Une acquisition a également été effectuée avec 2,4 cm de polyéthylène, mais à 50 cm du prototype. Elle ne sera pas présentée ici.

10. En effet, sur une durée de 486 minutes, il n'est possible de tirer que 4 échantillons de 120 minutes et 8 échantillons de 60 minutes qui ne se recoupent pas.

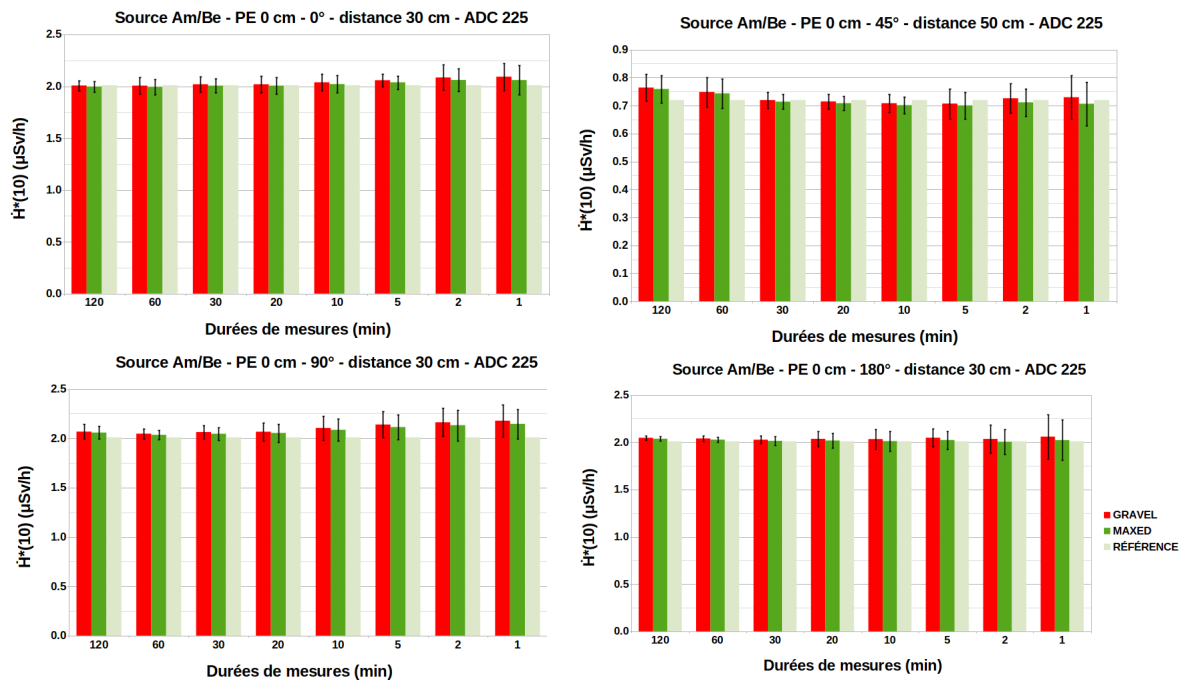


FIGURE 4.19 – Récapitulatif des équivalents de dose ambiant [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de la durée des mesures. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré, ponctuelle selon divers angles en longitude, placée à 30 (50 cm pour l'angle de 45°), avec un $\dot{H}^*(10)$ estimé à $2 \mu\text{Sv/h}$ pour une distance de 30 cm et $0,7 \mu\text{Sv/h}$ pour une distance de 50 cm. Soustraction du bruit de fond appliquée.

Modération par 4,8 cm de polyéthylène

La modération de la source de $^{241}\text{Am/Be}$ par 4,8 cm de polyéthylène conduit à une diminution du débit d'équivalent de dose ambiant de référence estimé de 2,01 à 1,35 $\mu\text{Sv/h}$ (référence obtenue par simulations GEANT4) avec l'apparition de composantes épithermiques et thermiques. La figure 4.20 présente les spectres déconvolués avec, sur l'histogramme de gauche, l'absence de soustraction du bruit de fond et, sur l'histogramme de droite, la soustraction de la valeur moyenne du bruit de fond. Les déconvolutions ont toutes convergé, avec une valeur de χ^2 inférieure à 2. Il est observé que la soustraction du bruit de fond permet encore de limiter la surévaluation du débit de dose, la faisant passer de 11 à 6%. Le spectre, globalement bien restitué, montre une surévaluation pour les parties épithermique et thermique par rapport au spectre théorique obtenu par simulations GEANT4 sans prendre en compte l'environnement. Cette surévaluation est donc peut-être due à la diffusion des neutrons par les murs de la salle.

La figure 4.21 présente les débits de dose calculés pour des acquisitions allant de 120 minutes à 1 minute :

- le premier diagramme expose les résultats de déconvolution selon un angle de 45° selon l'axe D21-D27 ;
- le second diagramme expose les résultats de déconvolution évoqués précédemment, selon un angle de 180° selon l'axe D11-D01.

Pour ces 2 angles :

- entre 120 minutes et 10 minutes, la valeur des débits de dose après déconvolution reste relativement stable, avec une différence maximale de 8% par rapport à la référence de 1,35 $\mu\text{Sv/h}$;
- de 5 minutes à 1 minute, la valeur des débits de dose après déconvolution augmente,

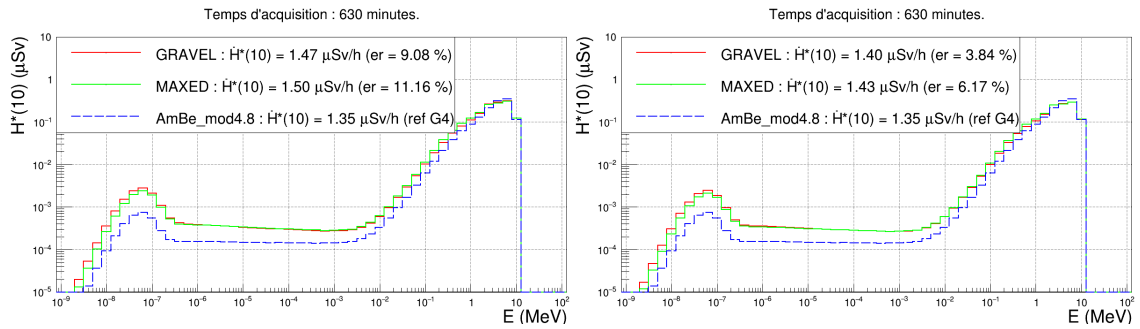


FIGURE 4.20 – Résultats de déconvolution ($\mu\text{Sv/h}$) en fonction de l'énergie (MeV). Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 4,8 cm de PE, ponctuelle selon (1 0 0), placée à 30 cm, avec un $\dot{H}^*(10)$ estimé à $1,35 \mu\text{Sv/h}$. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène. Soustraction du bruit de fond appliquée : à gauche : aucune, à droite : oui.

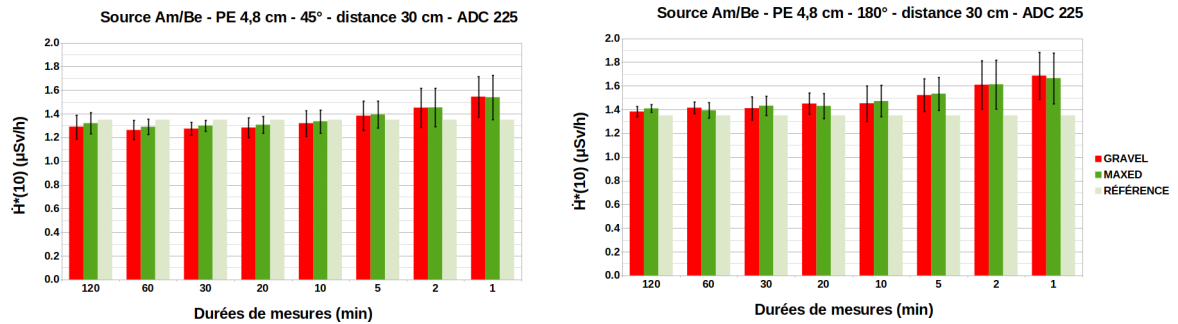


FIGURE 4.21 – Récapitulatif des débits d'équivalents de dose ambiants [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de la durée des mesures, pour 2 positions angulaires différentes en longitude : 45° et 180° . Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 4,8 cm de polyéthylène, ponctuelle, avec un $\dot{H}^*(10)$ estimé à $1,35 \mu\text{Sv/h}$. Soustraction du bruit de fond appliquée.

avec une différence maximale de 24% pour des acquisitions de 1 minute par rapport à la référence de $1,35 \mu\text{Sv/h}$. Cette augmentation s'explique par une partie rapide un peu plus prononcée après diminution de la statistique.

Ainsi, pour des débits de dose correspondant aux limites basses du cahier des charges ($\sim 1 \mu\text{Sv/h}$), il sera nécessaire de faire des acquisitions de l'ordre de 10 minutes.

Modération par 7,2 cm de polyéthylène

Concernant la modération de la source de $^{241}\text{Am/Be}$ par 7,2 cm de polyéthylène qui conduit à une diminution du débit d'équivalent de dose ambiant estimé de 2,01 à $1,01 \mu\text{Sv/h}$ (référence obtenue par simulations GEANT4), il en ressort les résultats présentés sur la figure 4.22, pour une acquisition de 1365 minutes et un angle de 180° . Les déconvolutions ont toutes convergé, avec une valeur de χ^2 inférieure à 2. Il est observé que la soustraction du bruit de fond fait passer d'une surévaluation de 3% à une sous-évaluation du débit de dose de 5%, ce qui reste acceptable. Ici, avec la modération élevée, la statistique est baissée, ce qui occasionne une incertitude de mesure plus importante. Le spectre, globalement bien restitué, montre encore une fois une surévaluation pour les parties épithermique et thermique par rapport au spectre théorique, probablement due à la diffusion des neutrons par les murs de la salle.

La figure 4.23 présente les débits de dose calculés pour des acquisitions allant de 120

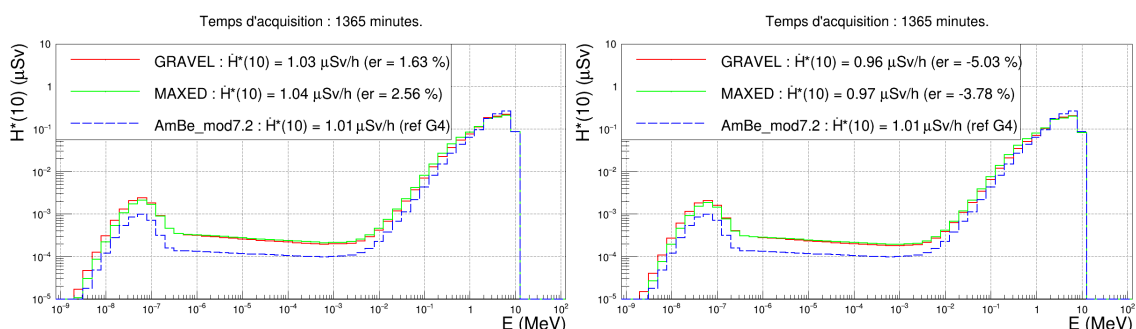


FIGURE 4.22 – Résultats de déconvolution ($\mu\text{Sv/h}$) en fonction de l'énergie (MeV). Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 7,2 cm de PE, ponctuelle selon (1 0 0), placée à 30 cm, avec un $\dot{H}^*(10)$ estimé à 1,01 $\mu\text{Sv/h}$. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène. Soustraction du bruit de fond appliquée : à gauche : aucune, à droite : oui.

minutes à 1 minute :

- le premier diagramme expose les résultats de déconvolution selon un angle de 90° selon l'axe D16-D06 ;
- le second diagramme expose les résultats de déconvolution évoqués précédemment, selon un angle de 180° selon l'axe D11-D01.

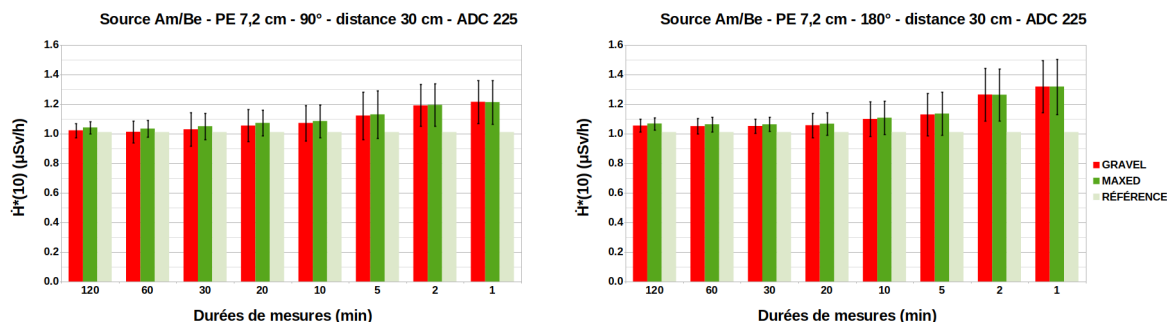


FIGURE 4.23 – Récapitulatif des débits d'équivalents de dose ambiants [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de la durée des mesures, pour 2 positions angulaires différentes en longitude : 90° et 180° .

Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 7,2 cm de polyéthylène, ponctuelle, avec un $\dot{H}^*(10)$ estimé à 1,01 $\mu\text{Sv/h}$. Soustraction du bruit de fond appliquée.

Pour ces 2 angles :

- entre 120 minutes et 10 minutes, la valeur des débits de dose après déconvolution reste relativement stable, avec une différence maximale de 9% par rapport à la référence de 1,01 $\mu\text{Sv/h}$;
- de 5 minutes à 1 minute, la valeur des débits de dose après déconvolution augmente de manière franche, avec une différence maximale de 30% par rapport à la référence de 1,01 $\mu\text{Sv/h}$.

Il est donc possible d'en conclure encore une fois que la limite basse d'acquisition se situe autour de 1 $\mu\text{Sv/h}$ sur 10 minutes.

4.3.2.4 Étude en présence d'une source de ^{137}Cs

L'impact de la présence d'une source de photons sur la déconvolution et le calcul du débit de dose va maintenant être étudié de façon à s'assurer de la capacité de DONEUT à s'affranchir du bruit de fond gamma. La source de ^{137}Cs a été choisie car elle émet des photons de 662 keV, et constitue la référence pour les études de réponse au sein de la filière électrogène (CNPE), conformément à la norme ISO 61005. En effet, elle représente une moyenne de l'énergie des spectres gamma issus des produits d'activation qui y sont présents ¹¹.

Analyse préliminaire de la réponse due au ^{137}Cs

L'objectif de ce paragraphe va consister en une première analyse du signal dû au ^{137}Cs seul. La figure 4.24 illustre le signal mesuré par les 32 voies différentes pour une source de ^{137}Cs d'environ 3,6 MBq placée à 40 cm, ce qui correspond à un débit d'équivalent de dose ambiant de 2,3 $\mu\text{Sv/h}$. Sur cet histogramme, le bruit de fond a été soustrait, afin de ne mettre en évidence que la contribution du ^{137}Cs , dont le taux de comptage, pour un seuil au canal 225, varie de 1,38 cps/min à 5,48 cps/min, ce maximum étant atteint par le détecteur D01 dont la réponse se détache nettement de la moyenne. Pour ce seuil au canal 225, le taux de comptage moyen, de $\sim 2,6$ cps/min dû au ^{137}Cs , représente environ 2 fois le bruit de fond.

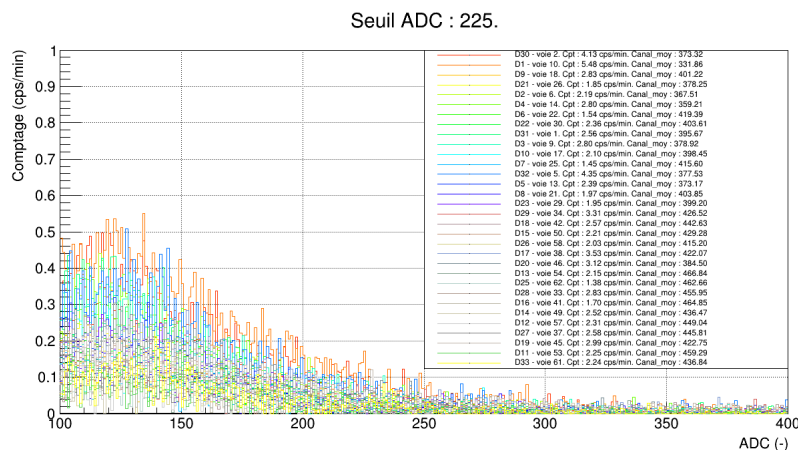


FIGURE 4.24 – Acquisition ^{137}Cs réalisée au LPC de Caen après soustraction du bruit de fond, avec la source située à 40 cm du prototype, selon l'axe D30-D32 (longitude 45°).

Le signal mesuré essentiellement sous le canal 200 se révèle d'amplitude beaucoup plus faible que le signal précédemment mesuré et induit par les neutrons. Il est donc possible d'en déduire que le seuil de coupure devra être placé à une valeur de canal minimale de 200. Ce seuil devrait permettre une bonne discrimination entre les gamma et les neutrons, et permettre d'avoir une faible sensibilité aux gamma.

Résultats de déconvolution en présence d'une source de ^{137}Cs

L'objectif de ce paragraphe est d'étudier l'impact sur une déconvolution d'une source de $^{241}\text{Am/Be}$ induit par la présence d'une source de ^{137}Cs , toutes deux placées de façon à avoir des débits de doses du même ordre de grandeur, de 2 à 3 $\mu\text{Sv/h}$. Sur la figure 4.25 ont été représentés, pour 4 seuils différents, allant de 200 à 275 par pas de 25, les résultats

11. Notamment, en CNPE, l'activation du ^{59}Co en ^{60}Co produit des gamma de 1,17 MeV et 1,33 MeV qui sont ensuite diffusés.

de déconvolution suivants :

- le spectre en rouge correspond au spectre déconvolué avec MAXED d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée, présentant un $H^*(10)$ de l'ordre de $3,5 \mu\text{Sv/h}$, et une source de ^{137}Cs présentant un $H^*(10)$ de l'ordre de 2 à $3 \mu\text{Sv/h}$, toutes deux à 40 cm du prototype. Le temps d'acquisition est de 720 minutes ;
- le spectre en vert correspond au spectre déconvolué avec MAXED de la source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée seule située à 40 cm . Le temps d'acquisition est de 420 minutes. Il s'agit de la référence sur laquelle l'étude sera basée ;
- le spectre en traits bleus pointillés correspond au spectre d'une source ponctuelle de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée seule située à 40 cm , obtenue par simulation GEANT4. Ce spectre servira de référence pour discuter de la forme des spectres.

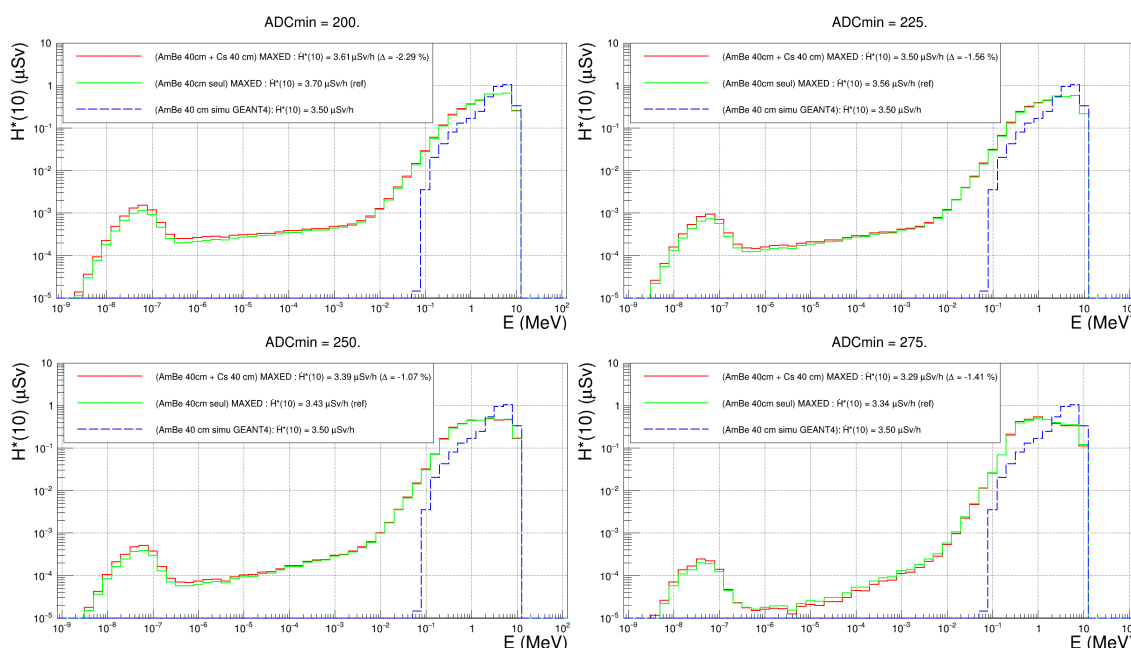


FIGURE 4.25 – Résultats de déconvolution d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée, avec ou sans présence d'une source de ^{137}Cs pour 4 seuils donnés : 200, 225, 250 et 275. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Sources réelles placées à 40 cm . Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

Les spectres se révèlent quasiment identiques, avec ou sans la présence de ^{137}Cs . Cependant, concernant l'aspect des spectres, il est constaté un décalage vers la gauche du pic de la partie rapide avec l'augmentation du seuil de coupure. Le spectre semble donc de moins en moins ressembler à un spectre de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$. De plus, il est constaté une baisse du pic de la partie thermique avec l'augmentation du seuil ADC.

De plus, en comparant les seuils aux canaux 225 ou 250 à la figure 4.17, il est également possible de s'apercevoir d'un décalage des parties rapides vers la gauche. Une explication possible serait la suivante : dans le cadre des tests réalisés en présence d'une source de ^{137}Cs , le prototype DONEUT était situé à une trentaine de centimètres d'un des murs de la salle du laboratoire, il se pourrait donc qu'il y ait un effet des neutrons diffusés par le mur sur la forme du spectre. Étant donné que nous ne disposons pas de référence absolue, il semble difficile de statuer définitivement, mais des seuils à 225 ou 250 semblent convenir.

En guise de conclusion partielle, ces premiers résultats au LPC de Caen se révèlent encourageants, et il semblerait que les spécifications du cahier des charges soient respectées,

avec la possibilité de mesures de l'ordre de $1 \mu\text{Sv/h}$ sur 10 minutes, avec une précision de l'ordre de 10%. De plus, Il est observé une bonne reconstruction pour des spectres en énergie plus ou moins modérés, et une homogénéité de la réponse en fonction de l'angle. Il semblerait qu'il faille s'orienter vers un seuil ADC aux alentours de 225-250, afin d'obtenir un compromis entre la suppression du bruit de fond gamma et l'obtention d'un signal de qualité. Cette solution basique utilisant un seuil pourra par la suite être améliorée par des méthodes d'analyse de la forme des spectres, voire du machine learning. Il va maintenant être nécessaire, pour confirmer ces résultats, d'effectuer des acquisitions au Laboratoire de physique nucléaire de l'EAMEA, avec des sources présentant une activité plus importante, ce qui permettra une meilleure calibration et la réalisation de tests plus complets.

4.3.3 Tests au LPN de l'EAMEA

Les essais se sont ensuite poursuivis entre mars et juillet 2023 au Laboratoire de Physique Nucléaire (LPN) de l'École des applications militaires de l'énergie atomique à Cherbourg. Les conditions de déconvolution sont identiques à celles utilisées au LPC de Caen :

- le bruit de fond utilisé dans la soustraction de bruit de fond sera celle utilisée au LPC. La justification sera trouvée ultérieurement, à la section 4.3.3.1 ;

- la matrice de réponse utilisée est obtenue au moyen de simulations GEANT4, pour une exposition isotrope de 56 sources monoénergétiques de neutrons, de 10^{-9} à 10^2 MeV ;

- le spectre d'initialisation sera un spectre de $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène. Les sources utilisées au LPN présentent des activités 30 à 100 fois plus importantes que précédemment :

- une source ponctuelle de $^{241}\text{Am/Be}$ de 37 GBq, soit un débit d'équivalent de dose ambiant de l'ordre de $200 \mu\text{Sv/h}$ à 30 cm ;

- une source ponctuelle de ^{137}Cs de 287 MBq¹², soit un débit de dose de l'ordre de $316 \mu\text{Sv/h}$ à 30 cm.

Les acquisitions ont eu lieu dans deux salles différentes, dont les dispositifs expérimentaux sont illustrés par la figure 4.26 :

- une grande salle dans laquelle la calibration du dispositif, et sa validation à différents débits de doses, ont pu être effectuées ;

- une salle de taille plus réduite, dans laquelle se situe la source de césium, afin de déterminer la sensibilité du spectromètre à un rayonnement gamma plus important qu'au LPC de Caen.

Comme évoqué précédemment, les déconvolutions effectuées au LPN de l'EAMEA seront réalisées avec une matrice de réponse isotrope, et le spectre d'initialisation sera un spectre de $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

4.3.3.1 Étude du bruit de fond

Au préalable, avant d'aborder l'étude en elle-même, une acquisition du bruit de fond a été réalisée. La figure 4.27 illustre une comparaison entre le bruit de fond qui a été mesuré au LPC, histogramme de gauche, et le bruit de fond mesuré à l'EAMEA de Cherbourg, histogramme de droite. Une échelle linéaire en ordonnée a été appliquée, au lieu d'une échelle logarithmique, afin de pouvoir mieux comparer ces signaux. En comparaison du bruit de fond observé au LPC de Caen, il est globalement observé un bruit de fond deux à trois fois plus important. Le détecteur D01 présente toujours un comptage supérieur à la moyenne de plus de deux fois l'écart-type. Le bruit de fond plus important à l'EAMEA

12. Au 1^{er} juin 2012, cette valeur était de 370 MBq. Avec une période de 30,1 ans pour le ^{137}Cs , cela donne environ 290 MBq en 2023.

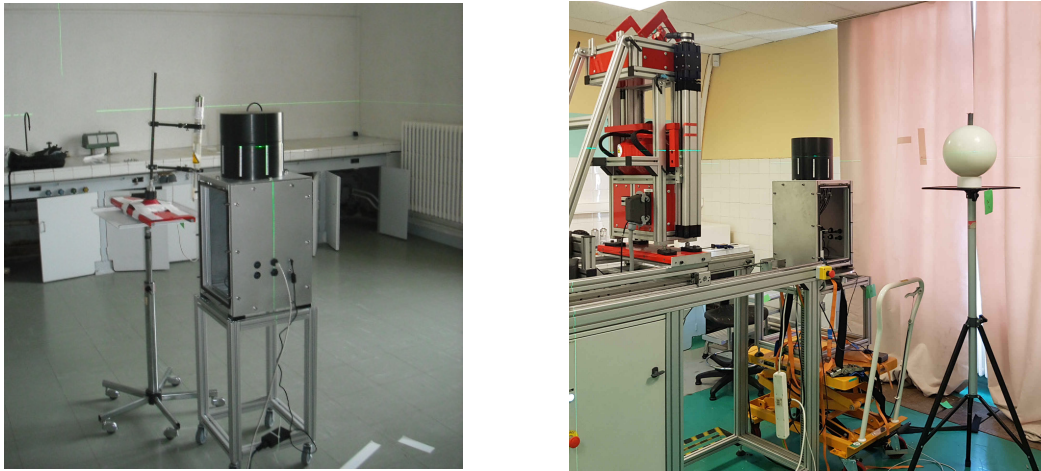


FIGURE 4.26 – À gauche, photographie illustrant le dispositif DONEUT en présence d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée située à 50 cm du centre du spectromètre. À droite, photographie illustrant le dispositif DONEUT en présence d'une source de ^{137}Cs située à 100 cm du centre du spectromètre, à gauche en rouge, et d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par une sphère de polyéthylène de 11 cm de rayon et située à 100 cm du centre du spectromètre, à droite en blanc.

pourrait s'expliquer par l'environnement plus granitique du lieu, la filiation de l'uranium naturel engendrant des rayons X- γ entre 13 et 186 keV.

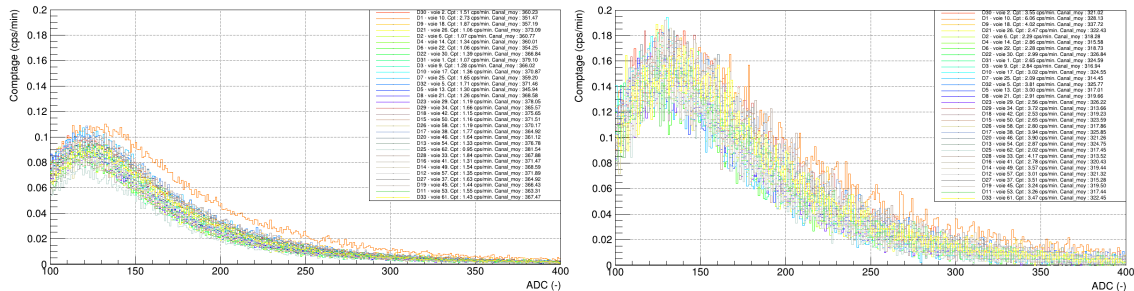


FIGURE 4.27 – Acquisitions en bruits de fond réalisées : à gauche, au LPC de Caen, sur 8925 minutes, et, à droite, à l'EAMEA de Cherbourg, sur 937 minutes. Seuil pour les taux de comptages affichés : canal 225.

Pour étudier l'influence de cette variation, la déconvolution a été réalisée pour le spectre bruit de fond de l'EAMEA en soustrayant le bruit de fond du LPC. La figure 4.28 montre que cette déconvolution donne un résultat nul. Ainsi, les déconvolutions relatives aux tests au LPN prendront en compte la même soustraction de bruit de fond que précédemment, à savoir celle du LPC. Cela présente l'avantage d'éviter de refaire un bruit de fond à chaque changement d'environnement.

Nous allons maintenant procéder à la calibration du prototype.

4.3.3.2 Calibration du spectromètre

La calibration réalisée au LPC de Caen est peu précise car les sources, de faibles activités, sont trop proches du détecteur et l'incertitude sur leur débit de dose est importante. En revanche, l'activité plus importante de la source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ à l'EAMEA, de l'ordre de $\sim 25 \mu\text{Sv}/\text{h}$ à 100 cm, permet une calibration plus précise. Deux appareils de mesure sont à notre disposition : le NNS et le FHT 752, qui donnent respectivement $25,2 \mu\text{Sv}/\text{h}$

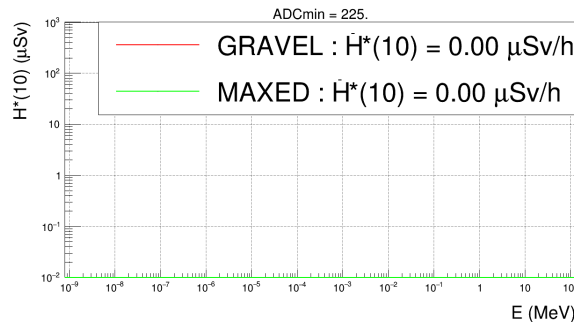


FIGURE 4.28 – Résultats de déconvolution du bruit de fond de l'EAMEA soustrait au bruit de fond du LPC de Caen, pour un seuil de 225. Durée d'acquisition : 937 minutes. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

et $31,9 \mu\text{Sv/h}$ à 100 cm de la source, soit une différence de l'ordre de $\sim 25\%$. La calibration du spectromètre DONEUT a donc pu être réalisée avec cette source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée, par rapport à une référence de mesure du spectromètre NNS¹³ qui donne un débit d'équivalent de dose ambiant $\dot{H}^*(10)$ de $25,2 \mu\text{Sv/h}$ à 100 cm. Le choix a été fait de prendre le NNS comme référence car le FHT n'est pas un spectromètre contrairement au NNS. Il faudra cependant garder en mémoire la différence de 25% entre les deux appareils. Les formes des spectres en énergie seront comparées avec celles du NNS. Des études de la réponse de DONEUT vont être réalisées pour différents seuils. Quatre seuils de coupure ont donc été choisis, aux canaux suivants : 200, 225, 250 et 275, conduisant à 4 coefficients de calibration différents. Le principe est le suivant :

- tout d'abord pour chaque seuil choisi, le coefficient de calibration est fixé à 1 ;
- ensuite, toujours pour une distance de 100 cm entre la source non modérée et le spectromètre, 6 acquisitions de 1200 secondes chacune sont effectuées, pour différentes positions angulaires de la source en longitude par rapport au spectromètre (0° , 45° , 90° , 135° , 180° et 225°), la source se situant toujours à la même hauteur que la mi-hauteur du cylindre (rotations selon l'axe vertical du spectromètre) ;
- enfin, à partir de chacune de ces acquisitions de 1200 secondes sont extraits 9 échantillons successifs de 120 secondes afin d'obtenir une incertitude de mesure sur les 18 déconvolutions qui vont suivre (9 avec GRAVEL et 9 avec MAXED). Une moyenne de ces 108 débits de doses obtenus est effectuée et est comparée à la référence de $25,2 \mu\text{Sv/h}$. Le coefficient de correction correspond au rapport entre la valeur de référence et la moyenne des débits de doses obtenue.

La figure 4.29 montre les résultats avant calibration :

- pour un seuil au canal 200, le coefficient de correction est estimé à 0,94 ;
- pour un seuil au canal 225, le coefficient de correction est estimé à 0,97 ;
- pour un seuil au canal 250, le coefficient de correction est estimé à 1,01 ;
- pour un seuil au canal 275, le coefficient de correction est estimé à 1,06.

Comme attendu, le coefficient augmente avec le seuil car cela conduit à supprimer une partie des neutrons détectés. À titre d'information, et même si l'étude semble insuffisante sur ces 4 valeurs, il semble que l'inverse de ce coefficient de correction suive une régression linéaire entre un seuil à 200 et un seuil à 275, avec les caractéristiques suivantes :

- coefficient de corrélation : $R^2 = 0,99995$;

13. Pour mémoire, NNS signifie "Nested Neutron Spectrometer". Il s'agit d'un spectromètre développé par la société canadienne DETEC.

- coefficient directeur : $a = - 0,00168$;
- ordonnée à l'origine : $b = 1,407$.

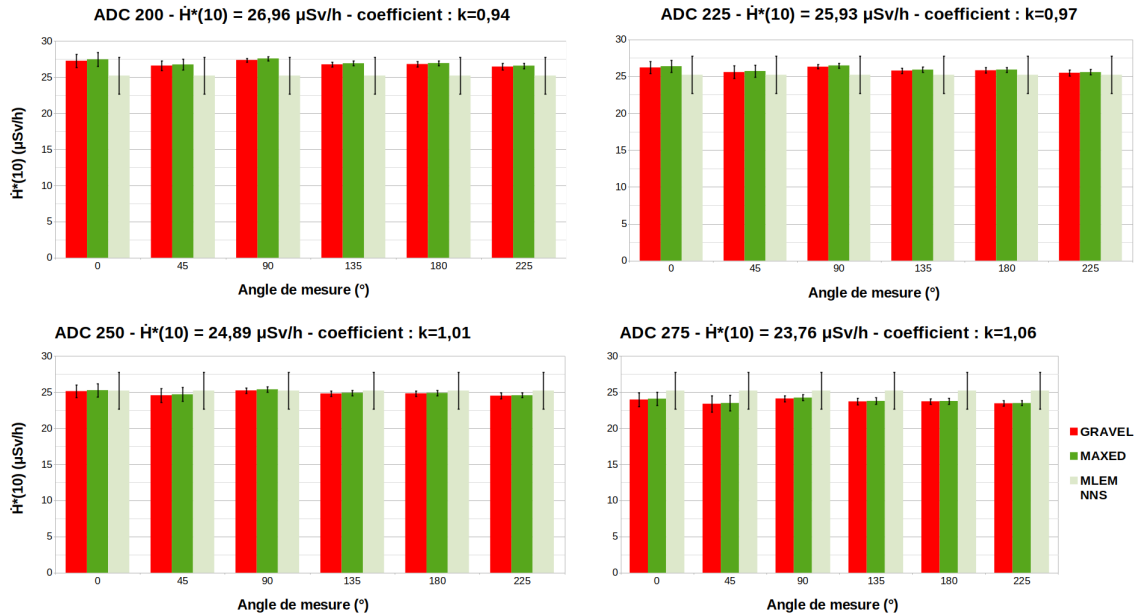


FIGURE 4.29 – Résultats de déconvolution du prototype avant calibration, pour 4 seuils donnés (200, 225, 250 et 275) en μSv en fonction de la position angulaire de la source de $^{241}\text{Am/Be}$. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré, ponctuelle et placée à 100 cm, avec un $\dot{H}^*(10)$ estimé à $25,2 \mu\text{Sv/h}$. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

En guise de conclusion partielle, la calibration du dispositif a été effectuée par rapport à une référence NNS, entre un seuil au canal 200 et un seuil au canal 275 sur DONEUT, pour une source de $^{241}\text{Am/Be}$ non modérée placée à 100 cm du prototype, soit un débit d'équivalent de dose ambiant de $25,2 \mu\text{Sv/h}$. Quel que soit l'angle, les mesures se sont révélées uniformes. Après avoir calibré le prototype et fixé le seuil, il va être nécessaire, dans la section suivante, d'étudier le prototype dans davantage de configurations en vue de sa validation, en faisant varier des paramètres tels que le débit de dose, la position angulaire en latitude (par rapport à la verticale) en plus de la longitude précédemment évoquée, la statistique et la nature du spectre de $^{241}\text{Am/Be}$ qu'il est possible de modérer.

4.3.4 Validation du prototype au LPN de l'EAMEA

Dans le cadre de cette dernière section, il va s'agir de valider le prototype. Nous allons débiter l'étude par la même source de $^{241}\text{Am/Be}$ non modérée, en faisant varier la distance entre 50 et 200 cm. Le seuil retenu, tel qu'évoqué précédemment, est le canal 225. Mais au regard de l'étude avec une source de ^{137}Cs qui viendra en fin de chapitre, le canal 250 sera également évoqué. La salle choisie est la grande salle et les déconvolutions seront comparées avec les déconvolutions issues des mesures NNS qui serviront de référence. Des mesures avec l'appareil FHT 752 ont également été effectuées, mais uniquement avec une source non modérée, et seront également présentées ici.

4.3.4.1 Pour différents débits de dose, source non modérée

Les figures 4.30 (seuil : canal 225) et 4.31 (seuil : canal 250) illustrent, pour 4 distances croissantes (50, 100, 150, 200 cm), les résultats de déconvolution en débit d'équivalent de dose ambiant ($\dot{H}^*(10)$) en fonction de l'énergie, pour une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée. Le temps d'acquisition est de 1200 secondes et les résultats sont comparés à ceux obtenus avec le NNS.

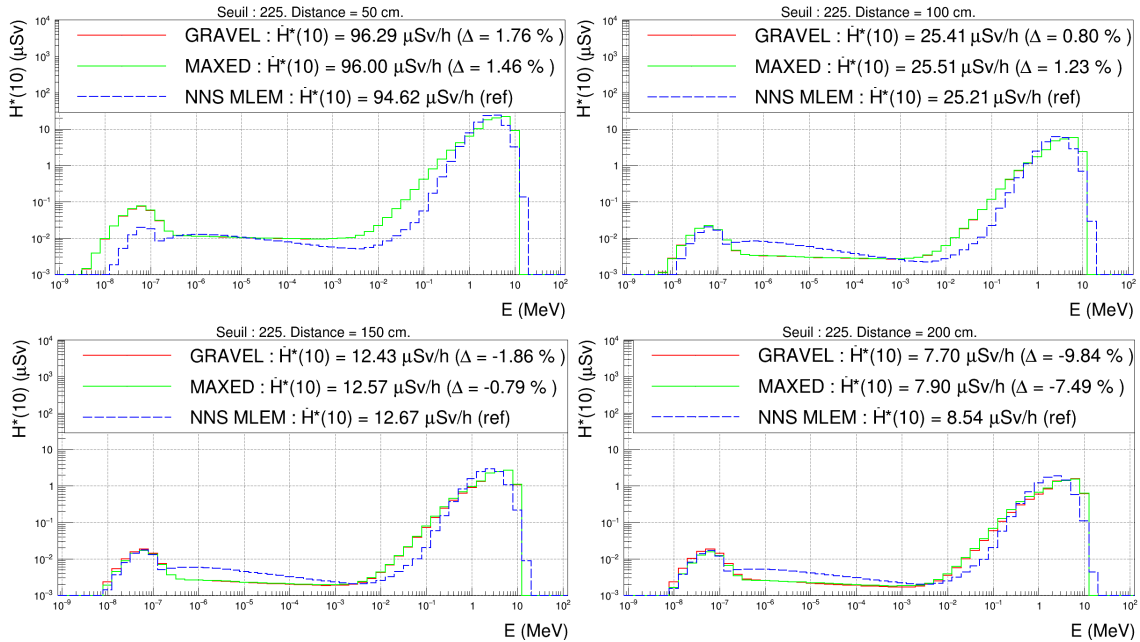


FIGURE 4.30 – Résultats de déconvolution d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée pour 4 distances données : 50, 100, 150 et 200 cm. Durée d'acquisition : 1200 secondes. Seuil : canal 225. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée, ponctuelle. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

Concernant la forme du spectre reconstruit avec MAXED et GRAVEL, la partie thermique, correspondant aux neutrons diffusés par les parois de la salle, reste relativement stable pour les deux seuils présentés, et la partie rapide, correspondant à la contribution directe de la source non modérée, diminue avec la distance comme attendu.

Il est remarqué des résultats en bon accord avec la référence NNS pour des débits de dose supérieurs à $10 \mu\text{Sv/h}$. Un écart relatif inférieur à 2% jusqu'à 150 cm de distance est observée. À 200 cm de distance, l'écart reste acceptable, inférieure à 10% pour un seuil au canal 225 et inférieure à 11% pour un seuil au canal 250. Ainsi, les écarts sont relativement comparables pour les deux seuils.

La figure 4.32 illustre le récapitulatif des débits d'équivalents de doses ambiants obtenus en fonction de la distance au centre des appareils de mesure, pour un seuil au canal 225 sur le diagramme de gauche et un seuil à 250 pour le diagramme de droite. Ont été rajouté les mesures du FHT 752 qui ont pu également être effectuées dans la grande salle. Comme évoqué précédemment, l'écart entre les résultats DONEUT et NNS reste acceptable. Concernant l'écart important, pouvant aller jusqu'à 31% à 200 cm, entre les résultats DONEUT et FHT 752 et comme évoqué précédemment, il est dû au fait que la calibration a été effectuée par rapport au NNS, et que les mesures des appareils FHT 752 et NNS sont différentes, avec un écart de 25%.

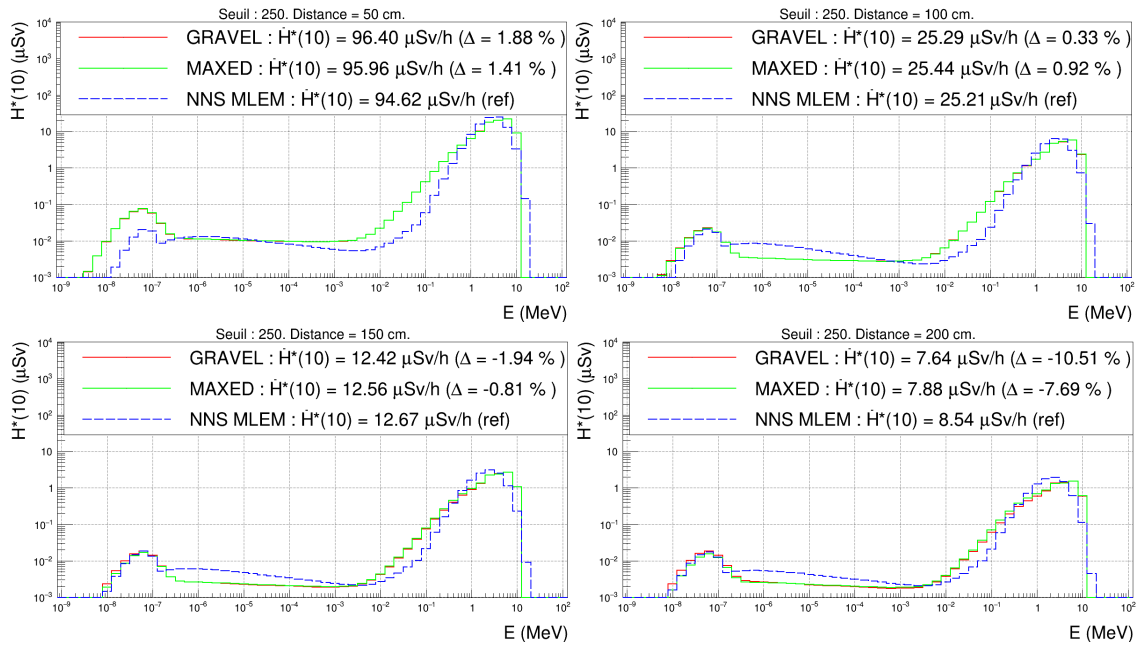


FIGURE 4.31 – Résultats de déconvolution d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée pour 4 distances données : 50, 100, 150 et 200 cm. Durée d'acquisition : 1200 secondes. Seuil : canal 250. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée, ponctuelle. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

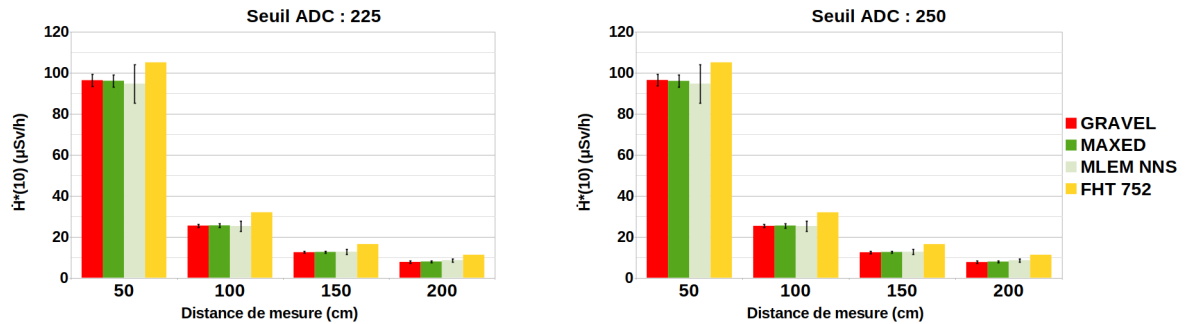


FIGURE 4.32 – Récapitulatif des débits d'équivalents de dose ambiant [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de la distance, pour des acquisitions de 1200 secondes. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, ponctuelle selon (-1 0 0). Sur le diagramme de gauche, seuil : canal 225. Sur le diagramme de droite, seuil : canal 250.

4.3.4.2 Pour différents débits de dose, source modérée

Les figures 4.33 (seuil : canal 225) et 4.34 (seuil : canal 250) illustrent, pour 4 distances croissantes (50, 100, 150, 200 cm), les résultats de déconvolution en débit d'équivalent de dose ambiant ($\dot{H}^*(10)$) en fonction de l'énergie, pour une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 11 cm de polyéthylène. Le temps d'acquisition est de 1200 secondes.

Concernant la forme du spectre, pour les 2 seuils considérés, celle-ci est un peu plus déformée vers les basses énergies pour la partie rapide et la partie thermique est plus importante, ce qui correspond à la modulation de la source par 11 cm de polyéthylène. Des résultats de débits de dose sous-évalués sont remarqués, présentant un écart relatif inférieure à 20% par rapport à la référence NNS, écart qui s'accroît par rapport au cas non modéré, DONEUT semblant systématiquement donner des débits de dose inférieurs à

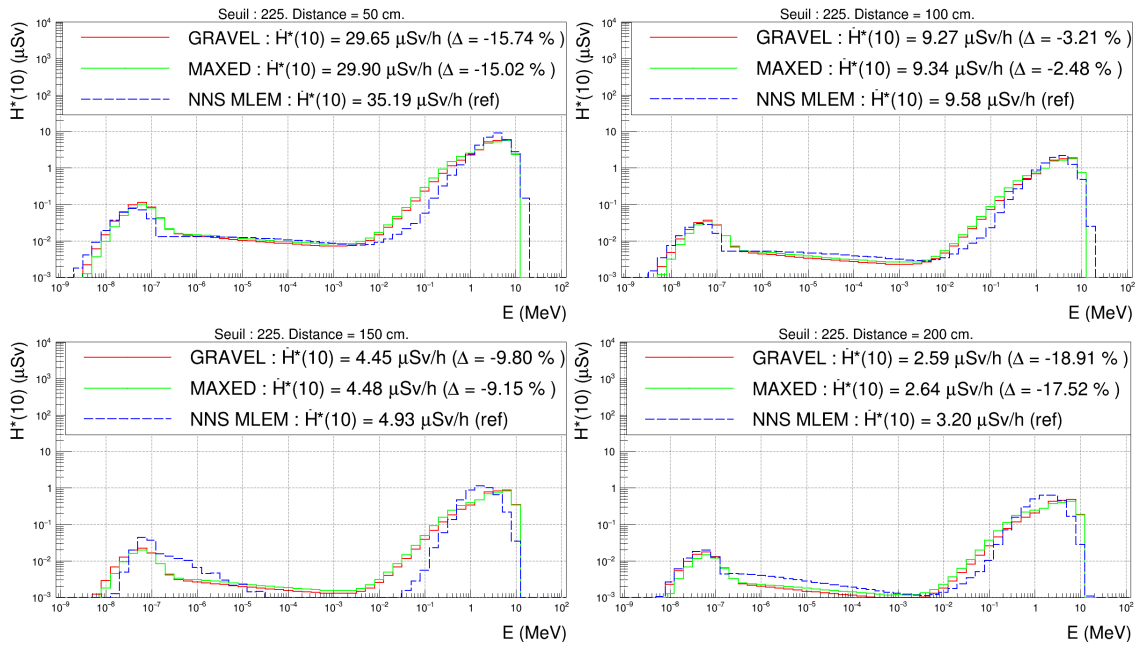


FIGURE 4.33 – Résultats de déconvolution d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 11 cm de polyéthylène pour 4 distances données : 50, 100, 150 et 200 cm. Durée d'acquisition : 1200 secondes. Seuil : canal 225. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée, ponctuelle. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

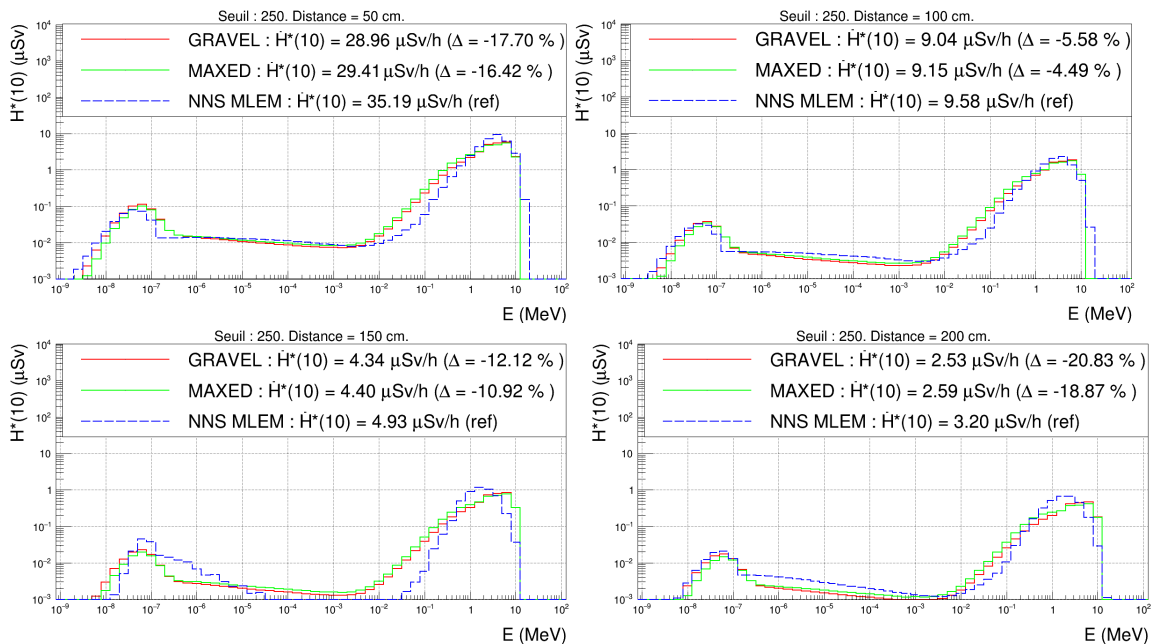


FIGURE 4.34 – Résultats de déconvolution d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 11 cm de polyéthylène pour 4 distances données : 50, 100, 150 et 200 cm. Durée d'acquisition : 1200 secondes. Seuil : canal 250. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée, ponctuelle. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

ceux du NNS. Cette différence provient essentiellement de la différence des spectres entre 100 keV et 10 MeV. Au regard de l'aspect du spectre NNS du troisième histogramme pour une distance de 150 cm, il semblerait que la convergence avec la méthode MLEM n'ait

pas été couronnée de succès. De plus, et contrairement à DONEUT, la partie rapide du spectre NNS semble se décaler vers les basses énergies quand la distance augmente, ce qui est difficilement compréhensible.

Ces différences restent dans le domaine de précision des instruments. Une calibration plus précise avec un instrument de référence constitué de sphères de Bonner de différents diamètres pourrait être intéressant pour pouvoir définitivement statuer.

La figure 4.35 illustre le récapitulatif des débits d'équivalents de doses ambiants obtenus en fonction de la distance au centre des appareils de mesure, pour un seuil au canal 225 sur le diagramme de gauche et un seuil à 250 pour le diagramme de droite. Par manque de temps, les mesures du FHT 752 n'ont pas pu être menées dans la grande salle avec une source modérée de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$. Comme évoqué précédemment, l'écart entre les résultats DONEUT et NNS reste acceptable, bien que globalement plus important qu'avec une source non modérée.

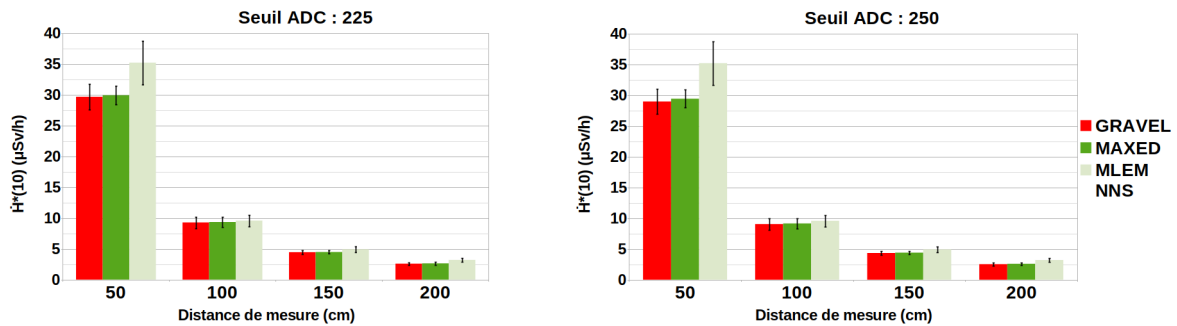


FIGURE 4.35 – Récapitulatif des débits d'équivalents de dose ambiant [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de la distance, pour des acquisitions de 1200 secondes. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 11 cm de polyéthylène, ponctuelle selon $(-1 \ 0 \ 0)$. Sur le diagramme de gauche, seuil : canal 225. Sur le diagramme de droite, seuil : canal 250.

4.3.4.3 Étude de la durée de mesure

L'étude est poursuivie avec la source non modérée à 100 cm du prototype, en faisant progressivement baisser les statistiques en sélectionnant des intervalles de mesure de plus en plus courts. L'objectif est d'étudier la réponse du prototype en diminuant la durée de l'acquisition et de vérifier la bonne conformité au cahier des charges. Pour diminuer cette durée d'acquisition, il suffit de partir de l'acquisition à 20 minutes et de la fractionner en échantillons de durées plus courtes. Les figures 4.36 (seuil : canal 225) et 4.37 (seuil : canal 250) illustrent 5 statistiques décroissantes, de 20 minutes à 1 minute, pour une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée située à 100 cm de distance ($25,2 \mu\text{Sv/h}$) puis à 200 cm de distance ($8,54 \mu\text{Sv/h}$). Concernant les barres d'incertitudes, lorsque le nombre d'échantillons obtenus est insuffisant pour calculer un écart-type (notamment pour les mesures à 20, 10 et 5 minutes), l'incertitude utilisée sera, de manière enveloppe, celle utilisée pour les échantillons de 2 minutes.

Il est remarqué que le débit de dose mesuré par DONEUT évolue peu jusqu'à 1 minute, même pour un débit de dose de l'ordre de 8 ou $9 \mu\text{Sv/h}$. Les résultats sont en bon accord avec la référence NNS que ce soit pour un seuil au canal 225 ou 250, avec un écart relatif inférieur à 11%, et ce jusqu'aux acquisitions d'une minute.

Continuons l'étude dans les mêmes conditions, en insérant la source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ dans une sphère de polyéthylène de 11 cm de rayon. Les figures 4.38 (seuil : canal 225) et 4.38

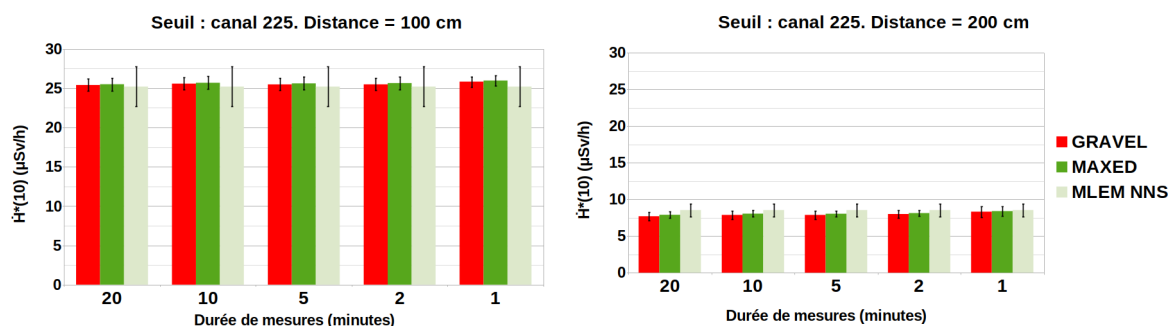


FIGURE 4.36 – Récapitulatif des débits d'équivalents de dose ambient [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de la durée des mesures, de 20 minutes à 1 minute. Seuil : canal 225. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré, ponctuelle selon $(-1\ 0\ 0)$, placée, sur le diagramme de gauche, à 100 cm et sur le diagramme de droite, à 200 cm du prototype.

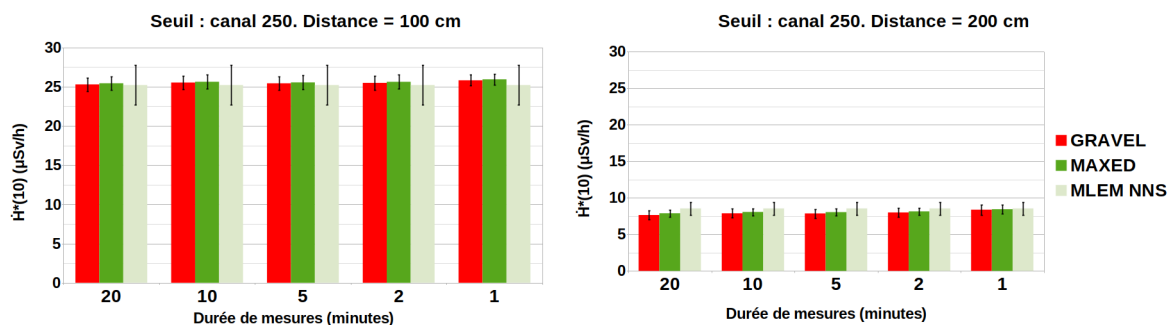


FIGURE 4.37 – Récapitulatif des débits d'équivalents de dose ambient [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de la durée des mesures, de 20 minutes à 1 minute. Seuil : canal 250. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré, ponctuelle selon $(-1\ 0\ 0)$, placée, sur le diagramme de gauche, à 100 cm et sur le diagramme de droite, à 200 cm du prototype.

(seuil : canal 250) illustrent également 5 statistiques décroissantes (de 20 minutes à 1 minute), pour une source de $^{241}\text{Am/Be}$ modérée par 11 cm de polyéthylène, située à 100 cm du prototype ($9,58\ \mu\text{Sv/h}$), puis à 200 cm du prototype ($3,20\ \mu\text{Sv/h}$).

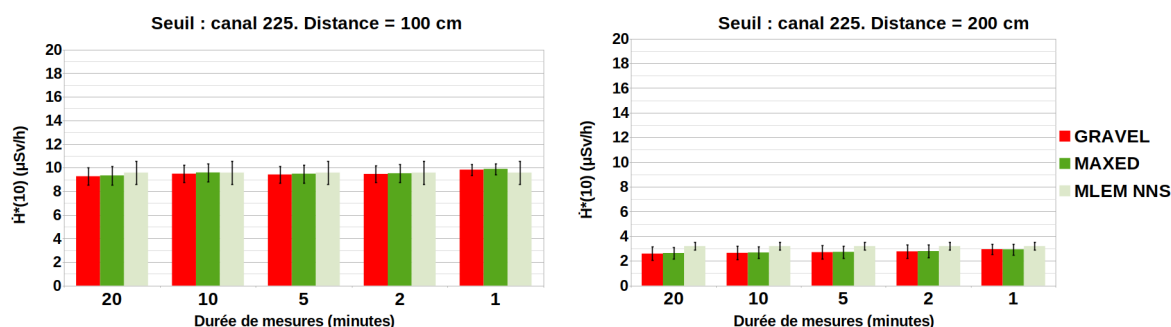


FIGURE 4.38 – Récapitulatif des débits d'équivalents de dose ambient [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de la durée des mesures, de 20 minutes à 1 minute. Seuil : canal 225. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am/Be}$ modéré par 11 cm de polyéthylène, ponctuelle selon $(-1\ 0\ 0)$, placée, sur le diagramme de gauche, à 100 cm et sur le diagramme de droite, à 200 cm du prototype.

Il est remarqué des résultats qui évoluent peu, sauf pour les acquisitions d'une minute

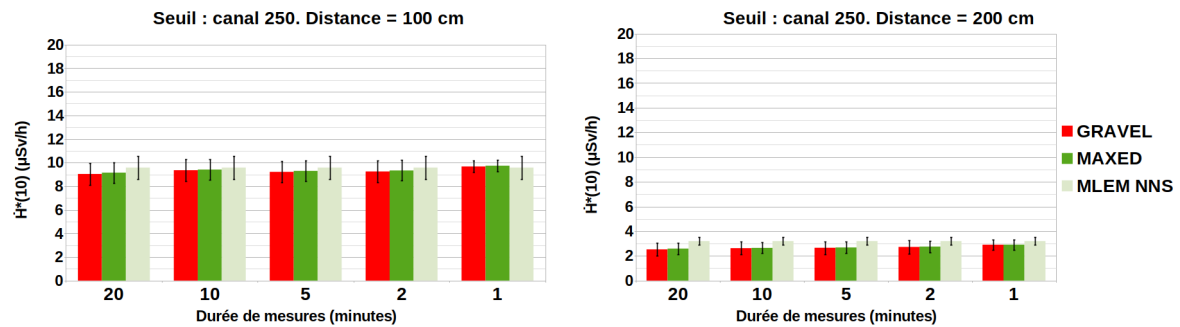


FIGURE 4.39 – Récapitulatif des débits d'équivalents de dose ambiante [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de la durée des mesures, de 20 minutes à 1 minute. Seuil : canal 250. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 11 cm de polyéthylène, ponctuelle selon $(-1\ 0\ 0)$, placée, sur le diagramme de gauche, à 100 cm et sur le diagramme de droite, à 200 cm du prototype.

à 200 cm. Ils restent en bon accord avec la référence NNS, avec un écart relatif maximal inférieur à 20% à 200 cm et 20 minutes. Des échantillons jusqu'à 1 seconde ont été étudiés, et il peut donc être considéré qu'une acquisition limite est de l'ordre de 4 $\mu\text{Sv/h}$ sur 10 secondes, soit environ 0,7 $\mu\text{Sv/h}$ sur une minute. Ces résultats sont donc en accord avec les spécifications du cahier des charges (1 $\mu\text{Sv/h}$ sur 10 minutes).

4.3.4.4 Étude de l'influence de la latitude de la source

Continuons l'étude, en modifiant la position angulaire en latitude entre -45° et 45° , comme l'illustre la figure 4.40, tout en fixant la distance à 100 cm. Cette étude, à l'instar de celle réalisée avec la source de ^{137}Cs , a été réalisée dans la salle de taille plus réduite. Le but est de vérifier l'homogénéité de la réponse en cas de désaxage de la source par rapport au plan des détecteurs qui sont situés sur le plan à 0° . Cela permet notamment de pousser l'étude plus loin et d'étudier l'influence de l'angle sur la forme du spectre en énergie. Pour l'étude qui va suivre, notre déconvolution de référence sera celle issue d'une source selon une longitude et une latitude de 0° . Le seuil de coupure choisi ici est le canal 250 pour s'affranchir au maximum du bruit de fond et d'un bruit éventuellement issu d'une source photonique telle que le ^{137}Cs .

Pour une source non modérée

Dans ce paragraphe, 6 positions angulaires données ont été étudiées, avec une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée et située à 100 cm du prototype :

- latitude -45° , longitude 0° ;
- latitude -35° , longitude 0° ;
- latitude 0° , longitude 0° ;
- latitude 0° , longitude 180° ;
- latitude $+35^\circ$, longitude 180° ;
- latitude $+45^\circ$, longitude 180° .

La figure 4.41 illustre les débits d'équivalents de dose ambiants en fonction de l'angle. Il est remarqué des résultats acceptables entre -45 et $+45^\circ$, avec une erreur relative inférieure à 10% par rapport à la référence jusqu'à $\pm 35^\circ$ et 17% par rapport à la référence jusqu'à $\pm 45^\circ$.

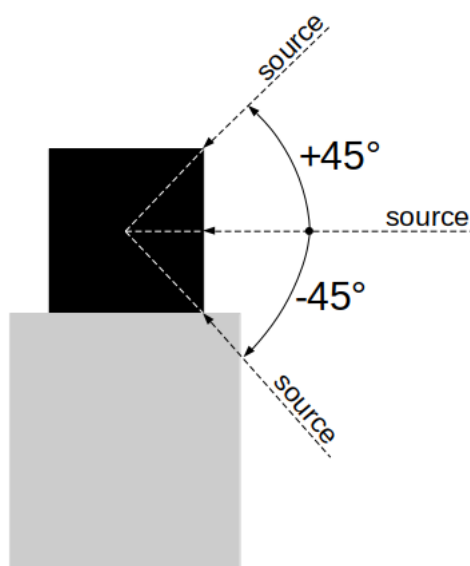


FIGURE 4.40 – Schéma illustrant le dispositif DONEUT en présence d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ dont la latitude varie entre -45 et $+45^\circ$.

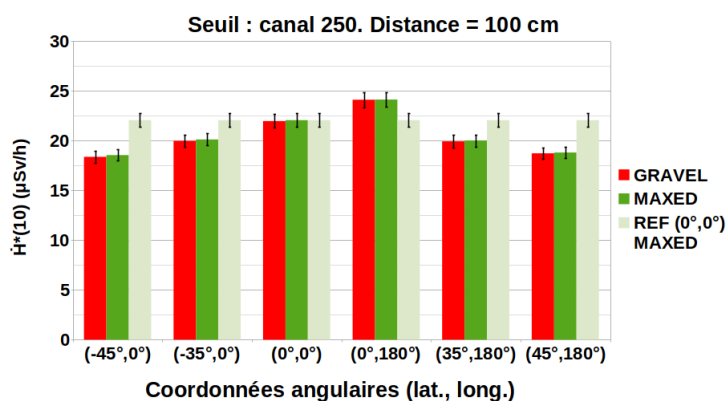


FIGURE 4.41 – Récapitulatif des débits d'équivalents de dose ambiant [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de diverses positions angulaires en latitude : -45 , -35 , 0 , 35 et 45° . Durée d'acquisition : 1200 secondes. Seuil de coupure : canal 250. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée, ponctuelle. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

Dans le but d'aller plus loin dans l'étude de la forme des spectres en énergie, la figure 4.42 illustre les résultats de déconvolution en débit d'équivalent de dose ambiant ($\dot{H}^*(10)$) en fonction de l'énergie, pour une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée et pour les différents angles évoqués.

Concernant la forme de ces spectres, il est noté une légère influence sur la partie rapide avec l'augmentation de l'angle en valeur absolue, étant donné que les neutrons voient davantage d'épaisseur de polyéthylène et sont donc ralentis. Ainsi, en guise de premier bilan, les déconvolutions de sources qui ne sont pas sur la même plan que le prototype donnent encore des résultats encourageants.

Pour une source modérée

Dans ce paragraphe, 6 positions angulaires données ont été étudiées, avec une source de

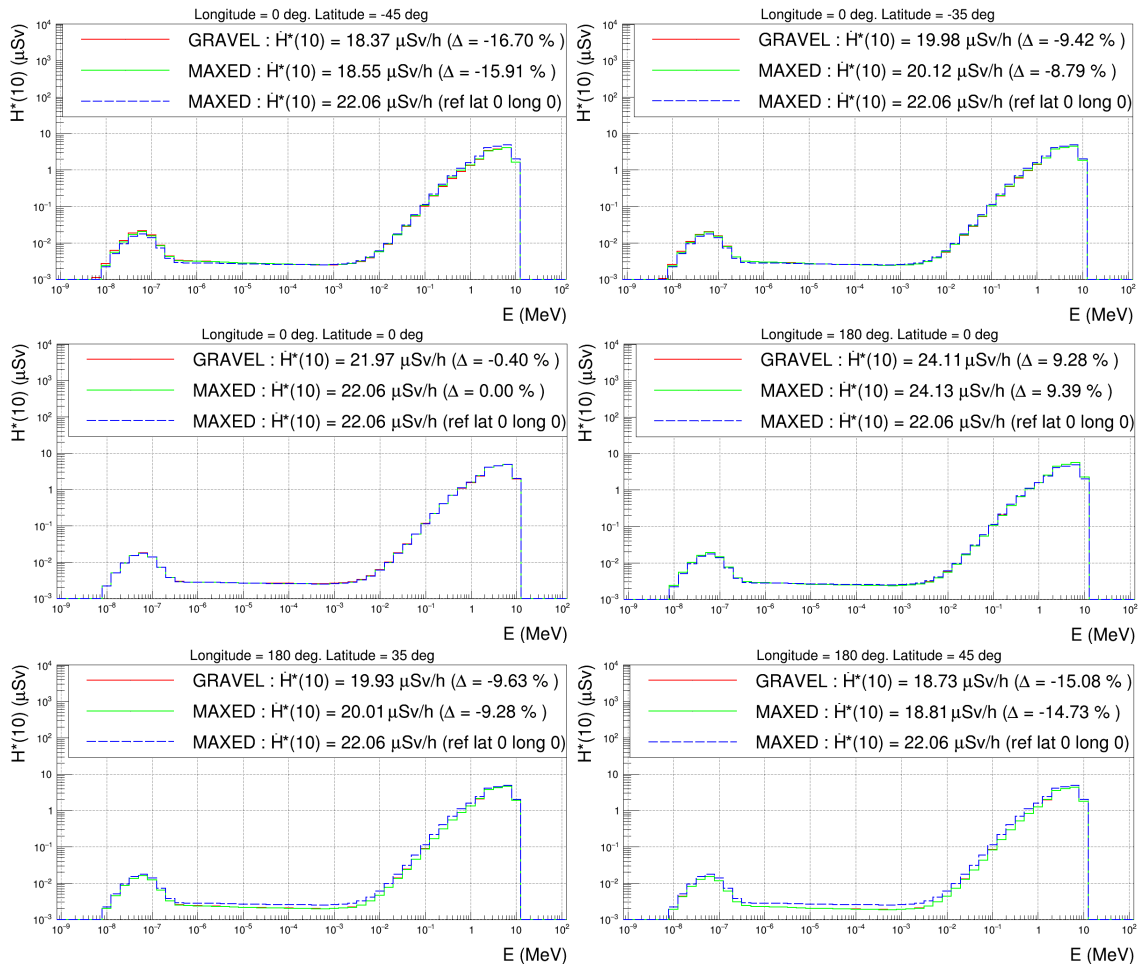


FIGURE 4.42 – Résultats de déconvolution d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée pour diverses positions angulaires en latitude : -45, -35, 0, 35 et 45°. Durée d'acquisition : 1200 secondes. Seuil de coupure : canal 250. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée, ponctuelle. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

$^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 11 cm de polyéthylène et située à 100 cm du prototype :

- latitude -45°, longitude 0° ;
- latitude -35°, longitude 0° ;
- latitude 0°, longitude 0° ;
- latitude 0°, longitude 180° ;
- latitude +35°, longitude 180° ;
- latitude +45°, longitude 180°.

La figure 4.43 illustre les débits d'équivalents de dose ambiants en fonction de l'angle. Il est remarqué des résultats acceptables entre -35 et +35°, avec une erreur relative inférieure à 23% par rapport à la référence.

Concernant l'étude des spectres en énergie, la figure 4.44 illustre les résultats de déconvolution en débit d'équivalent de dose ambiant ($\dot{H}^*(10)$) en fonction de l'énergie, pour une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 11 cm de polyéthylène et pour les différents angles évoqués.

Il est remarqué, comme précédemment, une influence sur la partie rapide, dont la contribution diminue avec l'angle. Cependant, par rapport au cas non modéré, cet effet

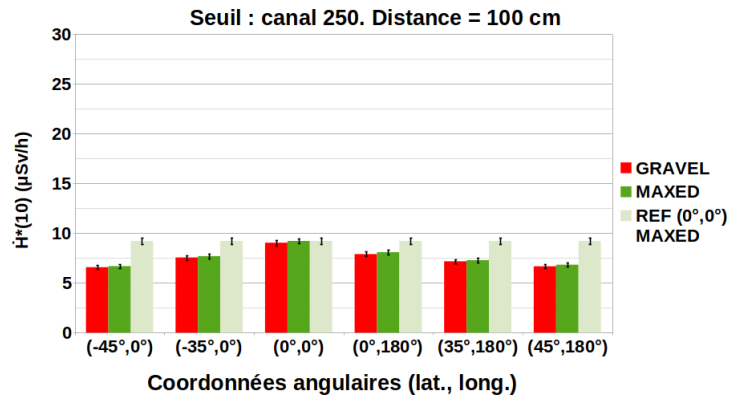


FIGURE 4.43 – Récapitulatif des débits d'équivalents de dose ambient [$\dot{H}^*(10)$ en $\mu\text{Sv/h}$] en fonction de diverses positions angulaires en latitude : -45, -35, 0, 35 et 45°. Durée d'acquisition : 1200 secondes. Seuil de coupure : canal 250. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 11 cm de polyéthylène, ponctuelle. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

est davantage exacerbé car les neutrons de départ sont en moyenne de plus basse énergie, il est donc plus aisé de les ralentir.

Ainsi, bien que sa forme ne soit pas à symétrie sphérique, le prototype semble capable de réaliser des mesures avec des sources ponctuelles désaxées jusqu'à 35 voire 45°.

4.3.5 Influence du rayonnement gamma sur le prototype

Il va falloir maintenant évaluer l'influence des gamma sur le spectromètre, au moyen d'une source de ^{137}Cs qui viendra s'ajouter à la source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$. Cette étude permettra notamment d'analyser la pertinence du choix du seuil fixé au canal 225. Il s'agit donc de déterminer l'influence du rayonnement gamma sur le prototype, au moyen d'une source de ^{137}Cs de 287 MBq, placée à 100 puis 250 cm du prototype. Les acquisitions, chacune d'une durée de 1200 secondes, ont été les suivantes :

- ^{137}Cs seul à 100 cm du prototype, correspondant à un débit d'équivalent de dose ambient [$\dot{H}^*(10)$] mesuré de 24 $\mu\text{Sv/h}$ par le FH 40 ¹⁴ ;
- ^{137}Cs seul à 250 cm du prototype, correspondant à un débit d'équivalent de dose ambient [$\dot{H}^*(10)$] mesuré de 2,4 $\mu\text{Sv/h}$ par le FH 40 ¹⁵ ;
- $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré et ^{137}Cs , tous deux à 100 cm du prototype ;
- $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré à 100 cm et ^{137}Cs à 250 cm du prototype ;
- $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 11 cm de polyéthylène et ^{137}Cs , tous deux à 100 cm du prototype ;
- $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 11 cm de polyéthylène à 100 cm et ^{137}Cs à 250 cm du prototype.

4.3.5.1 Analyse préliminaire de la réponse due au ^{137}Cs

Pour ces tests, le résultat de référence pour une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ seule n'est pas disponible. Une référence sera reconstruite en soustrayant les données ^{137}Cs aux données $^{137}\text{Cs}+^{241}\text{Am}/\text{Be}$. L'objectif de ce paragraphe va consister en une première analyse du signal dû au ^{137}Cs . La figure 4.45 va illustrer l'analyse, avec, à gauche, le signal pour une source de ^{137}Cs à 250 cm ($\sim 2,4 \mu\text{Sv/h}$) et, à droite, pour la même source placée à 100

14. le calcul théorique donne, pour une source ponctuelle, 28,4 $\mu\text{Sv/h}$ (à 30 cm, 1 Bq de ^{137}Cs correspond à $1,1 \cdot 10^{-6} \mu\text{Sv/h}$ de débit de dose en profondeur).

15. le calcul théorique donne, pour une source ponctuelle, 4,54 $\mu\text{Sv/h}$.

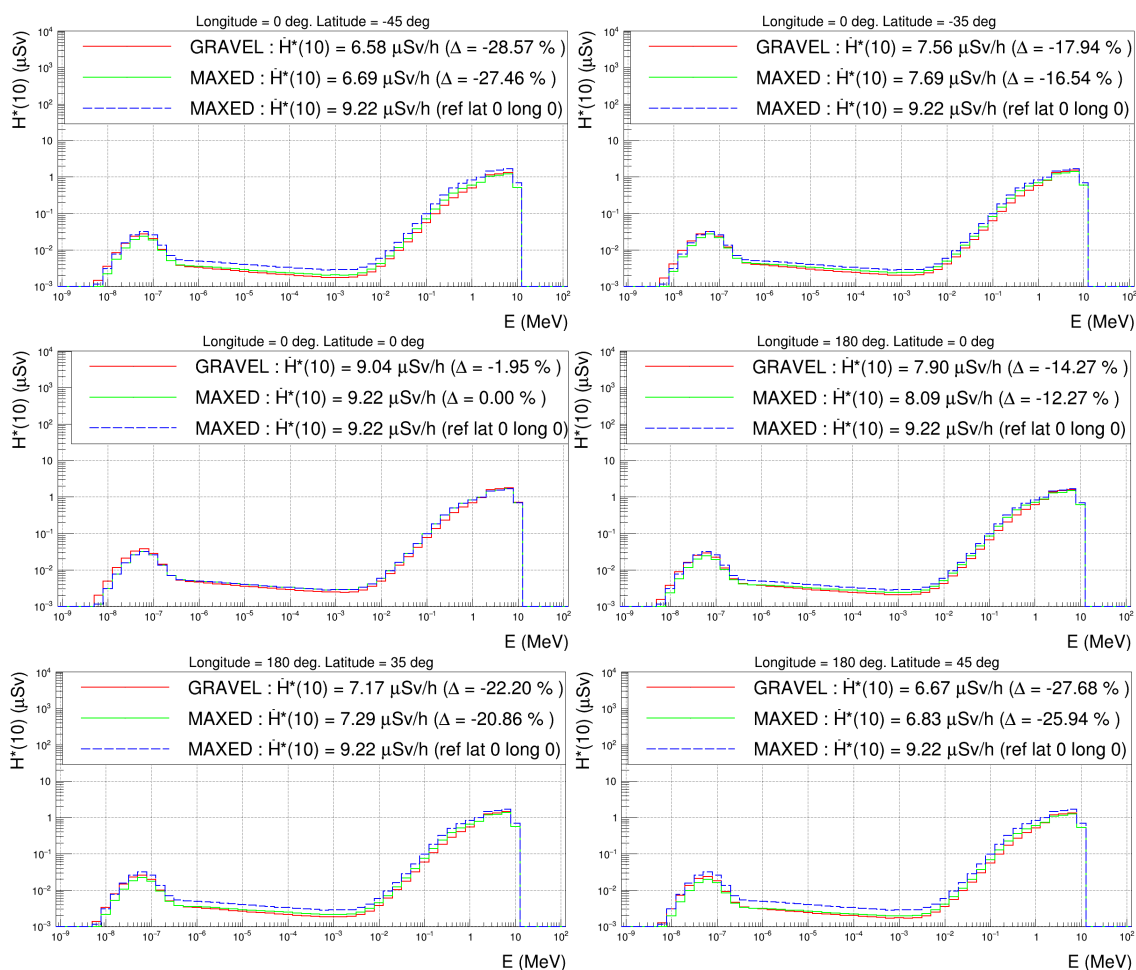


FIGURE 4.44 – Résultats de déconvolution d'une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée par 11 cm de polyéthylène pour diverses positions angulaires en latitude : -45, -35, 0, 35 et 45°. Durée d'acquisition : 1200 secondes. Seuil de coupure : canal 250. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modérée, ponctuelle. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

cm ($\sim 24 \mu\text{Sv/h}$). Sur ces deux histogrammes, le bruit de fond mesuré à l'EAMEA a été soustrait, afin de ne mettre en évidence que la contribution du ^{137}Cs . Il est observé, comme au LPC de Caen, que le détecteur D01 se détache nettement du reste, avec un comptage environ huit fois supérieur aux autres en intégrant à partir du seuil au canal 250. Il a été choisi pour l'instant de ne pas prendre en compte cette particularité et de traiter les signaux issus de ce détecteur de la même façon que les autres.

Une des premières actions à effectuer va être de reprendre les seuils évoqués plus haut (canaux 200, 225, 250 et 275). L'objectif idéal est de restituer un résultat de déconvolution nul pour cette source gamma, qui confirmera la suppression de la contribution du rayonnement gamma.

4.3.5.2 Déconvolution du signal dû au ^{137}Cs

Dans le cadre de ce paragraphe ne sera déconvolué que le signal le plus défavorable pour l'étude, c'est-à-dire celui correspondant à la source de ^{137}Cs située à 100 cm du prototype ($\sim 24 \mu\text{Sv/h}$). Dans tous les cas, les déconvolutions n'ont pas correctement convergé, avec des χ^2 allant de 11 à 80. Malgré tout, la figure 4.46 présentant les spectres déconvolués a

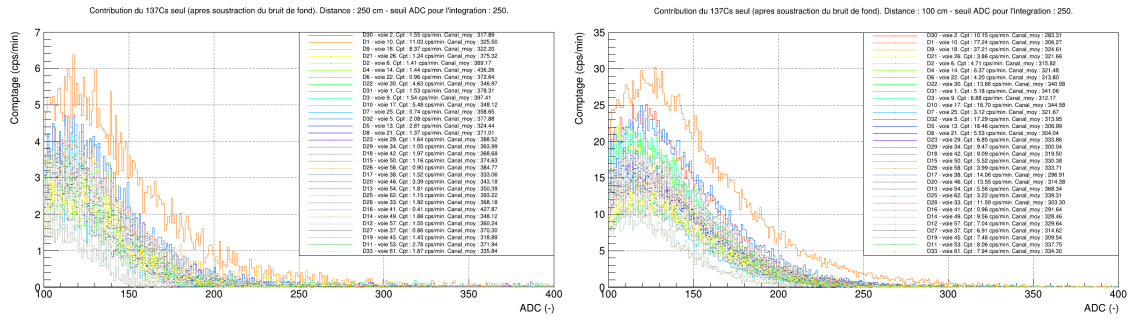


FIGURE 4.45 – Acquisitions ^{137}Cs réalisées à l'EAMEA après soustraction du bruit de fond : à gauche, avec la source située à 250 cm du prototype, selon l'axe D01-D11 ; à droite, avec la source située à 100 cm du prototype, selon l'axe D01-D11.

été représentée et récapitule les déconvolutions relatives aux 4 seuils, de 200 à 275, pour une acquisition unique de 1200 secondes. Plus le seuil est élevé, plus la déconvolution restituée des valeurs faibles de débits de dose. Il est clairement visible que la déconvolution n'est pas correcte avec un pic monénergétique reconstruit à environ 10 MeV. Le spectre d'initialisation employé à la figure 4.46 était du $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré, mais même avec un spectre d'initialisation plat, les χ^2 sont toujours de ce même ordre de grandeur et la forme du spectre, tout particulièrement à compter d'un seuil au canal 225, devient similaire.

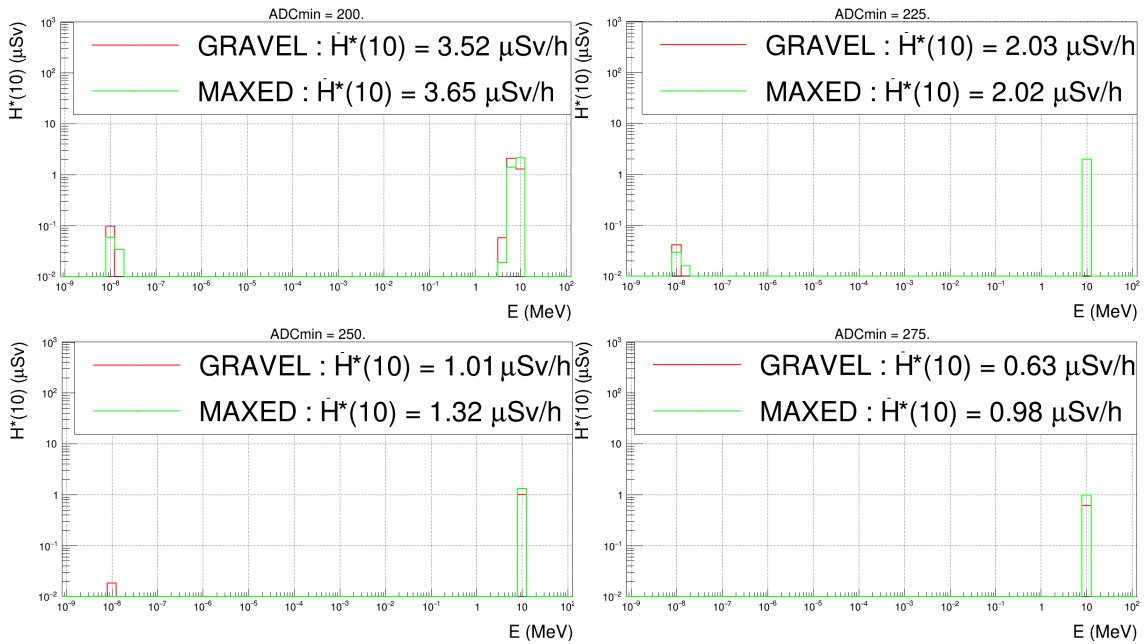


FIGURE 4.46 – Résultats de déconvolution d'une source de ^{137}Cs pour 4 seuils donnés : 200, 225, 250 et 275. Durée d'acquisition : 1200 secondes. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : ^{137}Cs , ponctuelle et placée à 100 cm, avec un $\dot{H}^*(10)$ estimé à $24 \mu\text{Sv/h}$. Spectre d'initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

Le ^{137}Cs induit donc un nombre de coups pour ce débit de $24 \mu\text{Sv/h}$, de :

- ~ 62 cps/min en moyenne pour un seuil au canal 200 ;
- ~ 12 cps/min en moyenne pour un seuil au canal 250 ;
- ~ 7 cps/min en moyenne pour un seuil au canal 275.

Cependant, comme remarqué précédemment, la contribution du détecteur D01 est consi-

dérable : pour un seuil au canal 200, elle est de 286 cps/min, et pour un seuil au canal 275, elle est de 45 cps/min. Un calcul rapide montre que si la contribution du détecteur D01 était ramenée à la moyenne des détecteurs, cela diminuerait d'environ 20% le bruit de fond dû au rayonnement gamma, ce qui pourrait faire l'objet de réglages ultérieurs. Avant l'étude d'un traitement du signal plus élaboré, la solution au premier ordre est d'effectuer le choix d'un seuil à partir duquel le comptage sera effectué. Pour cela, considérons maintenant la combinaison de la source de ^{137}Cs et de la source de $^{241}\text{Am/Be}$.

4.3.5.3 Détermination du seuil de coupure

Au regard des acquisitions évoquées dans la salle de taille réduite, il manque l'acquisition avec une source de $^{241}\text{Am/Be}$ non modérée seule à 100 cm servant de référence à l'étude qui va suivre. Cette étude sera renouvelée lors d'une prochaine session de tests. Pour y remédier, nous allons :

- partir de l'acquisition avec le ^{137}Cs à 100 cm et le $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré à 100 cm ;
 - retrancher à cette acquisition la contribution de l'acquisition avec le ^{137}Cs seul à 100 cm.
- Pour vérifier la cohérence de cette opération, nous allons, de surcroît :
- partir de l'acquisition avec le ^{137}Cs à 250 cm et le $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré à 100 cm ;
 - retrancher à cette dernière acquisition la contribution de l'acquisition avec le ^{137}Cs seul à 250 cm.

Si les 2 soustractions de la composante gamma se révèlent proches, nous considérerons cette opération valide. Ainsi, sur la figure 4.47 ont été représentés, pour les 4 seuils en question, les résultats de déconvolution pour des acquisitions de 1200 secondes :

- le spectre en rouge correspond au spectre déconvolué avec MAXED d'une source de $^{241}\text{Am/Be}$ non modérée et ^{137}Cs , toutes deux à 100 cm du prototype, après avoir retranché le signal ^{137}Cs à 100 cm ;
- le spectre en pointillés bleus correspond au spectre déconvolué avec MAXED d'une source de $^{241}\text{Am/Be}$ non modérée située à 100 cm et d'une source de ^{137}Cs située à 250 cm du prototype, après avoir retranché le signal ^{137}Cs à 250 cm. Il s'agit de la référence en débit de dose qui sera retenue pour cette étude.

Il est rappelé que les déconvolutions prennent en compte les calibrations précédemment effectuées pour les 4 seuils.

Dans tous les cas, les spectres rouge et vert se confondent clairement à compter d'un seuil au canal 250, ce qui n'est pas le cas pour le canal 225, seuil qui avait été initialement retenu au LPC. Désormais ne seront donc exposés que les résultats à compter d'un seuil au canal 250. La figure 4.48 illustre l'histogramme associé au seuil au canal 250. Trois spectres y sont superposés :

- en rouge, le spectre relatif aux deux sources $^{241}\text{Am/Be}$ et ^{137}Cs situées toutes deux à 100 cm du prototype ;
- en vert, le spectre relatif aux deux sources $^{241}\text{Am/Be}$ et ^{137}Cs , la première située à 100 cm et la seconde à 250 cm du prototype ;
- en traits pointillés bleus, le spectre de référence déjà illustré à la figure 4.47, relatif aux deux sources $^{241}\text{Am/Be}$ et de ^{137}Cs , la première située à 100 cm et la seconde à 250 cm du prototype auquel a été retranché le signal ^{137}Cs à 250 cm. Ce spectre reconstruit correspond donc bien au spectre "Am/Be non modéré seul", donc peu sensible au rayonnement gamma.

Il est observé que les spectres sont quasiment identiques et que les valeurs de débits de dose sont proches les unes des autres, entre 19,1 et 19,6 $\mu\text{Sv/h}$, soit une sous-estimation du débit de dose inférieure allant jusqu'à 2,5% par rapport à la référence en traits pointillés bleus décrite plus haut de 19,5 $\mu\text{Sv/h}$. Ainsi, le spectre reconstruit en présence du rayonnement gamma du ^{137}Cs à 24 $\mu\text{Sv/h}$ correspond bien au spectre " $^{241}\text{Am/Be}$ non modéré

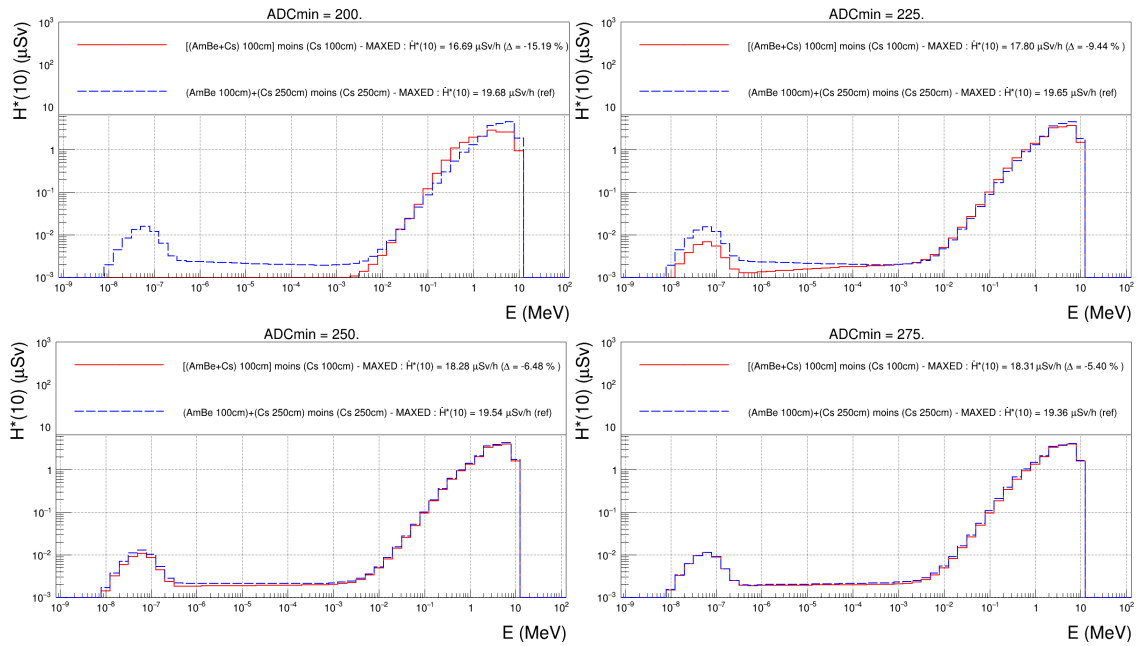


FIGURE 4.47 – Résultats de déconvolution d’une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée pour 4 seuils donnés : 200, 225, 250 et 275. Durée d’acquisition : 1200 secondes. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée, ponctuelle et placée à 100 cm. Spectre d’initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

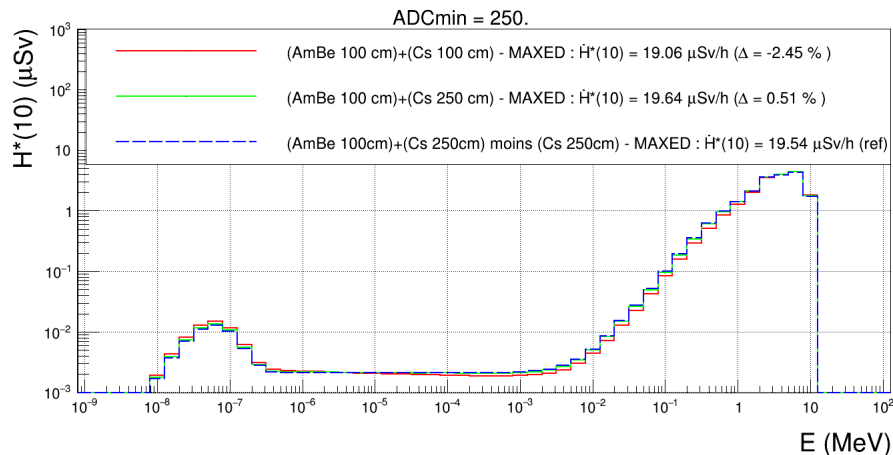


FIGURE 4.48 – Résultats de déconvolution d’une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée pour le seuil retenu suivant : canal 250. Durée d’acquisition : 1200 secondes. Matrice de réponse utilisée : isotrope. Source réelle : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée, ponctuelle et placée à 100 cm. Spectre d’initialisation : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ modéré par 6 cm de polyéthylène.

seul”. Le prototype DONEUT semble donc peu sensible aux gamma de 662 keV. En guise de conclusion partielle, nous opterons, dans un but de compromis entre suppression du bruit et conservation d’un maximum de signal, pour un seuil au canal 250, à partir duquel les intégrations seront effectuées. D’après l’étude réalisée, ce choix permet de s’affranchir de l’influence du rayonnement gamma occasionné par le ^{137}Cs . Seule l’étude avec ce rayonnement gamma à 662 keV a été réalisée, il pourrait être intéressant à l’avenir de confirmer ces résultats avec d’autres énergies de photons (^{60}Co par exemple). Le prototype est donc partiellement validé, avec un seuil de 250 dont la valeur pourrait peut-être être

un peu réduite afin de limiter les pertes d'informations en neutrons.

4.4 Conclusion

Un certain nombre d'expérimentations ont été réalisées, tant au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, avec des sources de neutrons et de gamma de faible activité, qu'au Laboratoire de Physique Nucléaire de l'EAMEA, avec des sources de neutrons et de gamma de plus forte activité. Ainsi, la plage de valeurs de débits d'équivalents de dose ambiants s'est située entre $\sim 1 \mu\text{Sv/h}$ et $\sim 100 \mu\text{Sv/h}$.

Les essais ont débuté au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen et ont permis pendant de nombreux mois de préparer le terrain pour les essais à l'EAMEA. Grâce à cette préparation de longue haleine, aux nombreux tests réalisés sur les fibres scintillantes, sur la compréhension des modules Hamamatsu et CAEN, les essais à l'EAMEA se sont révélés très vite concluants.

Ces résultats ont montré une restitution globalement acceptable des spectres de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$, modérés et non modérés, entre -35° et $+35^\circ$ de latitude, et pour toutes les valeurs de longitude. Et ce, jusqu'aux limites basses de débits d'équivalents de dose ambiants et personnels [$\dot{H}^*(10)$ et $\dot{H}_p(10)$] spécifiés dans le cahier des charges, à savoir $1 \mu\text{Sv/h}$ sur 10 minutes d'intégration. Ces résultats restent valables en présence d'un signal ^{137}Cs . Dans le cas d'un débit d'équivalent de dose élevé cette dernière source, de l'ordre de la dizaine de microsieverts par heure, il se révèle nécessaire de choisir un seuil de coupure au canal 250. En arrivant à jouer sur le détecteur D01, et peut-être également le détecteur D09, afin de réduire leurs taux de comptages considérables en présence d'une source de gamma, ceci permettra d'améliorer discrimination neutrons/ γ et peut-être passer réduire le seuil au canal 225.

Ces études seront poursuivies cette année de façon à finaliser la validation du prototype. Des études au sein de l'installation NFS¹⁶ ou chez Orano La Hague permettront d'étendre l'étude à d'autres spectres énergétiques et à une référence en débit de dose et spectre en énergie connue avec précision.

16. L'installation NFS, qui signifie "Neutrons For Science", est basée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) à Caen.

Conclusion et perspectives

5.1 Conclusion

La conception, l'optimisation et la fabrication d'un prototype se révèlent un ensemble de compromis. La principale difficulté a été de faire converger le prototype vers une forme à la fois facilement réalisable, avec un coût raisonnable et qui puisse donner des résultats satisfaisants. Ainsi, malgré l'aspect linéaire de ce rapport, le cheminement intellectuel au cours de ces quatre années de thèse a fait l'objet d'allers-retours réguliers entre les parties fondamentale et expérimentale. Cette étude a donc conduit à un prototype en polyéthylène de forme cylindrique, dont les caractéristiques techniques respectent globalement le cahier des charges :

- sa compacité, de 25 cm de diamètre pour 25 cm de hauteur, lui confère une masse hors bâti support d'une douzaine de kilogrammes ;
- il est capable d'estimer un débit d'équivalent de dose ambient [$\dot{H}^*(10)$] et un débit d'équivalent de dose personnel¹⁷ [$\dot{H}_p(10)$] minimaux de 1 $\mu\text{Sv/h}$ sur 10 minutes. Concernant le seuil haut, il a été capable de mesurer jusqu'à des débits de dose de 100 $\mu\text{Sv/h}$ in situ ;
- concernant l'aspect omnidirectionnel, sa forme cylindrique l'empêche de restituer correctement des spectres de sources ponctuelles situées à des latitudes supérieures à 45° ;
- il est capable de mesurer des débits de dose neutrons d'énergies comprises entre 0 à 20 MeV.

Une étude ne s'achevant jamais vraiment, il est maintenant nécessaire de balayer les éventuelles perspectives, afin de laisser la place à un(e) futur(e) doctorant(e) susceptible de reprendre ces travaux.

5.2 Perspectives

Au regard des remarques qui ont été faites au cours de cette étude, et malgré des résultats déjà prometteurs, il est encore possible d'améliorer le dispositif :

- tout d'abord, il faudrait jouer sur la voie liée au détecteur D01, afin de réduire son taux de comptage très important en présence d'une source de gamma, ceci afin d'améliorer encore la discrimination gamma/neutrons, afin de regagner du signal neutrons et de restituer des spectres en énergie de meilleure qualité. Cela permettrait par ailleurs d'assurer un meilleur fonctionnement du prototype en cas de rapprochement du seuil haut du cahier des charges de ~ 10 mSv/h, qui n'a pas été testé in situ. Le problème viendrait davantage de la matrice de SiPM liée à cette voie qu'au détecteur D01 lui-même ;
- il reste à finaliser les études : notamment des études de répétabilité, ainsi que le développement d'une électronique dédiée plus adaptée aux temps d'émission de lumière des scintillateurs employés ;
- un deuxième prototype, plus compact, est envisagé, avec des SiPM individualisés, ce

17. Étant donné que les coefficients de conversion relatifs au [$\dot{H}^*(10)$] et au [$\dot{H}_p(10)$] sont proches.

qui présenterait l'avantage de limiter les contraintes sur les fibres optiques shiftueuses, de même que leur taille. Il y aurait également la possibilité d'aller plus loin encore en fixant les SiPM directement sur les guides de lumière supportant les scintillateurs, ce qui aurait pour avantage de s'affranchir totalement des fibres optiques, mais pour contrainte d'avoir des températures différentes pour chaque SiPM, donc un gain individualisé par SiPM. Des études sont actuellement en cours ;

- concernant la méthode du seuil de coupure, qui se révèle basique, elle pourra éventuellement être améliorée en employant des méthodes d'analyse des spectres, voire même de machine learning.

- comme évoqué au dernier chapitre, des études sur l'installation NFS au GANIL ou chez Orano permettront d'étudier d'autres spectres énergétiques que l'Am/Be et d'obtenir une référence en débit de dose et spectre en énergie connue avec une meilleure précision.

5.3 Applications complémentaires

Durant ma thèse, j'ai été contacté par la Direction des Applications Militaires (DAM) du CEA qui m'a fait part de son intérêt pour ce spectromètre, dans un but différent du sujet de cette étude : celui de pouvoir détecter des colis suspects contenant des sources neutroniques, et d'identifier les sources en question.

Ainsi, et cela semble se vérifier ici, les applications induites par tout travail de recherche dépassent le cadre initial, et il est difficile pour un chercheur seul de prendre de la hauteur pour imaginer toutes ces implications. C'est donc par la collaboration qu'il est possible de transformer l'essai de toute recherche.

Annexe A

Propriétés électromagnétiques

Composé de 3 quarks – 1 quark up de charge unitaire : $+2/3 e$, et 2 quarks down de charge unitaire : $-1/3 e$ –, il est globalement neutre ($Z = 0$). Ainsi, un spectromètre magnétique[2] ne pourra pas trier les neutrons en fonction de leurs vitesses respectives selon la formule suivante de la force de Lorentz \mathbf{F} exercée sur le neutron, en fonction de sa vitesse \mathbf{v} , de la charge élémentaire e et du champ magnétique \mathbf{B} généré par le spectromètre :

$$\mathbf{F} = Z.e.v \wedge \mathbf{B} = \mathbf{0}$$

Mais n'étant pas une particule élémentaire, il possède un moment magnétique non nul, associé à son spin ou moment cinétique intrinsèque¹ de $\frac{1}{2}$: $\mu_n = -1,913\mu_p$, avec μ_p le magnéton de Bohr nucléaire :

$$\begin{aligned}\mu_p &= \frac{eh}{4\pi m_p} = +5,05.10^{-27} J.T^{-1} \\ \mu_n &= -1,913\mu_p = -0,966.10^{-26} J.T^{-1}\end{aligned}$$

Avec m_p la masse du proton, e la charge élémentaire et h la constante de Planck. Le moment magnétique du neutron est négatif, il aura donc tendance à s'aligner de manière antiparallèle sur un champ magnétique parallèle. Cependant, au vu de la valeur extrêmement faible de son moment magnétique, une exploitation de ses propriétés magnétiques semble peu probable pour la réalisation d'un spectromètre.

Enfin, certaines publications, dont une thèse de doctorat récemment rédigée au sein de l'université de Caen Basse-Normandie[64], évoquent un hypothétique moment dipolaire électrique du neutron qui, s'il était détecté, remettrait en cause le modèle standard de la physique. En l'état actuel des connaissances, celui-ci n'a pas été mis au grand jour, il ne semble donc pas opportun de le développer dans le cadre de cette étude.

1. En sa qualité de fermion – il suit la statistique de Fermi-Dirac –, le neutron possède un moment cinétique intrinsèque ou spin égal à $1/2$. En vulgarisant, même si cela ne reflète pas la réalité physique, c'était comme si le neutron avait une "rotation propre".

Annexe B

Dimensionnement de la sphère

Collision n°	Énergie moyenne (MeV)	σ_s^c (barn)	σ_s^H (barn)	Σ_s^{C2H4} (cm ⁻¹)	Δr^2 (cm ²)
1	20.00	1.02	0.48	0.08	
2	2.44	1.59	2.60	0.27	320.59
3	2.99E-01	3.80	7.95	0.79	27.30
4	3.65E-02	4.6	16.3	1.48	3.24
5	4.46E-03	4.74	20	1.78	0.91
6	5.45E-04	4.74	20	1.78	0.63
7	6.65E-05	4.74	20	1.78	0.63
8	8.13E-06	4.74	20	1.78	0.63
9	9.93E-07	4.74	20	1.78	0.63
10	1.21E-07	4.74	20	1.78	0.63
11	1.48E-08	4.74	20	1.78	0.63
12	1.81E-09	4.74	20	1.78	0.63
13	2.21E-10	4.74	20	1.78	0.63
14	2.70E-11	4.74	20	1.78	0.63
15	3.30E-12	4.74	20	1.78	0.63
16	4.04E-13	4.74	20	1.78	0.63
17	4.93E-14	4.74	20	1.78	0.63
18	6.03E-15	4.74	20	1.78	0.63
19	7.36E-16	4.74	20	1.78	0.63
20	9.00E-17	4.74	20	1.78	0.63
21	1.10E-17	4.74	20	1.78	0.63
22	1.34E-18	4.74	20	1.78	0.63
23	1.64E-19	4.74	20	1.78	0.63
24	2.00E-20	4.74	20	1.78	0.63
25	2.45E-21	4.74	20	1.78	0.63
26	2.99E-22	4.74	20	1.78	0.63
27	3.66E-23	4.74	20	1.78	0.63
28	4.47E-24	4.74	20	1.78	0.63
29	5.46E-25	4.74	20	1.78	0.63
30	6.67E-26	4.74	20	1.78	0.63
31	8.15E-27	4.74	20	1.78	0.63
32	9.95E-28	4.74	20	1.78	0.63

Δr_{tot}^2 (cm²)	369.02
Δr_{tot} (cm)	19.21

FIGURE B.1 – Ce tableau représente une estimation, au moyen de la méthode de l'âge de Fermi, du trajet moyen (en jaune surligné) parcouru par un neutron incident de 20 MeV dans du polyéthylène. Il est observé un trajet moyen de 25 centimètres environ. Les sections efficaces considérées ici sont issues de la banque de données évaluées ENDF/B-VII.1.

Collision n°	énergie moyenne (MeV)	σ_s^C (barn)	σ_s^H (barn)	Σ_s^{C2H4} (cm ⁻¹)	Δr^2 (cm ²)
1	40.00	0.71	0.48	0.07	
2	4.89	1.22	1.65	0.18	448.38
3	5.97E-01	0.70	1.40	0.14	61.61
4	7.30E-02	3.00	14.00	1.24	102.75
5	8.91E-03	4.6	19	1.70	1.31
6	1.09E-03	4.73	20	1.78	0.69
7	1.33E-04	4.73	20	1.78	0.63
8	1.63E-05	4.73	20	1.78	0.63
9	1.99E-06	4.73	20	1.78	0.63
10	2.43E-07	4.73	20	1.78	0.63
11	2.97E-08	4.73	20	1.78	0.63
12	3.62E-09	4.73	20	1.78	0.63
13	4.43E-10	4.73	20	1.78	0.63
14	5.41E-11	4.73	20	1.78	0.63
15	6.61E-12	4.73	20	1.78	0.63
16	8.07E-13	4.73	20	1.78	0.63
17	9.86E-14	4.73	20	1.78	0.63
18	1.21E-14	4.73	20	1.78	0.63
19	1.47E-15	4.73	20	1.78	0.63
20	1.80E-16	4.73	20	1.78	0.63
21	2.20E-17	4.73	20	1.78	0.63
22	2.69E-18	4.73	20	1.78	0.63
23	3.28E-19	4.73	20	1.78	0.63
24	4.01E-20	4.73	20	1.78	0.63
25	4.90E-21	4.73	20	1.78	0.63
26	5.98E-22	4.73	20	1.78	0.63
27	7.31E-23	4.73	20	1.78	0.63
28	8.93E-24	4.73	20	1.78	0.63
29	1.09E-24	4.73	20	1.78	0.63
30	1.33E-25	4.73	20	1.78	0.63
31	1.63E-26	4.73	20	1.78	0.63
32	1.99E-27	4.73	20	1.78	0.63
33	2.43E-28	4.73	20	1.78	0.63
34	2.97E-29	4.73	20	1.78	0.63

Δr_{tot}^2 (cm²)	632.37
Δr_{tot} (cm)	25.15

FIGURE B.2 – Ce tableau représente une estimation, au moyen de la méthode de l'âge de Fermi, du trajet moyen (en jaune surligné) parcouru par un neutron incident de 40 MeV dans du polyéthylène. Il est observé un trajet moyen de 33 centimètres environ, ce qui explique la durée plus courte des simulations GEANT4 pour les neutrons de forte énergie incidente. Les sections efficaces considérées ici sont issues de ENDF/B-VII.1.

ANNEXE B. DIMENSIONNEMENT DE LA SPHÈRE

ξ	Energie initiale (MeV)	ρ_{PE} (g/cm ³)	M_{PE} (g/mol)	NA (mol ⁻¹)
0.913	100	0.927	28	6.02E+23

Collision n°	énergie moyenne (MeV)	σ_s^C (barn)	σ_s^H (barn)	Σ_s^{C2H4} (cm ⁻¹)	Δr^2 (cm ²)
1	100.00	0.24	0.48	0.05	
2	12.22	0.9	0.8	0.10	866.17
3	1.49	2	3.3	0.34	201.40
4	1.82E-01	4.2	10	0.96	17.02
5	2.23E-02	4.67	18	1.62	2.15
6	2.72E-03	4.73	20	1.78	0.76
7	3.33E-04	4.73	20	1.78	0.63
8	4.06E-05	4.73	20	1.78	0.63
9	4.97E-06	4.73	20	1.78	0.63
10	6.07E-07	4.73	20	1.78	0.63
11	7.41E-08	4.73	20	1.78	0.63
12	9.06E-09	4.73	20	1.78	0.63
13	1.11E-09	4.73	20	1.78	0.63
14	1.35E-10	4.73	20	1.78	0.63
15	1.65E-11	4.73	20	1.78	0.63
16	2.02E-12	4.73	20	1.78	0.63
17	2.47E-13	4.73	20	1.78	0.63
18	3.01E-14	4.73	20	1.78	0.63
19	3.68E-15	4.73	20	1.78	0.63
20	4.50E-16	4.73	20	1.78	0.63
21	5.50E-17	4.73	20	1.78	0.63
22	6.71E-18	4.73	20	1.78	0.63
23	8.20E-19	4.73	20	1.78	0.63
24	1.00E-19	4.73	20	1.78	0.63
25	1.22E-20	4.73	20	1.78	0.63
26	1.50E-21	4.73	20	1.78	0.63
27	1.83E-22	4.73	20	1.78	0.63
28	2.23E-23	4.73	20	1.78	0.63
29	2.73E-24	4.73	20	1.78	0.63
30	3.33E-25	4.73	20	1.78	0.63
31	4.07E-26	4.73	20	1.78	0.63
32	4.98E-27	4.73	20	1.78	0.63
33	6.08E-28	4.73	20	1.78	0.63
34	7.43E-29	4.73	20	1.78	0.63
35	9.08E-30	4.73	20	1.78	0.63

Δr_{tot}^2 (cm²)	1105.74
Δr_{tot} (cm)	33.25

FIGURE B.3 – Ce tableau représente une estimation, au moyen de la méthode de l'âge de Fermi, du trajet moyen (en jaune surligné) parcouru par un neutron incident de 100 MeV dans du polyéthylène. Il est observé un trajet moyen de 48 centimètres environ, ce qui explique la durée plus courte des simulations GEANT4 pour les neutrons de forte énergie incidente. Les sections efficaces considérées ici sont issues de ENDF/B-VII.1.

Annexe C

Durées de simulations

Comme il est possible de le constater à la figure C.1 et au tableau C.2, ce sont les neutrons entre 0,1 (simulation n°35) et 4 MeV (simulation n°43) qui nécessitent les calculs les plus longs. Les neutrons de plus haute énergie, à partir de 15 MeV (simulation n°46), sont plus difficilement thermalisés par une d'épaisseur de polyéthylène faible et traversent donc la sphère en gardant une énergie cinétique élevée, ce qui raccourcit la durée de simulation.

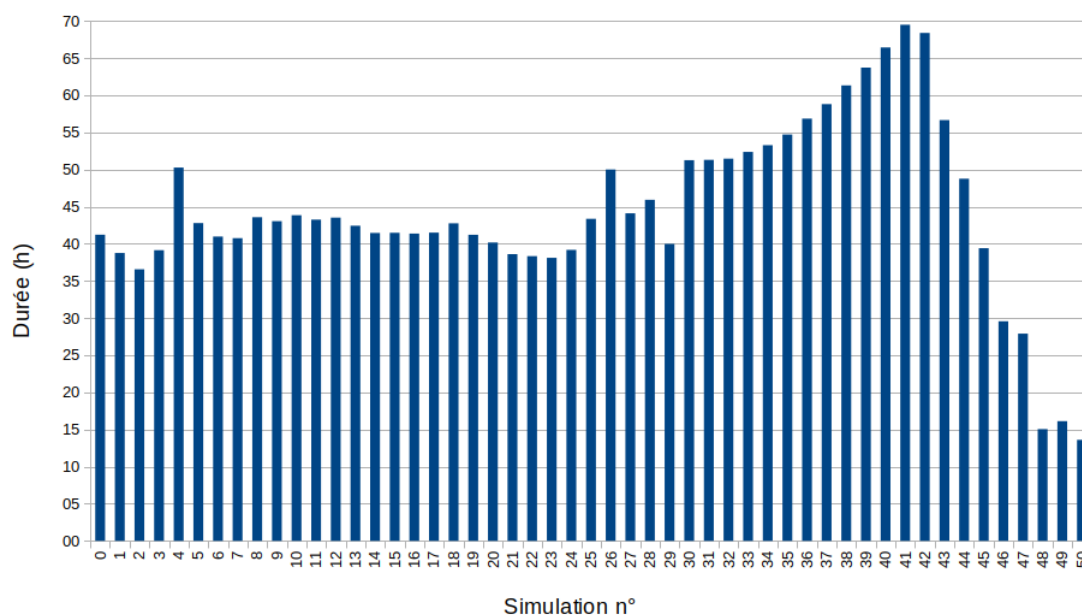


FIGURE C.1 – Cet histogramme représente la durée de simulation pour chacune des 51 simulations allant de 10^{-8} à 10^{+2} MeV. Pour chaque simulation, un faisceau parallèle de 10^8 neutrons incidents est émis. Mise en garde : les simulations n'ont pas été toutes effectuées sur le même serveur : certaines ont été effectuées sur “caenubuntu.in2p3.fr” et d'autres sur “caenubuntu20.in2p3.fr”, il ne s'agit ici que d'une figure pour se faire une idée de la durée des simulations en fonction de l'énergie incidente. Pour obtenir plus de détails sur les modalités des simulations, il faut se reporter à la figure C.2 de l'annexe C.

N° de Simulation	Énergie (MeV)	Début	Fin	Durée	Rang
0	1,00E-08	06/07/20 19:30	08/07/20 12:44	41:14	33
1	1,58E-08	08/07/20 13:25	10/07/20 04:11	38:46	42
2	2,51E-08	08/07/20 13:27	10/07/20 02:01	36:34	46
3	3,98E-08	08/07/20 16:08	10/07/20 07:17	39:09	41
4	6,31E-08	06/07/20 19:30	08/07/20 21:46	50:16	15
5	1,00E-07	08/07/20 18:02	10/07/20 12:50	42:48	26
6	1,58E-07	08/07/20 22:16	10/07/20 15:15	40:59	35
7	2,51E-07	08/07/20 22:17	10/07/20 15:03	40:46	36
8	3,98E-07	08/07/20 22:18	10/07/20 17:53	43:35	21
9	6,31E-07	09/07/20 00:21	10/07/20 19:24	43:03	25
10	1,00E-06	09/07/20 00:22	10/07/20 20:13	43:51	20
11	1,58E-06	09/07/20 00:23	10/07/20 19:39	43:16	24
12	2,51E-06	09/07/20 00:24	10/07/20 19:56	43:32	22
13	3,98E-06	09/07/20 07:00	11/07/20 01:26	42:26	28
14	6,31E-06	09/07/20 07:01	11/07/20 00:29	41:28	31
15	1,00E-05	09/07/20 07:02	11/07/20 00:31	41:29	30
16	1,58E-05	09/07/20 07:02	11/07/20 00:25	41:23	32
17	2,51E-05	09/07/20 07:03	11/07/20 00:34	41:31	29
18	3,98E-05	09/07/20 07:04	11/07/20 01:50	42:46	27
19	6,31E-05	09/07/20 07:04	11/07/20 00:17	41:13	34
20	1,00E-04	09/07/20 07:05	10/07/20 23:16	40:11	37
21	1,58E-04	09/07/20 07:06	10/07/20 21:43	38:37	43
22	2,51E-04	08/07/20 11:00	10/07/20 01:21	38:21	44
23	3,98E-04	08/07/20 11:00	10/07/20 01:07	38:07	45
24	6,31E-04	08/07/20 11:00	10/07/20 02:11	39:11	40
25	1,00E-03	07/07/20 11:30	09/07/20 06:52	43:22	23
26	1,58E-03	06/07/20 19:30	08/07/20 21:31	50:01	16
27	2,51E-03	06/07/20 19:30	08/07/20 15:37	44:07	19
28	3,98E-03	06/07/20 19:30	08/07/20 17:26	45:56	18
29	6,31E-03	06/07/20 19:30	08/07/20 11:29	39:59	38
30	0,01	06/07/20 19:30	08/07/20 22:46	51:16	14
31	0,02	06/07/20 19:30	08/07/20 22:49	51:19	13
32	0,03	06/07/20 19:30	08/07/20 22:58	51:28	12
33	0,04	06/07/20 19:30	08/07/20 23:53	52:23	11
34	0,06	06/07/20 19:30	09/07/20 00:47	53:17	10
35	0,10	06/07/20 19:30	09/07/20 02:13	54:43	9
36	0,16	06/07/20 19:30	09/07/20 04:22	56:52	7
37	0,25	06/07/20 19:30	09/07/20 06:19	58:49	6
38	0,40	06/07/20 19:30	09/07/20 08:50	61:20	5
39	0,63	06/07/20 19:30	09/07/20 11:14	63:44	4
40	1,00	06/07/20 19:30	09/07/20 13:57	66:27	3
41	1,58	06/07/20 19:30	09/07/20 17:00	69:30	1
42	2,51	06/07/20 19:30	09/07/20 15:54	68:24	2
43	3,98	06/07/20 19:30	09/07/20 04:10	56:40	8
44	6,31	06/07/20 19:30	08/07/20 20:16	48:46	17
45	10,00	06/07/20 19:30	08/07/20 10:55	39:25	39
46	15,85	06/07/20 19:30	08/07/20 01:04	29:34	47
47	25,12	06/07/20 19:30	07/07/20 23:24	27:54	48
48	39,81	06/07/20 19:30	07/07/20 10:33	15:03	50
49	63,10	06/07/20 19:30	07/07/20 11:37	16:07	49
50	100,00	06/07/20 19:30	07/07/20 09:06	13:36	51

FIGURE C.2 – Ce tableau représente les durées de simulations pour chacune des 51 simulations allant de 10^{-8} à 10^{+2} MeV. Pour chaque simulation, un faisceau parallèle de 10^8 neutrons incidents est émis. Une simulation occupe un coeur à 100 %. simulations en bleu ont été effectuées avec le serveur “caenubuntu20.in2p3.fr” : Intel(R) Xeon Gold 6136 CPU 3,00 GHz - 16 coeurs - 32 Go RAM - Ubuntu 20.04. Les simulations en vert ont été effectuées avec le serveur “caenubuntu.in2p3.fr” : Intel(R) Xeon Gold 6136 CPU 3,00 GHz - 40 coeurs - 64 Go RAM - Ubuntu 18.04. Les simulations en jaune ont été effectuées avec le PC “PCLIN13” : Intel(R) Xeon CPU E5-1607 3,00 GHz - 4 coeurs - 16 Go RAM - Ubuntu 18.04.

Annexe D

Définition des matériaux dans GEANT4

Les matériaux sont à renseigner dans le fichier “DetectorConstruction.cc”, et GEANT4 propose un large choix de matériaux déjà pré-renseignés, issus notamment des données du NIST¹. Chaque élément est notamment défini à partir de la répartition isotopique observée à l'état naturel. À titre d'exemple, si l'élément lithium (Li) est déclaré, la répartition isotopique massique trouvée dans la nature sera automatiquement définie de la manière suivante :

- 7,5% de ⁶Li;
- 92,5% de ⁷Li.

Afin d'enrichir artificiellement cet élément en ⁶Li, il faudra forcer cet enrichissement dans le fichier “.cc” évoqué au début de la présente annexe.

1. Le NIST ou *National Institute of Standards and Technology* est une agence du Département du Commerce des États-Unis, dont le siège est situé à Boulder, dans le Colorado.

Annexe E

Réponses issues du premier groupe de simulations

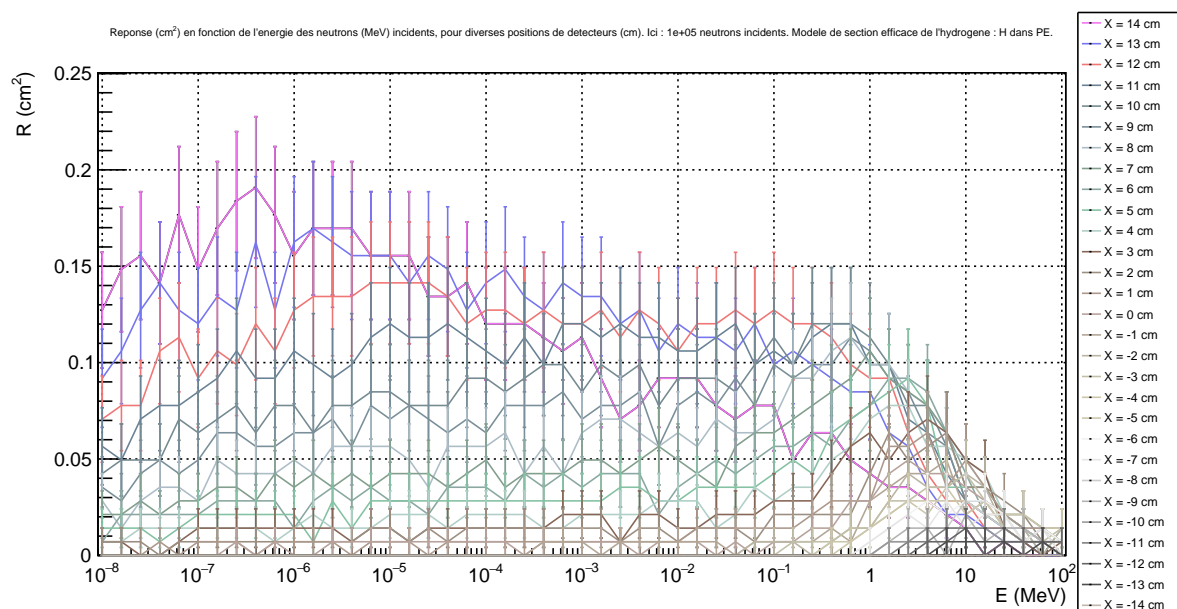


FIGURE E.1 – Cette figure issue de l’environnement ROOT représente la synthèse des $51 \times 29 = 1479$ histogrammes des 51×10^5 neutrons monoénergétiques qui ont été extraits, au moyen de la fonction “FillRandom” de ROOT, des 10^8 neutrons. Seuls les 29 détecteurs en x ont été considérés.

ANNEXE E. RÉPONSES ISSUES DU PREMIER GROUPE DE
SIMULATIONS

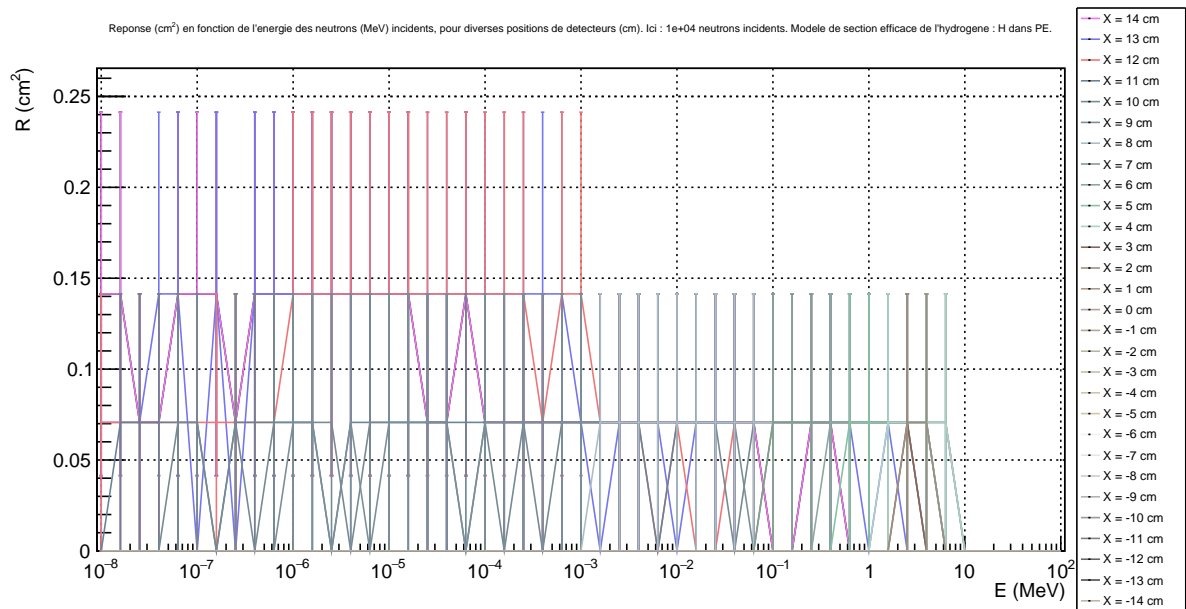


FIGURE E.2 – Cette figure issue de l’environnement ROOT représente la synthèse des $51 \times 29 = 1479$ histogrammes des 51×10^4 neutrons monoénergétiques qui ont été extraits, au moyen de la fonction “FillRandom” de ROOT, des 10^8 neutrons . Seuls les 29 détecteurs en x ont été considérés.

Annexe F

Fractions massiques et masse volumique des scintillateurs

Calcul des fractions massiques

Deux équations permettent de retrouver les fractions massiques des scintillateurs étudiés (LiF:ZnS 1:2). Pour des raisons de lisibilité, l'indice "1" sera attribué aux termes relatifs au LiF, l'indice "2" aux termes relatifs au ZnS et l'indice "3" aux termes relatifs à la résine époxy. En l'occurrence : $N_{LiF} = N_1$.

Tout d'abord, en ce qui concerne la première équation, la fraction massique w_1 du LiF s'exprime comme suit, avec m_1 , m_2 et m_3 les masses respectives de LiF, ZnS et de résine époxy :

$$\begin{aligned}w_1 &= \frac{m_1}{m_1 + m_2 + m_3} \\ &= \frac{1}{1 + \frac{m_2}{m_1} + \frac{m_3}{m_1}} \\w_1 &= \frac{1}{3 + \frac{m_3}{m_1}} \quad \text{car } \frac{m_2}{m_1} = 2\end{aligned}$$

En ce qui concerne la seconde équation : soit \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro, soit n_1 la quantité de matière de LiF dans le détecteur (mol), et soient V_1 , V_2 et V_3 les volumes respectifs de LiF, ZnS et de résine époxy (cm^3) :

$$\frac{N_1}{\mathcal{N}_A} = \frac{n_1}{V_1 + V_2 + V_3} = \frac{n_1}{\frac{m_1}{\rho_1} + \frac{m_2}{\rho_2} + \frac{m_3}{\rho_3}} = \frac{\frac{n_1}{m_1}}{\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \frac{m_2}{m_1} + \frac{1}{\rho_3} \frac{m_3}{m_1}}$$

Par définition : $\frac{m_2}{m_1} = 2$ et $\frac{n_1}{m_1} = \frac{1}{M_1}$, soit l'inverse de la masse molaire du LiF. Et posons $x = \frac{m_3}{m_1}$ notre inconnue. Il ne reste plus qu'à résoudre l'équation suivante à une inconnue :

$$\begin{aligned}\frac{\mathcal{N}_A}{N_1 \cdot M_1} &= \frac{1}{\rho_1} + \frac{2}{\rho_2} + \frac{x}{\rho_3} \\x &= \rho_3 \left(\frac{\mathcal{N}_A}{N_1 \cdot M_1} - \frac{1}{\rho_1} - \frac{2}{\rho_2} \right)\end{aligned}$$

En ce qui concerne l'application numérique :
- $\rho_1 = 2,64 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, $\rho_2 = 4,09 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ et $\rho_3 = 1,00 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$;

- $\mathcal{N}_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$;
- $M_1 = 0,95 \cdot M_{6Li} + 0,05 \cdot M_{7Li} + M_F = 0,95 \cdot 6,02 + 0,05 \cdot 7,02 + 19 = 25,07g \cdot \text{mol}^{-1}$;
- $N_1 = 1,13 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$.

Ainsi, nous avons :

$$x = 1g \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \left(\frac{6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{1,13 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} \cdot 25,07g \cdot \text{mol}^{-1}} - \frac{1}{2,64 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}} - \frac{2}{4,09 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}} \right)$$

$$x = 1,26$$

Ce qui donne, pour revenir à la première équation :

$$w_1 = \frac{1}{3 + 1,26}$$

$$w_1 = 0,234$$

Ainsi, la répartition massique des 3 principaux ingrédients à intégrer dans le fichier "DetectorConstruction.cc" de GEANT4 est la suivante :

- $w_1 = 23,4 \%$ de LiF ;
- $w_2 = 46,8 \%$ de ZnS ;
- $w_3 = 29,8 \%$ de résine époxy.

Calcul de la masse volumique

Concernant la masse volumique $\rho = 2,00 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ des scintillateurs, l'équation suivante permet de la déterminer :

$$\rho = \frac{m_1 + m_2 + m_3}{V_1 + V_2 + V_3} = \frac{m_1}{V_1} \cdot \frac{1 + \frac{m_2}{m_1} + \frac{m_3}{m_1}}{1 + \frac{V_2}{V_1} + \frac{V_3}{V_1}} = \rho_1 \cdot \frac{1 + \frac{m_2}{m_1} + \frac{m_3}{m_1}}{1 + \frac{V_2}{V_1} + \frac{V_3}{V_1}}$$

Or, $m_2 = \rho_2 \cdot V_2 = 2 \cdot m_1 = 2 \cdot \rho_1 \cdot V_1$. Donc $\frac{V_2}{V_1} = 2 \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} = 1,29$. De manière similaire : $\frac{V_3}{V_1} = 1,26 \cdot \frac{\rho_1}{\rho_3} = 3,33$.

Ainsi, après application numérique :

$$\rho = 2,64 \cdot \frac{1 + 2 + 1,26}{1 + 1,29 + 3,33} = 2,00 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$$

Annexe G

Réactions nucléaires en jeu dans les scintillateurs

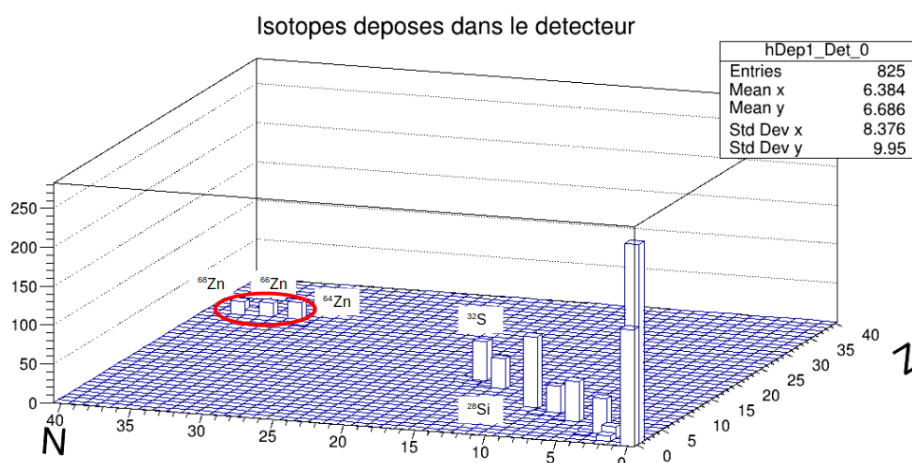


FIGURE G.1 – Cette figure représente les particules ayant déposé de l'énergie dans le scintillateur ELJEN en fonction de leur numéro atomique (Z) et de leur nombre de neutrons (N), ceci pour une source ponctuelle de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modérée et placée à 15 cm du détecteur.

Concernant les principales réactions observées dans le fichier de sortie qui ressortent notamment sur la figure G.1, voici une liste ne se prétendant pas exhaustive :

- $^1_1\text{H}(n, p)n$;
- $^{32}_{16}\text{S}(n, p)^{32}_{15}\text{P}$ puis décroissance β^- du $^{32}_{15}\text{P}$ en $^{32}_{16}\text{S}$;
- $^{16}_8\text{O}(n, \alpha)^{13}_6\text{C}$;
- $^{12}_6\text{C}(n, \alpha)^9_4\text{Be}$.

Annexe H

Méthode de déconvolution personnelle : localisation de la source

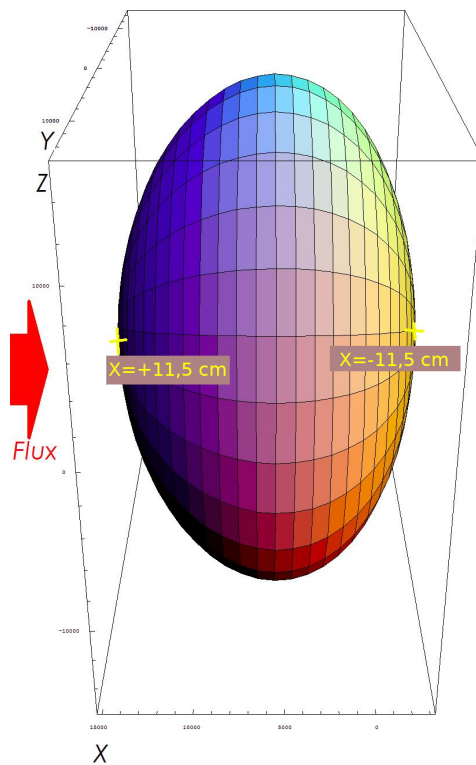


FIGURE H.1 – Cette figure tridimensionnelle illustre un exemple d’interpolation en forme ovoïde entre les 6 points de mesures de détecteurs situés à la distance $r=11,5$ cm du centre de la sphère. À gauche, la position d’une source d’Am/Be non modérée en $\theta = 0^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. Ici, seules les 2 positions selon X ont été matérialisées par des croix jaunes, sur le total de 6 détecteurs équidistants du centre.

Cependant, dans ce qui suit, il a été nécessaire de revenir à une forme d’ellipsoïde, plus facile à mettre en équation. Ici, 6 “mesures” ou “comptages” des détecteurs situés à 2 cm du centre de la sphère sont considérés. En effet, il a été remarqué qu’avec une

interpolation ellipsoïdale, les erreurs étaient moins importantes à proximité du centre de la sphère. La source considérée ici est une source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, émettant un faisceau parallèle selon $(-1 -1 -1)$, avec une fluence neutronique de $1,41 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$. Cette position est supposée inconnue. La convention est la suivante :

- $M_{x=-i}^{(-1 -1 -1)}$ correspond au comptage “mesuré” par le détecteur situé selon $x=-i$ cm lorsque la source de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ émet un faisceau parallèle selon $(-1 -1 -1)$. Dans le cas présent, $M_{x=-2}^{(-1 -1 -1)}=21598$ coups ;
- $M_{x=+i}^{(-1 -1 -1)}$ correspond au comptage du détecteur situé selon $x=+i$ cm. Dans le cas présent, $M_{x=+2}^{(-1 -1 -1)}=26618$ coups ;
- $M_{y=-i}^{(-1 -1 -1)}$ correspond au comptage du détecteur situé selon $y=-i$ cm. Dans le cas présent, $M_{y=-2}^{(-1 -1 -1)}=21648$ coups ;
- $M_{y=+i}^{(-1 -1 -1)}$ correspond au comptage du détecteur situé selon $y=+i$ cm. Dans le cas présent, $M_{y=+2}^{(-1 -1 -1)}=26513$ coups ;
- $M_{z=-i}^{(-1 -1 -1)}$ correspond au comptage du détecteur situé selon $z=-i$ cm. Dans le cas présent, $M_{z=-2}^{(-1 -1 -1)}=21619$ coups ;
- $M_{z=+i}^{(-1 -1 -1)}$ correspond au comptage du détecteur situé selon $z=+i$ cm. Dans le cas présent, $M_{z=+2}^{(-1 -1 -1)}=26740$ coups.

Les objectifs sont les suivants :

- retrouver la position $(-1 -1 -1)$ supposée inconnue ;
- dans l’hypothèse une matrice de réponse selon $(-1 0 0)$ a été construite : transformer les valeurs $M^{(-1 -1 -1)}$ en $M^{(-1 0 0)}$ au moyen de l’interpolation ellipsoïdale ;
- déconvoluer avec la méthode “personnelle” en utilisant la matrice de réponse selon $(-1 0 0)$, en supposant que seule cette matrice de réponse parallèle est portée à notre connaissance. En effet, si la matrice de réponse selon $(-1 -1 -1)$ est déjà connue, il n’est pas nécessaire de procéder à la transformation de $M^{(-1 -1 -1)}$ en $M^{(-1 0 0)}$.

En effectuant une première analyse brute de ces 6 mesures, il est possible de s’apercevoir que :

- $M_{x=+2}^{(-1 -1 -1)} \simeq M_{y=+2}^{(-1 -1 -1)} \simeq M_{z=+2}^{(-1 -1 -1)}$;
- $M_{x=-2}^{(-1 -1 -1)} \simeq M_{y=-2}^{(-1 -1 -1)} \simeq M_{z=-2}^{(-1 -1 -1)}$.

De plus, étant donné que $M_{x=+2}^{(-1 -1 -1)} > M_{x=-2}^{(-1 -1 -1)}$, ces résultats semblent cohérents avec un faisceau parallèle émettant selon l’axe $(-1 -1 -1)$.

Le modèle d’interpolation ellipsoïdale peut se ramener à six équations. Les six inconnues sont les suivantes :

- 3 paramètres permettant de déterminer les dimensions de l’ellipsoïde de révolution :
 - a, le demi-grand axe. C’est l’axe de révolution qui, dans notre exemple, est orienté selon le vecteur $(-1 -1 -1)$;
 - a_1 le paramètre illustrant le décalage selon le grand axe entre le centre de l’ellipsoïde et le centre de la sphère physique de Bonner. En cas de coïncidence entre les deux centres, $a_1=a$;
 - b, le demi-petit axe ;
- 3 paramètres permettant de remonter à l’orientation de la source :
 - θ_p , le paramètre permettant de remonter à l’angle θ_r des coordonnées sphériques réelles. Sur une sphère, en développant les équations paramétriques, $\theta_p=\theta_r$, ce qui n’est pas le cas pour un ellipsoïde de révolution ;
 - θ_r , l’angle des coordonnées sphériques réelles, pouvant être ramené à la latitude par

déphasage de 90° ;

- φ_r , l'angle des coordonnées sphériques réelles correspondant à la longitude. Dans le cas d'un ellipsoïde de révolution, $\varphi_r = \varphi_p$.

$$\begin{aligned}
 (X_+)^2 &= [a \sin \theta_p + (a_1 - a)]^2 + [b \cos \theta_p]^2 & (H.1) \\
 (X_-)^2 \left[1 - \left(\frac{b}{X_+} \cos \theta_p \right)^2 \right] &= \left[-a \sqrt{1 - \left(\frac{X_-}{X_+} \cos \theta_p \right)^2} + (a_1 - a) \right]^2 \\
 (Y_+)^2 \left[\frac{1 - \sin^2 \varphi_r}{\left(\frac{X_+}{b \cos \theta_p} \right)^2 - \sin^2 \varphi_r} \right] &= \left[a \sqrt{1 - \left(\frac{Y_+}{b} \right)^2 \left[\frac{\left(\frac{X_+}{b \cos \theta_p} \right)^2 - 1}{\left(\frac{X_+}{b \cos \theta_p} \right)^2 - \sin^2 \varphi_r} \right]} + (a_1 - a) \right]^2 \\
 (Y_-)^2 \left[\frac{1 - \sin^2 \varphi_r}{\left(\frac{X_+}{b \cos \theta_p} \right)^2 - \sin^2 \varphi_r} \right] &= \left[-a \sqrt{1 - \left(\frac{Y_-}{b} \right)^2 \left[\frac{\left(\frac{X_+}{b \cos \theta_p} \right)^2 - 1}{\left(\frac{X_+}{b \cos \theta_p} \right)^2 - \sin^2 \varphi_r} \right]} + (a_1 - a) \right]^2 \\
 (Z_+)^2 \left[\frac{1 - \sin^2 \varphi_r}{\left(\frac{X_+}{b \cos \theta_p} \right)^2 - \sin^2 \varphi_r} \right] &= \left[a \sqrt{1 - \left(\frac{Z_+}{b} \right)^2 \left[\frac{\left(\frac{X_+}{b \cos \theta_p} \right)^2 - 1}{\left(\frac{X_+}{b \cos \theta_p} \right)^2 - \sin^2 \varphi_r} \right]} + (a_1 - a) \right]^2 \\
 \theta_r &= \arctan \left[\frac{a \sin \theta_p + (a_1 - a)}{b \cos \theta_p} \right]
 \end{aligned}$$

Après avoir inséré ces équation dans le solveur du logiciel *Mathematica*, au moyen de la fonction *FindRoot*, les valeurs suivantes sont obtenues : $\theta = 39^\circ$ et $\varphi = 48^\circ$, sachant que les valeurs théoriques, pour un flux parallèle selon $(-1 \ -1 \ -1)$ sont $\theta = 35,26^\circ$ et $\varphi = 45^\circ$. Les décalages angulaires sont donc respectivement $\Delta\theta = 4^\circ$ et $\Delta\varphi = 3^\circ$.

Ainsi, au vu de la complexité de l'utilisation de cette méthode, et bien qu'elle pourrait potentiellement présenter l'avantage de connaître la direction de la source, la méthode personnelle ne sera utilisé ici qu'avec des sources parallèles selon $(-1 \ 0 \ 0)$.

Annexe I

Étude et optimisation de la version sphérique : annexe

Statistique réduite, spectre d'initialisation modéré différent du spectre attendu, source non modérée

En considérant la figure I.1 ($H^*(10)$ et $H_p(10)$), pour un spectre d'initialisation de ^{252}Cf modéré et un spectre attendu de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, UMG restitue correctement la partie rapide en la sous-estimant. Les erreurs en $H^*(10)$ et en $H_p(10)$ sont du même ordre de grandeur, inférieures à 16%. Concernant la méthode personnelle, le spectre restitué est plus resserré que le spectre attendu, avec une moyenne décalée vers la droite en énergie. Cette déformation du spectre, moins bien restitué qu'avec UMG, occasionne paradoxalement une erreur plus faible qu'avec UMG, de 3% en $H^*(10)$ et de 14% en $H_p(10)$.

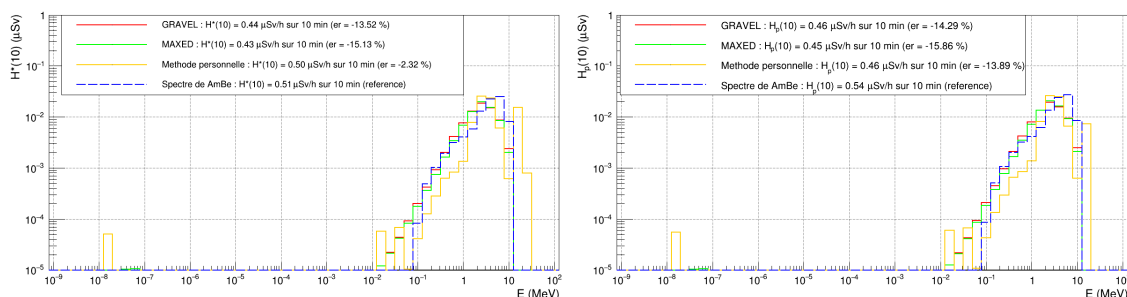


FIGURE I.1 – Résultats de déconvolution ($H^*(10)$ à gauche et $H_p(10)$ à droite en μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Sphère de Bonner de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon (-1 0 0). Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, parallèle selon (-1 0 0), avec une statistique réduite ($\Phi = 200 \text{ cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène.

Spectre d'initialisation modéré différent du spectre attendu, source non modérée

En considérant la figure I.2 ($H^*(10)$ et $H_p(10)$), pour un spectre d'initialisation de ^{252}Cf modéré et un spectre attendu de $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, UMG restitue correctement la partie rapide en la sous-estimant. Les erreurs en $H^*(10)$ et en $H_p(10)$ sont, respectivement, inférieures à 7 et 10%. Concernant la méthode personnelle, le spectre restitué est plus resserré que le spectre attendu, avec une moyenne décalée vers la droite en énergie. Cette déformation du spectre, moins bien restitué qu'avec UMG, occasionne une erreur nettement élevée qu'avec UMG, de plus de 16% en $H^*(10)$ et en $H_p(10)$.

ANNEXE I. ÉTUDE ET OPTIMISATION DE LA VERSION
SPHÉRIQUE : ANNEXE

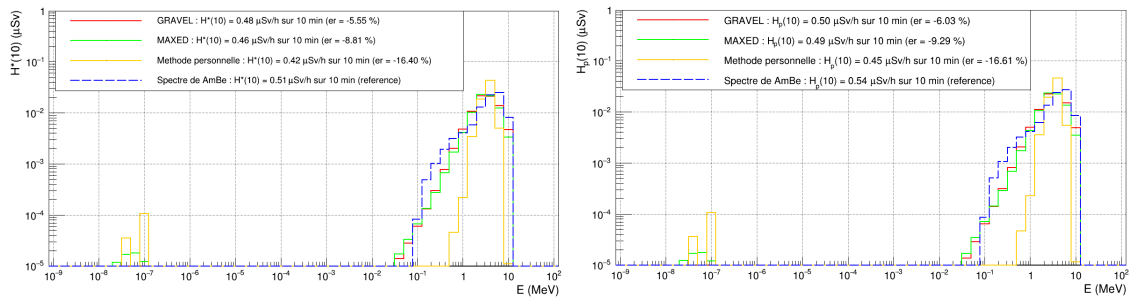


FIGURE I.2 – Résultats de déconvolution ($H^*(10)$ à gauche et $H_p(10)$ à droite en μSv) en fonction de l'énergie (MeV). Cylindre de polyéthylène de 25 cm de diamètre. Matrice de réponse utilisée : parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$. Source simulée : $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ non modéré, parallèle selon $(-1\ 0\ 0)$, avec une statistique réduite ($\Phi = 200\ \text{cm}^{-2}$). Spectre d'initialisation : ^{252}Cf modéré par 6 cm de polyéthylène.

Annexe J

Explications complémentaires sur le fonctionnement d'une photodiode à avalanche

Tout d'abord, revenons brièvement sur le principe de fonctionnement d'une photodiode. Il est basé sur les propriétés du silicium qui est un semi-conducteur, et qui est situé, à l'instar du carbone et du germanium, sur la colonne *IVA* (groupe des carbonides) du tableau périodique des éléments. Cela lui confère :

- quatre électrons sur sa couche externe, dite de valence ;
- une bande interdite d'énergie (ΔE) : il s'agit du "gap" ou "écart" d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction située au-dessus¹. La détection des photons est basée sur le déplacement d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, déplacement causé par un photon incident, d'où l'effet photoélectrique.

Concernant les dopages de type P et de type N :

- le dopage de type P consiste à remplacer certains atomes de silicium par des atomes de bore, situés, dans le tableau périodique, sur la colonne adjacente gauche (*IIIA*) à celle du silicium, lui conférant 3 électrons de valence au lieu de 4. Ce qui génère un "trou" de charge positive, d'où la dénomination "P" ;
- le dopage de type N consiste à remplacer certains atomes de silicium par des atomes de phosphore, situés, dans le tableau périodique, sur la colonne adjacente droite (*VA*) à celle du silicium, lui conférant 5 électrons de valence au lieu de 4. Ce qui génère un électron, de charge négative, en surplus, d'où la dénomination "N".

Concernant la jonction P-N, la jonction entre une plaque dopée P et une plaque dopée N entraîne une diffusion des électrons, contrée par la création progressive d'un champ électrique. La force de diffusion et la force électrique ($F = -qE$) vont s'équilibrer, laissant une zone dépourvue de porteurs libres appelée "zone de déplétion" ou zone de charge d'espace (ZCE). Pour accroître davantage cette ZCE dans le but de passer en mode avalanche, il faut générer un champ électrique supplémentaire et donc polariser la photodiode en tension inverse, en mode Geiger. Ainsi, lorsqu'un photon va atteindre un électron de la bande de valence et va lui donner suffisamment d'énergie pour le faire "monter", par effet photoélectrique, sur la bande de conduction, la paire "électron-trou" ainsi générée sera alors fortement accélérée et pourra exciter en cascade d'autres paires d'"électrons-trous", d'où le terme d'avalanche, qui permet d'amplifier le signal de départ.

Cependant, afin de pouvoir continuer à détecter les photons suivants, il faut éteindre

1. Pour mémoire, dans le cas des conducteurs tels les métaux, ces deux bandes sont confondues, et dans le cas des isolants, ce "gap" est beaucoup plus marqué que pour les semi-conducteurs.

l'avalanche dans la photodiode au moyen d'une résistance d'extinction Rq (indice q pour "quenching resistor") placée en série. Ce processus est appelé le processus de recharge de la photodiode. Le temps caractéristique d'extinction τ est égale à la capacité Cd de la GAPD² multipliée par la résistance d'extinction Rq . Sans plus entrer dans les détails, étant donné que Rq doit rester élevée, il faut diminuer la valeur Cd afin de réduire ce temps caractéristique et améliorer la recharge de la photodiode.

2. GAPD : Geiger-mode avalanche photodiode.

Bibliographie

- [1] G. Heger. Introduction à l'interaction rayonnement matière. In *Études Structurales par Diffraction des Neutrons*. EDP Sciences, 2008. 4
- [2] Ph.D. Tsoufanidis Nicholas. *Measurement and Detection of Radiation*. Taylor & Francis, 1995. 5, 13, 57, 135
- [3] Rospec brochure. https://bubbletech.ca/wp-content/uploads/2022/04/BTI_ROSPEC_2011-Dec-09_A.pdf. Accessed : 2023-08-06. 6
- [4] Craig Heimbach. NIST calibration of a neutron spectrometer ROSPEC. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 111(6) :419, nov 2006. 6
- [5] Scionix data sheet. <https://scionix.nl/wp-content/uploads/2019/02/CLLBC-datasheet.pdf>. Accessed : 2023-10-25. 7
- [6] Blair Jamieson, Lori Rebenitsch, Sean Hansen-Romu, Bernhard Lauss, Thomas Lindner, Jeffery Martin, and Edgard Pierre. Characterization of a scintillating lithium glass ultra-cold neutron detector. *The European Physical Journal A*, 53, 08 2016. 7
- [7] Y. Wu, A.W. Darge, A.A. Trofimov, C. Li, K.S. Brinkman, S.M. Husson, and L.G. Jacobsohn. Fabrication and characterization of zns :ag-based ultrafiltration membrane scintillator. *Optical Materials*, 88 :424–428, 2019. 8
- [8] Pauline Durouchoux Dorian Da Cunha. Projet doneut. Technical report, jan 2022. 8, 97, 98, 101
- [9] Jiří Janda and Lucie Fiserova. Thermal neutron detection using alpha/beta-gamma discrimination circuit. *Radiation Physics and Chemistry*, 156 :109–114, 2019. 8
- [10] M. W. Charles. ICRP publication 103 : Recommendations of the ICRP. *Radiation Protection Dosimetry*, 129(4) :500–507, oct 2007. 8, 10, 12
- [11] A. Biau. Dosimétrie individuelle, grandeurs et unités. *Radioprotection*, 46(5) :S15–S21, 2011. 8
- [12] Jean-Marc Bordy. Rapport CEA-R-6214 - la dosimétrie externe des rayonnements ionisants de la référence nationale aux utilisateurs en radiothérapie et en radioprotection. Technical report, mar 2009. 8, 9
- [13] Jun Deng. ICRU report 66 : Determination of operational dose equivalent quantities for neutrons. *Physics in Medicine and Biology*, 47(14) :2569–2569, jul 2002. 12, 69, 77

- [14] Richard L. Bramblett, Ronald I. Ewing, and T.W. Bonner. A new type of neutron spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods*, 9(1) :1–12, 1960. 13, 14, 31
- [15] Sébastien Serre. *Design, Optimization and Characterization of a Bonner Sphere Neutron Spectrometer Extended to High Energy Domain*. Theses, Université Paul Cézanne - Aix-Marseille III, December 2010. 13, 31
- [16] Mehdi Benmosbah. *Spectrométrie des neutrons : étude de la réponse d'un ensemble de compteurs proportionnels*. PhD thesis, 2007. Thèse de doctorat dirigée par Fromm, Michel Chimie Besançon 2007. 14
- [17] *Modern Neutron Detection*. Number 1935 in TECDOC Series. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, 2020. 15
- [18] J. Atanackovic, W. Matysiak, S. Witharana, J. Dubeau, and A. J. Waker. Measurements of neutron energy spectra from ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ reaction with Bonner sphere spectrometer, Nested Neutron Spectrometer and ROSPEC. *Radiation Protection Dosimetry*, 161(1-4) :221–224, 12 2013. 15
- [19] Diamon brochure. https://www.raylab.solutions/wp-content/uploads/2021/06/DIAMON_leaflet.pdf. Accessed : 2023-08-06. 15
- [20] Saverio Braccini, Pierluigi Casolaro, Gaia Dellepiane, Isidre Mateu, Lorenzo Mercolli, Andrea Pola, Dario Rastelli, and Paola Scampoli. A novel experimental approach to characterize neutron fields at high- and low-energy particle accelerators. *Scientific Reports*, 12(1), oct 2022. 15
- [21] M. Lis, J.M. Gómez-Ros, R. Bedogni, and A. Delgado. Design and feasibility of a multi-detector neutron spectrometer for radiation protection applications based on thermoluminescent ${}^6\text{LiF}:\text{Ti,Mg}$ (TLD-600) detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 584(1) :196–203, jan 2008. 17, 18
- [22] J.M. Gómez-Ros, R. Bedogni, M. Moraleda, A. Delgado, A. Romero, and A. Esposito. A multi-detector neutron spectrometer with nearly isotropic response for environmental and workplace monitoring. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 613(1) :127–133, jan 2010. 17, 18
- [23] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrant, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracsek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell'Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora

- de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O'Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, and D. Zschiesche. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250–303, jul 2003. [17](#)
- [24] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce Dubois, M. Asai, G. Bartrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytracsek, G.A.P. Cirrone, G. Cooperman, G. Cosmo, G. Cuttone, G.G. Daquino, M. Donszelmann, M. Dressel, G. Folger, F. Foppiano, J. Generowicz, V. Grichine, S. Guatelli, P. Gumplinger, A. Heikkinen, I. Hrivnacova, A. Howard, S. Incerti, V. Ivanchenko, T. Johnson, F. Jones, T. Koi, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, V. Lara, S. Larsson, F. Lei, O. Link, F. Longo, M. Maire, A. Mantero, B. Mascialino, I. McLaren, P. Mendez Lorenzo, K. Minamimoto, K. Murakami, P. Nieminen, L. Pandola, S. Parlati, L. Peralta, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, A. Ribon, P. Rodrigues, G. Russo, S. Sadilov, G. Santin, T. Sasaki, D. Smith, N. Starkov, S. Tanaka, E. Tcherniaev, B. Tome, A. Trindade, P. Truscott, L. Urban, M. Verderi, A. Walkden, J.P. Wellisch, D.C. Williams, D. Wright, and H. Yoshida. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(1) :270–278, feb 2006. [17](#)
- [25] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand, B.R. Beck, A.G. Bogdanov, D. Brandt, J.M.C. Brown, H. Burkhardt, Ph. Canal, D. Cano-Ott, S. Chauvie, K. Cho, G.A.P. Cirrone, G. Cooperman, M.A. Cortés-Giraldo, G. Cosmo, G. Cuttone, G. Depaola, L. Desorgher, X. Dong, A. Dotti, V.D. Elvira, G. Folger, Z. Francis, A. Galoyan, L. Garnier, M. Gayer, K.L. Genser, V.M. Grichine, S. Guatelli, P. Guèye, P. Gumplinger, A.S. Howard, I. Hřivnáčová, S. Hwang, S. Incerti, A. Ivanchenko, V.N. Ivanchenko, F.W. Jones, S.Y. Jun, P. Kaitaniemi, N. Karakatsanis, M. Karamitros, M. Kelsey, A. Kimura, T. Koi, H. Kurashige, A. Lechner, S.B. Lee, F. Longo, M. Maire, D. Mancusi, A. Mantero, E. Mendoza, B. Morgan, K. Murakami, T. Nikitina, L. Pandola, P. Paprocki, J. Perl, I. Petrović, M.G. Pia, W. Pokorski, J.M. Quesada, M. Raine, M.A. Reis, A. Ribon, A. Ristić Fira, F. Romano, G. Russo, G. Santin, T. Sasaki, D. Sawkey, J.I. Shin, I.I. Strakovsky, A. Taborda, S. Tanaka, B. Tomé, T. Toshito, H.N. Tran, P.R. Truscott, L. Urban, V. Uzhinsky, J.M. Verbeke, M. Verderi, B.L. Wendt, H. Wenzel, D.H. Wright, D.M. Wright, T. Yamashita, J. Yarba, and H. Yoshida. Recent developments in geant4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 835 :186–225, nov 2016. [17](#)
- [26] P. Corompt, J. Molinari, and P. Calmels. Étude théorique et expérimentale des flux de neutrons thermiques dans des hydrocarbures et application des résultats à la mesure de leur densité et à la recherche de leur composition. EUR 3624. = theoretical and experimental study of flows of thermal neutrons in hydrocarbons and application of results to the measurement of their density and the search for their composition. eur 3624., 1968. Sections are bookmarked. [18](#), [69](#)

- [27] A. D. Taylor. Monte Carlo reflector studies for a pulsed neutron source. Technical report, jun 1981. [18](#)
- [28] E. Mendoza, D. Cano-Ott, C. Guerrero, and R. Capote. New evaluated neutron cross section libraries for the geant4 code. Technical report, IAEA, 2012. [18](#)
- [29] E. Mendoza and D. Cano-Ott. Update of the evaluated neutron cross section libraries for the geant4 code. Technical report, IAEA, 2018. [18](#)
- [30] Emilio Mendoza, Daniel Cano-Ott, Tatsumi Koi, and Carlos Guerrero. New standard evaluated neutron cross section libraries for the GEANT4 code and first verification. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(4) :2357–2364, aug 2014. [18](#)
- [31] M. Lis, J.M. Gómez-Ros, and A. Delgado. Preliminary design of a single sphere multi-detector directional neutron spectrometer using TLD-600. *Radiation Measurements*, 43(2-6) :1033–1037, feb 2008. [18](#)
- [32] José María Gómez-Ros, Roberto Bedogni, Montserrat Moraleda, Ana Romero, Antonio Delgado, and Adolfo Esposito. Design and validation of a single sphere multi-detector neutron spectrometer based on LiF : Mg,cu,p thermoluminescent dosimeters. *Radiation Measurements*, 45(10) :1220–1223, dec 2010. [18](#)
- [33] J.M. Gómez-Ros, R. Bedogni, M. Moraleda, A. Esposito, A. Pola, M.V. Introini, G. Mazzitelli, L. Quintieri, and B. Buonomo. Designing an extended energy range single-sphere multi-detector neutron spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 677 :4–9, jun 2012. [18](#)
- [34] R. Bedogni, J.M. Gómez-Ros, A. Esposito, A. Gentile, M. Chiti, L. Palacios-Pérez, M. Angelone, and L. Tana. Workplace testing of the new single sphere neutron spectrometer based on dysprosium activation foils (dy-SSS). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 684 :105–108, aug 2012. [18](#)
- [35] R. Bedogni, J.M. Gómez-Ros, A. Pola, M.V. Introini, D. Bortot, A. Gentile, A. Esposito, G. Mazzitelli, B. Buonomo, L. Quintieri, and L. Foggetta. Testing a newly developed single-sphere neutron spectrometer in reference monochromatic fields from 147keV to 14.8meV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 714 :110–114, jun 2013. [18](#)
- [36] R. Bedogni, D. Bortot, B. Buonomo, A. Esposito, J.M. Gómez-Ros, M.V. Introini, M. Lorenzoli, A. Pola, and D. Sacco. First test of SP2 : A novel active neutron spectrometer condensing the functionality of bonner spheres in a single moderator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 767 :159–162, dec 2014. [18](#)
- [37] R. Bedogni, J.M. Gómez-Ros, A. Pola, D. Bortot, A. Gentile, M.V. Introini, B. Buonomo, M. Lorenzoli, M. Mazzitelli, and D. Sacco. Experimental test of a newly developed single-moderator, multi-detector, directional neutron spectrometer in reference monochromatic fields from 144keV to 16.5meV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 782 :35–39, may 2015. [18](#)

- [38] Andrea Pola, Roberto Bedogni, Carles Domingo, Davide Bortot, José María Gómez-Ros, Maria Vittoria Introini, Immaculada Martínez-Rovira, Maite Romero-Expósito, and Marco Costa. Neutron spectrometry of a lightly encapsulated ²⁴¹americium–beryllium neutron source using two different bonner sphere spectrometers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 927 :371–374, may 2019. [18](#)
- [39] Y. Dodge and G.Melfi. *Premiers pas en simulation*. Springer Paris, 2008. [21](#)
- [40] A.N. Solovyev, V.V. Fedorov, V.I. Kharlov, and U.A. Stepanova. Comparative analysis of MCNPX and GEANT4 codes for fast-neutron radiation treatment planning. *Nuclear Energy and Technology*, 1(1) :14–19, sep 2015. [22](#)
- [41] *GEANT4 - User's Guide for Toolkit Developers - Release 10.5*. CERN - Geant4 Collaboration, rev 3.1 edition, mar 2019. [23](#)
- [42] Valentin Pestel. Calibration neutron de l'expérience solid : étude théorique, pratique et dimensionnement. Technical report, jun 2016. [24](#)
- [43] Serge Marguet. *La physique des réacteurs nucléaires*. Éditions Tec & Doc Lavoisier, Paris, 2017. [24](#)
- [44] V Mares and H Schraube. High energy neutron spectrometry with bonner spheres, Dec 1998. [25](#)
- [45] B.M. van der Ende, J. Atanackovic, A. Erlandson, and G. Bentoumi. Use of geant4 vs. mcnp for the characterization of a boron-lined neutron detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 820 :40 – 47, 2016. [25](#)
- [46] A. Osovizky, K. Pritchard, J. Ziegler, E. Binkley, Y. Yehuda-Zada, P. Tsai, A. Thompson, C. Cooksey, K. Siebein, N. Hadad, M. Jackson, C. Hurlbut, R. Ibberson, G. M. Baltic, C. F. Majkrzak, and N. C. Maliszewskyj. 6lif :zns(ag) mixture optimization for a highly efficient ultrathin cold neutron detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 65(4) :1025–1032, 2018. [32](#)
- [47] Y. Yehuda-Zada, K. Pritchard, J.B. Ziegler, C. Cooksey, K. Siebein, M. Jackson, C. Hurlbut, Y. Kadmon, Y. Cohen, R.M. Ibberson, C.F. Majkrzak, N.C. Maliszewskyj, I. Orion, and A. Osovizky. Optimization of 6lif :zns(ag) scintillator light yield using geant4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 892 :59–69, 2018. [34](#)
- [48] Jade Bouadana. évaluation des performances de détecteurs neutrons zns : Lif pour la réalisation d'un spectromètre neutron. Technical report, jun 2021. [34](#), [97](#), [98](#), [99](#)
- [49] David Thomas, Roberto Bedogni, Roberto Méndez, Alan Thompson, and Andreas Zimbal. REVISION OF ISO 8529—REFERENCE NEUTRON RADIATIONS. *Radiation Protection Dosimetry*, 180(1-4) :21–24, sep 2017. [35](#), [67](#)
- [50] R. Worrall, B. Colling, M.R. Gilbert, E. Litherland-Smith, C.R. Nobs, L.W. Packer, C. Wilson, and A. Zohar. The development, testing and comparison of unfolding methods in spectra-uf for neutron spectrometry. *Fusion Engineering and Design*, 161 :112038, 2020. [53](#), [61](#), [62](#)

- [51] R. Fletcher, United Kingdom Atomic Energy Authority, and H.M.S.O. *A Modified Marquardt Subroutine for Non-linear Least Squares*. AERE report / R. : AERE report. Theoretical Physics Division, Atomic Energy Research Establishment, 1971. 58
- [52] Shikoh ITOH and Toshiharu TSUNODA. Neutron spectra unfolding with maximum entropy and maximum likelihood. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 26(9) :833–843, sep 1989. 60, 61, 63
- [53] M. Reginatto and P. Goldhagen. MAXED, a computer code for the deconvolution of multisphere neutron spectrometer data using the maximum entropy method. Technical report, jun 1998. 61
- [54] S. Berg and W. N. McElroy. A computer-automated iterative method for neutron flux spectra determination by foil activation. volume ii. sand ii (spectrum analysis by neutron detectors ii) and associated codes. technical report, april 1966–july 1967. 1967. 61, 62
- [55] Marcel Reginatto, Burkhard Wiegel, Andreas Zimbal, and Frank Langner. *UMG 33, Analysis of data measured with spectrometers using unfolding techniques*. Energy Agency of the OECD (NEA) Nuclear Energy Agency of the OECD (NEA), September 2004. 61
- [56] Shigetaka Maeda and Tetsuo Iguchi. A new unfolding code combining maximum entropy and maximum likelihood for neutron spectrum measurement. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 50(4) :381–386, apr 2013. 61, 63
- [57] Marcel Reginatto, Paul Goldhagen, and Sonja Neumann. Spectrum unfolding, sensitivity analysis and propagation of uncertainties with the maximum entropy deconvolution code maxed. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 476(1) :242–246, 2002. Int. Workshop on Neutron Field Spectrometry in Science, Technology and Radiation Protection. 61
- [58] Newton method. encyclopedia of mathematics. http://encyclopediaofmath.org/index.php?title=Newton_method&oldid=47968. Accessed : 2023-08-03. 64
- [59] M. Koçak, H. Ahmadov, and G. Dere. On prompt fission neutron spectrum in spontaneous fission of ^{252}Cf . *Annals of Nuclear Energy*, 70 :82–86, aug 2014. 67
- [60] D.J Thomas and A.V Alevra. Bonner sphere spectrometers—a critical review. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 476(1-2) :12–20, jan 2002. 80
- [61] A. Ghassemi, K. Sato K., and Kobayashi. MPPC hamamatsu. Technical report, jun 2021. 95, 96
- [62] Citiroc 1a : Scientific instrumentation sipm read-out chip. <https://www.weeroc.com/products/sipm-read-out/citiroc-1a>. Accessed : 2023-11-07. 97
- [63] ICRP publication 74 : Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. *Ann. ICRP 26 (3-4)*, 1996. 102

- [64] V. Helaine. *Neutron Electric Dipole Moment measurement : simultaneous spin analysis and preliminary data analysis*. Theses, Université de Caen, September 2014. [135](#)
- [65] James E. Turner. *Atoms, Radiation, and Radiation Protection, 2nd Edition*. Wiley-VCH, 1995.
- [66] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-To Approach*. Springer-Verlag, 1994.
- [67] *Compendium of Neutron Spectra and Detector Responses for Radiation Protection Purposes*. Intl Atomic Energy Agency, 2002.
- [68] M. Bricka and G. Soudain. Spectrométrie des neutrons par détecteurs à activation. *Radioprotection*, 1(1) :15–32, jan 1966.
- [69] T. Lahaye, D. Cutarella, S. Ménard, A. Rannou, and T. Bolognese-Milsztajn. Dosimètre individuel électronique pour les neutrons : Saphydose-n. *Radioprotection*, 35(2) :223–230, apr 2000.
- [70] C. Itié, H. Muller, B. Asselineau, R. Médioni, P. Crovisier, P. Valier-Bradier, J. E. Groetz, and J. Piot. Mesures de spectrométrie et de dosimétrie neutron aux postes de travail pour l'étalonnage de dosimètres individuels PGP-DIN. *Radioprotection*, 37(4) :443–455, oct 2002.
- [71] H. Vialettes. Spectrométrie des neutrons autour des accélérateurs de saclay à l'aide des émulsions nucléaires et d'un compteur proportionnel à hélium-3. *Radioprotection*, 2(4) :269–285, oct 1967.
- [72] Grzegorz Adamiec, M Iñiguez, Alfredo Lorente, M Voytchev, and Eduardo Gallego. Propriétés de la photodiode pin comme détecteur neutron. 01 2019.
- [73] G. Adamiec, M.P. Iñiguez, A. Lorente, M. Voytchev, and E. Gallego. Response of a silicon PIN photodiode to an am-be neutron source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 534(3) :544–550, dec 2004.
- [74] *Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors*. Springer Us, 2012.
- [75] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2000.
- [76] P. Marguin and A. Moussa. Compteur proportionnel à protons de recul pour spectrométrie de neutrons rapides. *Journal de Physique Appliquée*, 18(S3) :1–9, 1957.
- [77] J. Schweizer. La polarisation des neutrons : Qu'est-ce que c'est ? à quoi ca sert ? *École thématique de la Société Française de la Neutronique*, 12 :1–11, 2007.
- [78] J. Ollivier and J.-M. Zanotti. Diffusion inélastique de neutrons par temps de vol. In *JDN 16 – Diffusion Inélastique des Neutrons pour l'Etude des Excitations dans la Matière Condensée*. EDP Sciences, 2010.
- [79] J. Schweizer. Diffusion de neutrons : introduction. *Journal de Physique IV (Proceedings)*, 111 :19–55, sep 2003.

-
- [80] Seyed Abolfazl Hosseini. Neutron spectrum unfolding using artificial neural network and modified least square method. *Radiation Physics and Chemistry*, 126 :75 – 84, 2016.
- [81] Yisheng Zou, Weihua Zhang, Chunjuan Li, Yina Liu, and Hailong Luo. Construction and test of a single sphere neutron spectrometer based on pairs of ^6Li -and ^7Li -glass scintillators. *Radiation Measurements*, 127 :106148, aug 2019.
- [82] Valentina Santoro, Douglas D. DiJulio, and Phillip M. Bentley. MeV neutron production from thermal neutron capture in ^6Li simulated with geant4. *Journal of Physics : Conference Series*, 746 :012012, sep 2016.
- [83] Larry Armijo. Minimization of functions having Lipschitz continuous first partial derivatives. *Pacific Journal of Mathematics*, 16(1) :1 – 3, 1966.
- [84] *GEANT4 - Guide For Physics Lists - Release 10.6*. CERN - Geant4 Collaboration, rev 4 edition, dec 2019.
- [85] P. E. Gill, G. H. Golub, W. Murray, and M. A. Saunders. Methods for modifying matrix factorizations. *Mathematics of Computation*, 28(126) :505–505, may 1974.
- [86] Nist : Astar - stopping power and range table for helium ions. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR.html>. Accessed : 2023-03-13.
- [87] Nist : X-ray mass attenuation coefficients for lithium fluoride. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/lithiumflu.html>. Accessed : 2023-03-13.
- [88] James F. Ziegler and Jochen P. Biersack. *The Stopping and Range of Ions in Matter*, pages 93–129. Springer US, Boston, MA, 1985.
- [89] René Laguerre. *Spectrométrie des neutrons basée sur la réaction $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ et l'utilisation de détecteurs à barrière de surface*. PhD thesis, 1973. CEA-R-4393.

Développement d'un spectromètre/débitmètre neutrons transportable

Résumé : le projet DONEUT (DOsimètre NEUtrons) dans lequel s'inscrit cette thèse vise à répondre à un besoin avéré, des mondes militaire et civil, qui souhaitent déterminer de manière plus précise l'impact, fondamental dans le domaine de la radioprotection, des rayonnements neutroniques pour les personnels mettant en œuvre l'énergie nucléaire.

Pour répondre à ce besoin, nécessitant une mesure rapide (≤ 10 min) et précise des débits d'équivalents de dose ambiants ($H^*(10)$) et personnels ($H_p(10)$) neutrons rencontrés dans ces environnements industriels, entre $1 \mu\text{Sv/h}$ et $\sim 10 \text{ mSv/h}$, un prototype de spectromètre de forme cylindrique en polyéthylène multi-instrumenté, transportable (masse ≤ 15 kg), avec 32 détecteurs de neutrons thermiques placés à différentes profondeurs, a été développé dans le cadre de ce projet.

Cet appareil permet de remonter, via des méthodes de déconvolution telles que MAXED ou GRAVEL, au spectre complet des neutrons, entre 0 et 20 MeV, dont la nocivité en exposition externe à distance dépend fortement de leur énergie. Les résultats se révèlent encourageants et en bon accord avec ceux obtenus avec le spectromètre NNS (Nested Neutron Spectrometer) qui a servi de référence, avec une bonne discrimination entre les rayonnements gamma et neutronique.

Mots-clés : sciences médicales et environnementales, spectrométrie neutron, méthodes de déconvolution, simulations de Monte-Carlo.

Development of a transportable neutron spectrometer/ratemeter

Abstract : the DONEUT (DOsimètre NEUtrons) project in which this thesis is included, has to answer to the following issue for the civilian and military nuclear industries : a more precise determination of the neutron impact on the human body, fundamental in radiation protection.

To fulfill these requirements, which consist of measuring an ambient or personal dose equivalent rate ($H^*(10)$ or $H_p(10)$) from $1 \mu\text{Sv/h}$ to $\sim 10 \text{ mSv/h}$ in less than 10 minutes, a transportable (mass ≤ 15 kg) multi detectors cylindrical prototype has been developed, with 32 thermal neutron detectors placed at different depths.

This device is able to rebuild a full neutron spectrum from 0 to 20 MeV through unfolding computer codes like MAXED and GRAVEL, and the results are in good agreement with those obtained with the NNS spectrometer (Nested Neutron Spectrometer), which was our reference, with a good gamma/neutron discrimination.

Key words : environmental and medical sciences, neutron spectrometry, unfolding methods, Monte-Carlo simulations.
